

オプティカルフローと光学的可視化計測手法の融合 による流体画像診断技術に関する研究

土黒, 聖斗

<https://hdl.handle.net/2324/7157385>

出版情報 : Kyushu University, 2023, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

オプティカルフローと光学的可視化計測手法の
融合による流体画像診断技術に関する研究

土黒 聖斗

目次

1. 緒言	5
1.1 近年の輸送機産業の動向	5
1.2 車両空力開発における課題	5
1.3 従来の車両空力計測とその問題点	6
1.4 オプティカルフローを応用した摩擦応力計測	7
1.5 高速流体现象における従来の流体計測技術とその問題点	11
1.6 オプティカルフローを応用した速度場計測	12
1.6 研究目的	14
1.7 論文構成	14
2. 光学的可視化計測手法およびオプティカルフローの原理と画像解析手法	15
2.1 オプティカルフローの原理	15
2.2 シャドウグラフ法による速度場計測	16
2.2.1 シャドウグラフ法及び投影面での運動方程式	16
2.2.2 オプティカルフローのシャドウグラフ法への適用	19
2.2.3 画像解析手法	20
2.3 蛍光油膜法による摩擦応力計測	23
2.3.1 摩擦応力と油膜発光量の関係	23
2.3.2 オプティカルフローの蛍光油膜法への適用	24
2.3.3 画像解析手法	26
2.3.4 画像平滑化処理	27
2.3.5 位置補正	27
3. 風洞実験概要および実験条件	29
3.1 高速衝突噴流実験装置	29
3.1.1 高速衝突噴流実験装置の概要	29
3.1.2 ノズル	30
3.1.3 衝突噴流装置	31
3.2 シャドウグラフ可視化実験方法	32
3.2.1 シャドウグラフ光学系及び計測システム	32
3.2.2 光源及び高速度カメラ	33

3.3	高速衝突噴流実験条件	35
3.4	車体模型及びタイヤ模型の風洞実験装置	36
3.4.1	風洞実験装置	36
3.4.2	実験模型	39
3.5	GLOF 実験方法	44
3.5.1	GLOF セットアップ	44
3.5.1	蛍光油	49
3.5.2	膜厚推定方法	50
3.5.3	油膜の塗装方法	51
3.6	空力及び表面静圧計測方法	53
3.6.1	空力計測	53
3.6.2	表面静圧計測	54
3.7	実験条件	55
3.7.1	アハメド模型	55
3.7.2	タイヤ模型	56
3.7.3	AeroSUV 模型	57
4.	高速衝突噴流に対するトレーサー粒子を用いない定量的・非接触・非定常解析	59
4.1	NPR = 1.5 において高速度カメラの時間解像度の違いによる比較	59
4.2	NPR = 2.1 及び 2.7 における非定常特性	63
4.3	まとめ	67
5.	Ahmed 模型の剥離泡構造に対する Reynolds 数効果の解明	68
5.1	抗力計測結果	68
5.2	剥離泡に対する Reynolds 数効果	68
5.3	圧力分布計測結果	71
5.4	まとめ	73
6.	複雑なタイヤ周りの流体力学的メカニズムの解明	74
6.1	非回転単独タイヤにおける形状要素が流れ場に及ぼす影響の解明	74
6.1.1	蛍光油膜可視化結果	74
6.1.2	形状要素が流れ場に及ぼす影響	75

6.1.3	タイヤ接地状況の影響.....	79
6.1.4	非回転単独タイヤ周りの流れ構造	82
6.2	車体影響を考慮した非回転タイヤ周りの流れ構造の解明	86
6.2.1	蛍光油膜可視化結果.....	87
6.2.2	形状要素の異なるタイヤが車体側面流れ場に及ぼす影響	88
6.3	まとめ	91
7.	結言	93
	参考文献.....	96
	謝辞.....	101

1. 緒言

1.1 近年の輸送機産業の動向

カーボンニュートラルに向けた動きは、自動車や航空機といった輸送機産業において活発化している。日本国内でみると、カーボンニュートラルに伴うグリーン成長戦略に基づいて、自動車産業では、2035年までに乗用車新車販売で電動車100%を目標として掲げている。電動車の定義は、電気自動車（EV）、燃料電池車（FCV）、プラグインハイブリッド車（PHV）、ハイブリッド車（HV）である。特に、EVの市場導入が強く進められている。一方で、航空機産業では、国際民間航空機関（ICAO）が2019年比でCO₂排出量を増加させない方針を示し、国際運送協会（JATA）が2050年時点でNETゼロ達成を目標として掲げている。これらを受けて、欧州を中心として、水素航空機の開発の機運が高まっている。水素航空機の実現には水素ジェットエンジンの実用化が必要であり、コア技術として、水素燃焼技術、液体水素電動ポンプ技術、液体水素燃料貯蔵タンク技術の実用化が求められる。これらコア技術について、宇宙航空研究開発機構（JAXA）を中心に研究開発が進められている。更に、このコア技術を拡張し、極超音速水素エンジン技術と組み合わせた極超音速旅客機の研究開発も進められている。このように輸送機の電動化やパワーソースの代替化に伴うこれからの輸送機の空力開発では、これまで以上に詳細な流体现象やこれまで捉えられなかった流体现象の解明が必要となる。そのためには、従来の流体計測技術に加えてより高精度又はこれまで計測が困難だった物理量の計測が可能な新たな流体計測技術が求められる。そして、近年、オプティカルフローという画像解析手法と従来の光学的可視化計測手法を組み合わせた新たな流体画像診断技術に関心が寄せられている。そこで、車両周りの流体现象や高速流動現象を対象とした既往研究の流体計測における課題と本研究の位置づけを次節以降で示す。

1.2 車両空力開発における課題

自動車における空力開発では、従来、ボディ形状の最適化（Hucho 1976; Hucho and Sovran 1993; Cogotti 1998; Nouzawa 1990; Nouzawa 1992 など）が主要な研究だったが、今後は更なる改善のために、より車体細部の詳細な現

象やこれまでは無視されてきたような空力影響をも考慮した技術開発が必要となりつつある。このような状況から、他性能を主眼に置いて開発されてきた車両部品についても、その空力への影響が注目されている。特に、タイヤはその有無によって車両全体の空力が 25% 変化する (Wickern et al. 1997) ともいわれ、SUV モデルの車両が増えていることもあってタイヤ周りの流れが車両空力に与える影響に注目が集まっている。また、近年世界的に導入が進められている、新たな燃費試験法 WLTP (Worldwide harmonized Light vehicles Test Procedure) では、可能な仕様の組み合わせすべてについて CO₂ 排出量の評価が必要とされており (Alajbegovic et al. 2017)、タイヤやホイールなど複数仕様があり得る自動車部品に関しては、その差異が車両の空気抵抗に与える影響を評価する重要性が増している。従って、実際の研究開発現場では、研究・開発期間の短縮のためにモデルベース開発 (Model Based Development : MBD) の導入が進んでいる。このうち、空力開発におけるモデルは数値流体解析 (Computational Fluid Dynamics : CFD) であるが、いまなお乱流モデルの違いによって車両の空気抵抗に支配的な剥離、再付着現象を伴う後流構造の推定に大きな誤差が生じ全体の空力特性が合わないといった課題が残る。また、タイヤ周りの流れ場はボディ周りよりも一層複雑な流体構造になると想定されるため、CFD の精度の検証と向上には、風洞実験による物理量との比較が不可欠である。

1.3 従来の車両空力計測とその問題点

近年のコンピュータの高性能化により CFD は目覚ましい進歩を遂げ、車両空力分野においても非常に有効なツールとなってきている。CFD はナビエ・ストークス方程式から効率的に算出する為に計算手法をモデル化し、設定した計算格子に基づいて解が得られる。しかしながら計算モデルや計算格子に解は大きく依存するために、従来の風洞試験と比較すると、対象物体表面付近での流れの剥離の有無などの構造に大きな違いが生じ、 C_d 値の誤差につながる場合がある。Ashton et al (2016) は計算コストが比較的 low で、産業的にしばしば使用されるレイノルズ平均ナビエ-ストークス方程式 (Reynolds-Averaged Navier-Stokes : RANS) では初期剥離剪断層の乱流運動エネルギーの予測が不十分であ

るために、流れの構造把握に問題があることを報告しており、特に再付着位置の道程精度に影響する。一方で Large-Eddy Simulation(LES)は車両のようなブラフボディが対象であっても剥離や再付着を正確に取得することが出来るが、その計算コストは非常に高くなる (Serre et al. 2013)。RANS-LES ハイブリットモデルは RANS と比較して流体構造と C_d 値の両方の予測精度向上が期待できるが、その精度は依然として不十分で計算コストは RANS の 17 倍程度となる場合がある (Ashton and Revell 2015)。また他の計算モデルと比較して計算格子への依存性が強く予測精度が大きく低下する場合があることが指摘されている。したがって、前述したように車両空力開発において CFD の精度をより向上させるためには実験データとの比較が不可欠であり、特に物体表面の流れの剥離と再付着の正確な位置が実験的に取得できることが好ましい。

物体表面の流れ情報を取得する際に用いられる一般的な実験手法に Pressure-Sensitive Paint(PSP)や表面圧計測が挙げられる。PSP は塗料中の色素が酸素と結びつくことで生じる消光作用(酸素消光)を利用した非接触光学計測で、周囲流体の圧力変化と対応する輝度変化を CCD カメラで取得、データ処理を行う。利点として空間解像度が非常に高く、非接触計測であるためセンサーなどによる計測対象への影響がないことなどが挙げられ、航空機設計などでよく用いられている (浅井 1998; Klein and Engler 1999)。しかしながら、車両空力のような低速流れでは圧力変化が小さく感度不足に陥る可能性があり、現状では主流速度 50 m/s 程度 (依田ら 2014) が限界といわれている。また、一般的に圧力分布のみでは流れ構造の理解までは困難である。一方で従来のセンサー型の表面圧計測法として、模型に設置した圧力孔から直接表面圧を計測する方法もある。低速流れでも高感度・高精度センサーを選定すれば感度不足は克服できるが、圧力孔やセンサーを模型表面に物理的に設置する必要があり、薄翼やエッジなどへの設置には制約がある。さらに離散点計測になり、空間解像度に限界がある。より直接的に物体表面における流れの剥離や再付着、渦構造の位置を定量的に取得するためには摩擦応力ベクトルを計測することが有効である。

1.4 オプティカルフローを応用した摩擦応力計測

Liu et al は従来の干渉法 (Naughton and Brown 1996) の代わりとなる蛍光

発光を利用しオプティカルフローの解析原理を応用することによって油膜厚さを計測する摩擦応力計測 (Liu and Sullivan 1998) を考案した. 更にその計測の対象を面全体に拡張した **Global Luminescent Oil-Film Skin-Friction Meter (GLOF 法)** (Liu 2008) が導入された. 本手法の特徴として, オイルフロー法やプレストン管による摩擦応力の点計測とは異なり, 計測面全域の摩擦応力ベクトルが抽出でき, 他の手法では計測に課題を残す物体表面上の流れ場を可視化することが出来る. オプティカルフローとは連続画像中の運動物体の見かけの速度ベクトル場を算出する画像解析手法であり, PIV 計測等の他の可視化試験での解析にも利用されている. 詳細な原理については次章にて後述する.

本節では Liu et al が本手法をデルタ翼に適用した例を示す (Liu et al., 2009). Fig. 1.1 は計測セットアップを示している. テストセクション内に翼面上に蛍光油を塗布し, 励起光源によって発光させる. 通風中の油膜厚さの変化を輝度変化として上部に設置したカメラによって連続画像として記録する. 取得された連続画像の一部を Fig. 1.2(a)に示している. 数百~数千枚のこれらの連続画像に対して解析処理を行うことで Fig. 1.2(b)に示す摩擦応力ベクトル線図を取得できる. ベクトル線図中の流線の矢印が向かい合う部分では流れの剥離と定義することが出来る. 同様に流線の矢印が離れていく向きの場合には流れの再付着が生じている. Fig. 1.2(b)においては翼端で剥離した流れが再付着していることや内部に二次剥離が生じている様子が確認される. また, Fig. 1.2(c)に示すように実験的計測が困難な摩擦応力の相対値分布として計測面全体で取得することが出来る. ピクセルベースの解析によって算出される為, これらの流体構造及び摩擦応力を座標情報として取得できる. 以上のように GLOF 法は物体表面上の流れ情報をピクセル解像度に応じた精度で定量的に取得できる. しかし, GLOF 法は原理上, 流れによる物体表面の摩擦応力に油膜が追従することが求められるが, 気流の動圧が小さい低速流れ下では, そもそも物体表面での摩擦応力が小さい. 従って, 車両へ GLOF 法を適用するためには, 油膜の粘度や膜厚の選定, 膜厚の推定方法や油膜の塗装方法といった技術的課題が残る. 更に, 油膜は自重影響を受けるため, ブラフボディである車両への適用はこれらの問題の解決を更に困難にする. そこで, 本研究では先行研究を含め車両へ GLOF 法を適用するための技術開発も進めてきており, その詳しい風洞実験方

法についても紹介する.

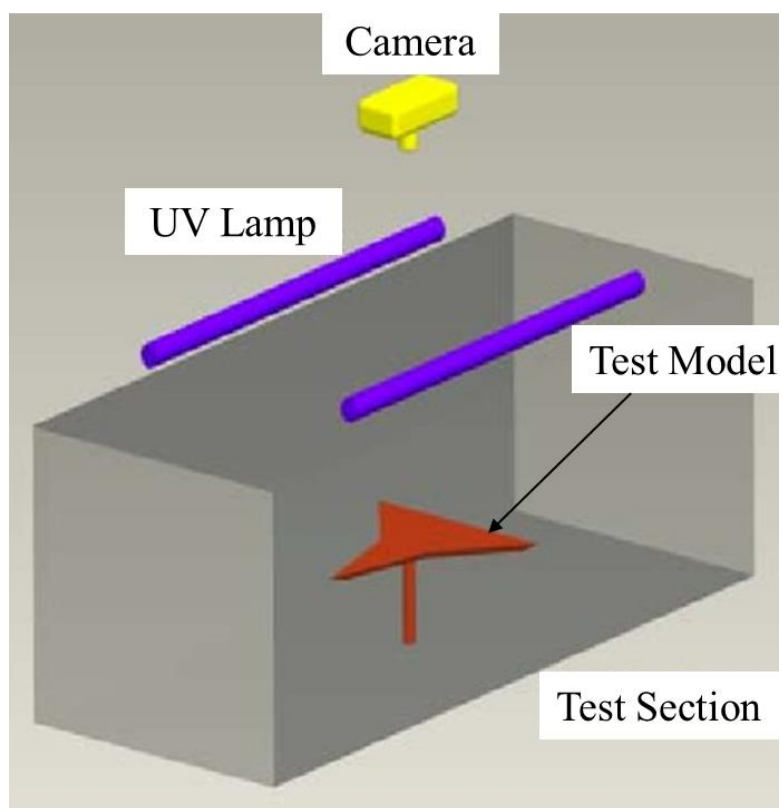
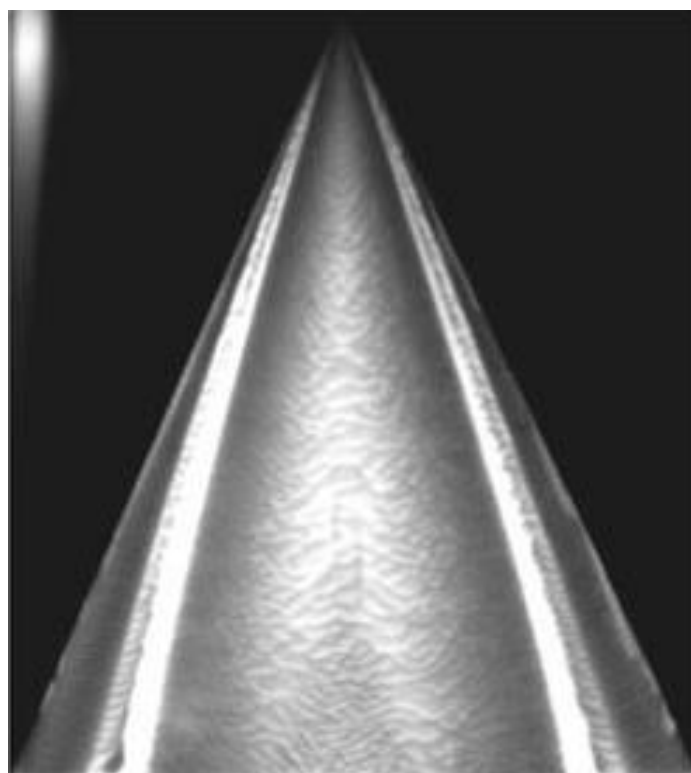
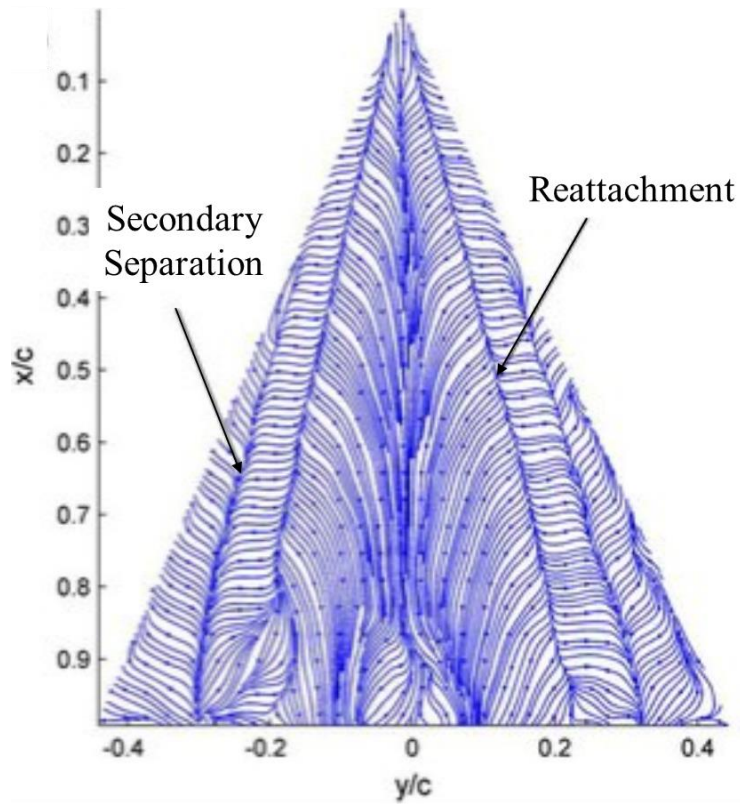


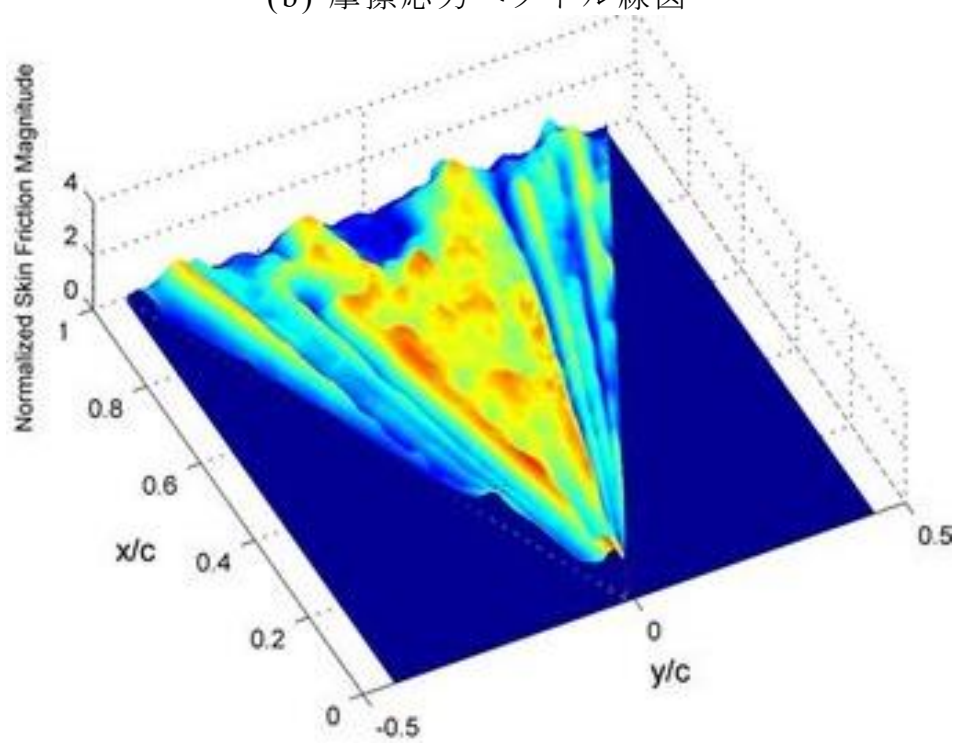
Fig. 1.1 GLOF セットアップ



(a) 発光強度画像



(b) 摩擦応力ベクトル線図



(c) 摩擦応力強度分布

Fig. 1.2 迎角 10° のデルタ翼に対する適用結果 (Liu et al., 2009)

1.5 高速流体现象における従来の流体計測技術とその問題点

航空機やロケットなどの高速流動現象を含む空力開発では、物理量として速度場の評価は非常に重要である。従来、速度場の代表的な計測手法に用いられてきたものとして、ピトー管や熱線流速計、レーザードップラー流速計が挙げられる。ピトー管は、管に設けられた全圧孔と静圧孔から圧力差を計測することにより間接的に流速を計測する手法である。廉価であり、使用する流体に対する制約が少なく、古くから利用されてきた。しかし、ピトー管の精度は使用する圧力センサーに依存することや、時間分解能が低いといった問題がある。また、熱線流速計は、流れの中に置かれた熱線の電気抵抗の変化によって発生するブリッジ回路における電位差を取得し、流速と電圧の関係から流速を計測する手法であり、時間分解能が高く乱流現象や渦の周波数解析など非定常計測に優れている。しかし、これら接触型の計測手法は流れの中にセンサーを挿入するために、流れ場が乱され本来持っている特性を乱す恐れがある。特に、衝撃波や膨張波を伴う高速流れにおいて、接触型は計測値に顕著な誤差を生じさせることが考えられる。また、レーザードップラー流速計は、流れ場中にある固体あるいは液体粒子をトレーサーとして混入させ、それら粒子の散乱光を観測して流速を計測する手法である。非接触で、時間分解能に優れているが、衝撃波により流速がステップ上に減少する流れ場ではトレーサー粒子の追従性に問題がある。更に、これらは、点計測であることから流れ場全体の分布情報を得るにはトラバースさせるなどして計測する必要があるが、いずれも乱流の微細構造を捉えるほどの高い空間分解能は得られない。

そこで、1990年代後半から、光学的可視化計測技術と画像解析技術を組み合わせた非接触流体計測手法として、PIV (Particle Image velocimetry) (Adrian 1991) や PTV (Particle Tracking Velocimetry) (Maas et al., 1993) が登場した。PIV は、流体中にトレーサー粒子を混入し、そこにレーザーシートを照射することによってシート面上のトレーサー粒子の動きをカメラで撮影する。更に、撮影された連続画像に対して、ある微小時間間隔 Δt におけるトレーサー粒子の変位 Δx を相関法によって処理することで、計測面における流体の局所速度ベクトルを算出することができる。また、近年では、高速度カメラやレーザー光源などのハードウェア面の性能向上により高い時間分解能と空間分

解能による計測が可能となってきた．一方で，トレーサー粒子が入り込みにくい剥離剪断層内部や圧縮性流れにおける衝撃波や膨張波前後の速度が不連続な領域などトレーサー粒子の追従が困難な領域では可視化が困難であるといったトレーサー粒子に起因した課題が残る．Table 1-1 には，高速流体现象における代表的な既存の計測技術の特徴（利点・欠点）について簡単にまとめている．

Table 1.1 代表的な流体計測手法の特徴

計測手法	利点	欠点
ピトー管	<ul style="list-style-type: none"> ● 廉価 ● 運用上の制約：少 	<ul style="list-style-type: none"> ● 時間分解能：低
熱線流速計	<ul style="list-style-type: none"> ● 時間分解能：高 	<ul style="list-style-type: none"> ● 接触型で流れを乱す
レーザードップラー流速計	<ul style="list-style-type: none"> ● 非接触 ● 時間分解能：高 	<ul style="list-style-type: none"> ● トレーサー粒子の追従性
PIV	<ul style="list-style-type: none"> ● 非接触 ● 2D,3D 計測が可能 	<ul style="list-style-type: none"> ● トレーサー粒子の追従性 ● 計測機器：高価

1.6 オプティカルフローを応用した速度場計測

前節では，これまでに確立された流体計測手法について述べた．特に，PIV や PTV といった 2 次元あるいは 3 次元での定量的データが取得できる計測手法は，様々な流動形態を示す噴流現象を理解する上で有用である．しかし，PIV や PTV などの光学的可視化技術と画像解析を用いた非接触流体計測手法が確立される以前から，特に，衝撃波や膨張波を伴うような圧縮性流れにおいてはシャドウグラフ法やシュリーレン法といった光学的可視化計測手法が定性的ではあるものの密度変化の大きい高速流体现象の理解に有効な手法として確立されている．これら，様々な光学的可視化計測手法に対して Liu and Shen (2008) はオプティカルフロー法を用いて定量的な画像解析のためのアルゴリズムを考案した．このアルゴリズムの特徴は，撮影画像内においてピクセルレベルでの解析が可能であり，取得画像分解能と同等の空間分解能で画像上での速度ベクトルの算出が可能である点が挙げられる．実際，Liu and Merat (2015) は，このアルゴリズムを衝突噴流の粒子画像に適用して，相互相関法を用いた PIV 解析結果との比較をおこなった (Fig. 1.3)．Fig. 1.3 の，ベクトル・コンター図は粒子画像に対するオプティカルフロー法と相関法それぞれの速度ベクトル及び渦度場の結果を，グラフは， x, y 方向それぞれの速度プロットを表す．Fig.

1.3より、オプティカルフロー法を用いた解析結果は渦と境界層間の複雑な相互作用が働く領域において、相互相関法による PIV 解析結果よりも理論解に近い流れ場を抽出できることを明らかにした。しかし、Liu and Merat (2015) の検証では流速が 4.5 m/s の低速流れに対する適用に留まり、圧縮性を伴うような非定常で高速な流れにおいては、その適用の可否は不明である。また、シャドウグラフ法やシュリーレン法のようなトレーサー粒子を用いない光学的可視化計測手法に対してオプティカルフロー法を実際に適用した例はなく、この方法により非定常な流れへの適用可能性を示すことは本研究における課題である。

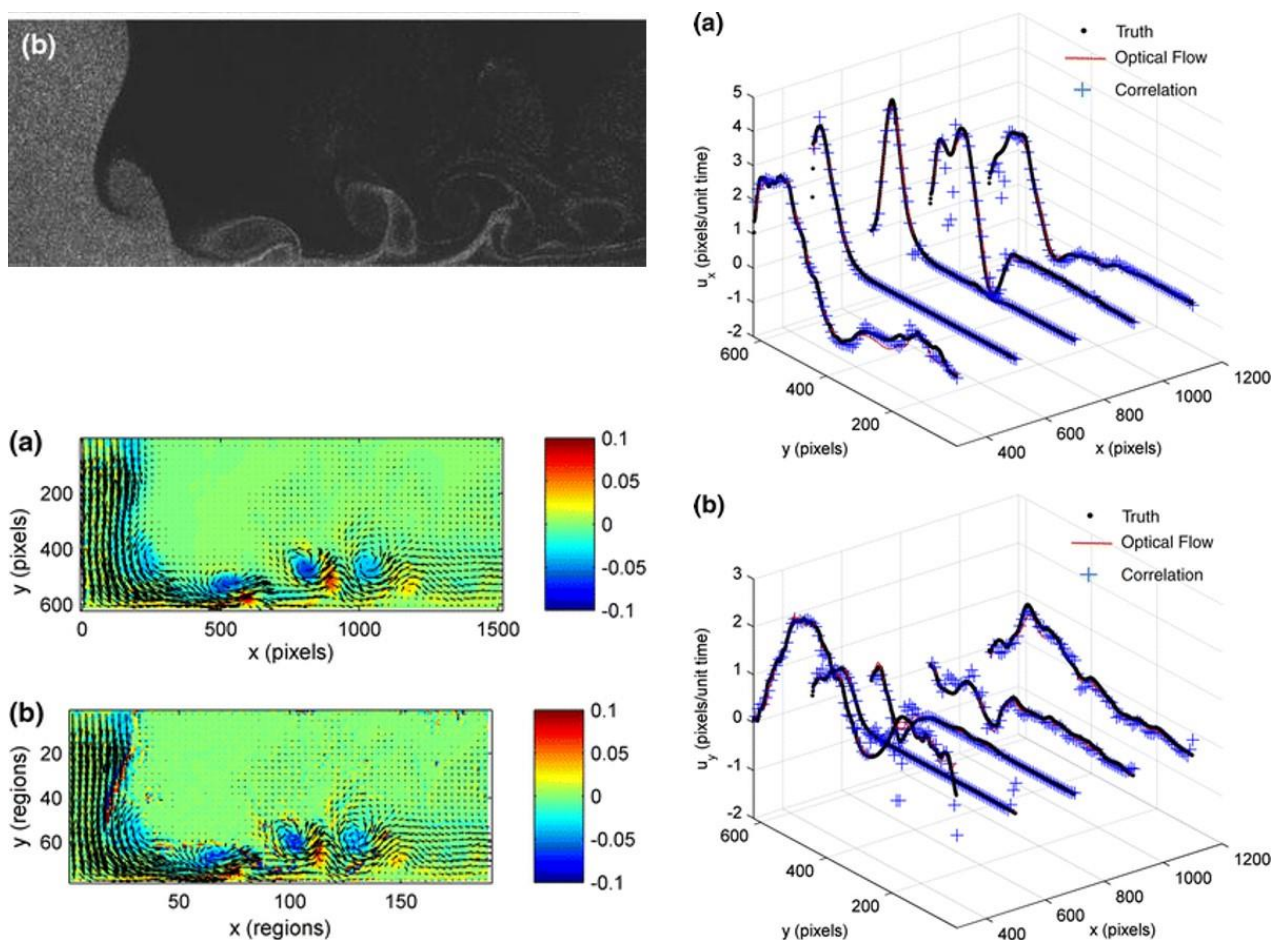


Fig. 1.3 衝突噴流（流速=4.5 m/s）に対するオプティカルフロー法と相関法の比較（Liu and Merat 2015）

1.7 研究目的

本研究では、従来の光学的可視化手法にオプティカルフローを融合した流体画像診断技術について、その技術的確立及びこの技術のアプリケーションとして高速流れ及び車両周りの流れ問題に適用した。1つ目は、シャドウグラウ法にオプティカルフロー法を適用したトレーサーを用いない定量的、非接触、非定常の速度場計測手法において高速度カメラの時空間解像度が画像解析結果に及ぼす影響を評価し、この手法の高速流動現象に対する適用可能性について明らかにする。2つ目は、準標準的車両モデルである Ahmed 模型に対して GLOF 法の車両計測のための技術的確立を行うとともに、GLOF 法を用いて Ahmed 模型スラント面上の剥離泡構造に対する Re 数効果を明らかにする。3つ目は、GLOF 法を用いて形状要素の異なる非回転単独タイヤ周りの流れ構造及び、車体影響を考慮した非回転タイヤ周りの流れ構造を評価し、その流体力学的メカニズムを明らかにすることを目的とする。

1.8 論文構成

本章は緒論であり、研究背景及び本研究の位置づけ、目的について記述した。本論文は2章以降、以下のように構成されている。

2. 本研究で用いる光学的可視化計測手法及びオプティカルフローの原理と画像解析手法について述べる。
3. 実験装置及び実験方法、実験条件について述べる。
4. 高速衝突噴流に対するトレーサー粒子を用いない定量的・非接触・非定常解析の結果について述べる。
5. Ahmed 模型の剥離泡構造に対する Reynolds 数効果とその流体力学的メカニズムについて述べる。
6. 非回転単独及び車体影響を考慮した場合のタイヤ周りの流れ構造とその流体力学的メカニズムについて述べる。
7. 結論について述べる。

2. 光学的可視化計測手法およびオプティカルフローの原理と画像解析手法

2.1 オプティカルフローの原理

オプティカルフローとは、2次元空間での運動を捉えた連続画像により、物体の画像上における瞬間的な速度または変位を推定する画像解析手法である。速度ベクトルは画像上の各ピクセルの輝度値の時間的・空間的变化から求める。

まずは、オプティカルフローの基礎方程式について述べるために、Fig. 2.1のような画像平面における物体の輝度の移動について考える。Fig. 2.1に示すように、画像中のある点 (x, y) の時刻 t における物体の輝度は $I(x, y, t)$ であり、微小時間 δt 後に物体が $(x + \delta x, y + \delta y)$ に移動したとすると、その点の輝度は $I(x + \delta x, y + \delta y, t + \delta t)$ と表すことができる。この時、物体の輝度は画像間で変化しないと仮定すると、以下の関係式が成り立つ。

$$I(x, y, t) = I(x + \delta x, y + \delta y, t + \delta t) \quad (2.1)$$

これは、画像間で移動した物体は位置や時間変化があっても輝度値の変化がないことを表す。ここで、輝度の時間変化と位置変化が無視できるほど微小であるとして、式 (2.1) の右辺をテイラー展開すると、

$$I(x + \delta x, y + \delta y, t + \delta t) = I(x, y, t) + \frac{\partial I}{\partial x} \delta x + \frac{\partial I}{\partial y} \delta y + \frac{\partial I}{\partial t} \delta t + \mathcal{O}(\delta^2) \quad (2.2)$$

となる。式 (2.2) に式 (2.1) を代入し、高次の項の影響は十分小さいとして無視すると、

$$\frac{\partial I}{\partial x} \delta x + \frac{\partial I}{\partial y} \delta y + \frac{\partial I}{\partial t} \delta t = 0 \quad (2.3)$$

が得られる。ここで、式 (2.3) の両辺を δt で割り、 $\delta t \rightarrow 0$ とすると、

$$\frac{\partial I}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial t} = 0 \quad (2.4)$$

となり、この変位の時間変化は速度に相当するもので、

$$u \frac{\partial I}{\partial x} + v \frac{\partial I}{\partial y} + \frac{\partial I}{\partial t} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{dI}{dt} + \mathbf{u} \cdot \nabla I = 0 \quad (2.6)$$

が得られる。ここで、 $\nabla I = (\partial I / \partial x, \partial I / \partial y)$ 、 $\partial I / \partial t = dI / dt$ であり、 $\mathbf{u} = (u, v) = (\partial x / \partial t, \partial y / \partial t)$ が、オプティカルフローの速度を表す。式 (2.6) はオプティカルフローにおける勾配法(Horn and Schunck, 1981)の輝度拘束方程式となる。式 (2.6) を解くことによって画像間の輝度の差から速度を算出することができる。

が、この式は窓問題にあたり、式を解くには拘束条件が足りない。故に、オプティカルフローを求めるために拘束条件の異なる解析手法がこれまでに多く提案されてきた (Corpetti et al., 2002; Corpetti et al., 2006; Lucas and Kanade 1981; Barron et al., 1994; Haussecker and Fleet 2001)。

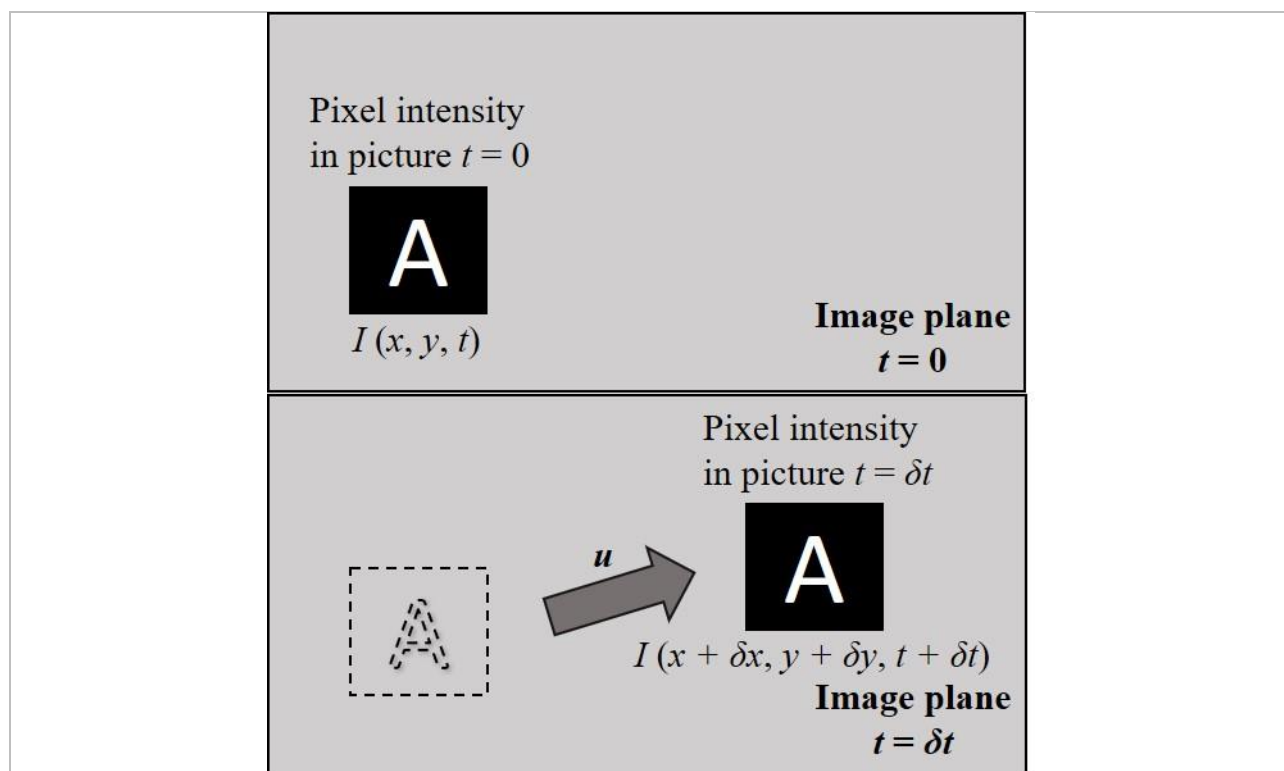


Fig. 2.1 画像平面上の物体の輝度の移動に伴うオプティカルフローの概略図

2.2 シャドウグラフ法による速度場計測

2.2.1 シャドウグラフ法及び投影面での運動方程式

画像平面上における3次元空間座標系の輸送方程式や連続方程式をもとに Liu et al (2008) は様々な流れの可視化手法における投影面での運動方程式を導いた。ここでは、その中でも流れの密度の2次微分を可視化するシャドウグラフ法について、その可視化原理とオプティカルフロー法で用いる物理モデルに基づいた投影面での運動方程式の導出について示す。

(i) シャドウグラフ法の原理 (流れの可視化学会, 1986)

シャドウグラフ法は媒質の密度変化による屈折率の変化を利用した光学的可視化手法である。シャドウグラフの原理を Fig. 2.2 に示す。Fig. 2.2 が示すよ

うにシャドウグラフ法は、気体あるいは液体の密度変化による光の影を、直接投影面に投影して観察することから直接投影法とも呼ばれる。Fig. 2.2 より、点光源からの光は、密度が一様でない測定部を通過するとき曲げられ、投影面に明るさの濃淡をもつ像を作る。ここでは、簡単のため、密度変化は 2 次元的で紙面に垂直な x 方向には変化しないものとする。点 A を通過する光線 γ_A の屈折角は、屈折率 n がグラッドストーン・デイルの関係より $n = 1 + K\rho$ (K : グラッドストーンデイル定数, ρ : 媒質の密度) で表される気体に対しては、

$$\theta_y = \int_0^d \frac{K}{n} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \quad (2.7)$$

密度は y 方向のみに変化するものとする、光線 γ_A の全屈折角は、

$$\theta_y = \frac{Kd}{n} \frac{d\rho}{dy} \cong Kd \frac{d\rho}{dy} \quad (2.8)$$

となる。もし密度勾配 $d\rho/dy$ が y 方向に一定ならば、すべての光は一様に曲げられ、投影面上での像の明るさ I は変わらない。したがって、明るさの変化 ΔI は密度勾配の変化によって現れる。すなわち、

$$\Delta I \propto \frac{d\theta_y}{dy} \propto \frac{d^2\rho}{dy^2} \quad (2.9)$$

密度が x, y 方向ともに変化する場合は、

$$\Delta I \propto \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} \quad (2.10)$$

の関係が成立する。式 (2.10) から、シャドウグラフ法による投影面上における明るさの変化は、対象とする媒質の密度の 2 次微分つまり密度勾配の変化に比例することがわかる。

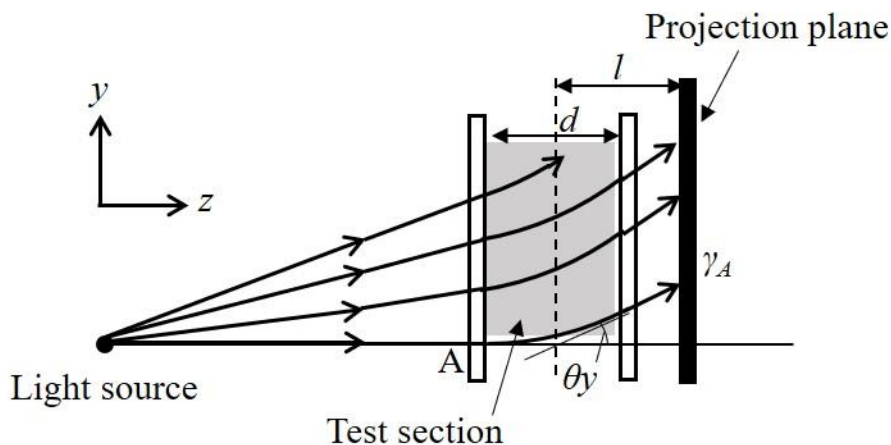


Fig. 2.2 シャドウグラフ原理

(ii) 投影面での運動方程式の導出

三次元空間における流体媒体から画像平面への投影法について Fig. 2.3 に示す. Fig. 2.3 より, $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ は画像座標, $\mathbf{X} = (X_1, X_2, X_3)$ はオブジェクト座標で, X_2 は主流方向, X_3 は光線に沿っており, 計測面に対して垂直である. 計測面は $X_3 = \Gamma_1(X_1, X_2)$, $X_3 = \Gamma_2(X_1, X_2)$ で与えられる. シャドウグラフ法の原理より, シャドウグラフ画像の輝度 I は流体密度 ρ の 2 次微分として示される (Goldstein and Kuehn 1996). すなわち,

$$\frac{I - I_T}{I_T} = C \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} \nabla_{12}^2 \rho dX_3 \quad (2.11)$$

ここで, I_T は流れなしの画像における輝度, C はカメラの焦点距離や光源からの放射輝度などの光学系に関わる係数 (Liu et al., 2000), ∇_{12}^2 はラプラス演算子であり次式で表される.

$$\nabla_{12}^2 = \frac{\partial^2}{\partial X_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial X_2^2} \quad (2.12)$$

計測面が光学窓のような場合, $X_3 = \Gamma_1 = \text{const.}$, $X_3 = \Gamma_2 = \text{const.}$ が成り立つ. そして, 式 (2.11) において時間 t で偏微分を行い, 式 (2.13) に示す連続の式を用いると, 式 (2.14) を得る.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (2.13)$$

$$-\frac{1}{C} \frac{\partial (I/I_T - 1)}{\partial t} = \nabla_{12}^2 \left[\nabla_{12} \cdot \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} \rho \mathbf{U}_{12} dX_3 \right] \quad (2.14)$$

ここで, $\mathbf{U}_{12} = (U_1, U_2)$ は流体の座標平面 (X_1, X_2) に投影された 2 次元速度成分である. また, 式 (2.11) より流体密度における積分のポアソン方程式が得られる.

$$\nabla_{12}^2 \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} \rho dX_3 = C^{-1} (I/I_T - 1) \quad (2.15)$$

$g = C \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} \rho dX_3$ と置き, ポアソン方程式 $\nabla_{12}^2 g = I/I_T - 1$ を適切な境界条件で解くことにより, 密度の積分値を得ることができる. したがって, 式 (2.14) よりシャドウグラフ法における投影面での運動方程式が得られる.

$$\frac{\partial g}{\partial t} + C \cdot \nabla_{12} \cdot \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} \rho \mathbf{U}_{12} dX_3 = 0 \quad (2.16)$$

ここで, 流体密度 ρ で重み付けされた加重平均速度 $\langle \mathbf{U}_{12} \rangle_\rho$ を定義すると,

$$\langle \mathbf{U}_{12} \rangle_\rho = \frac{\int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} \rho \mathbf{U}_{12} dX_3}{\int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} \rho dX_3} \quad (2.17)$$

式 (2.16) は次のように表すことができる。

$$\frac{\partial g}{\partial t} + \nabla_{12} \cdot (g \langle \mathbf{U}_{12} \rangle_\rho) = 0 \quad (2.18)$$

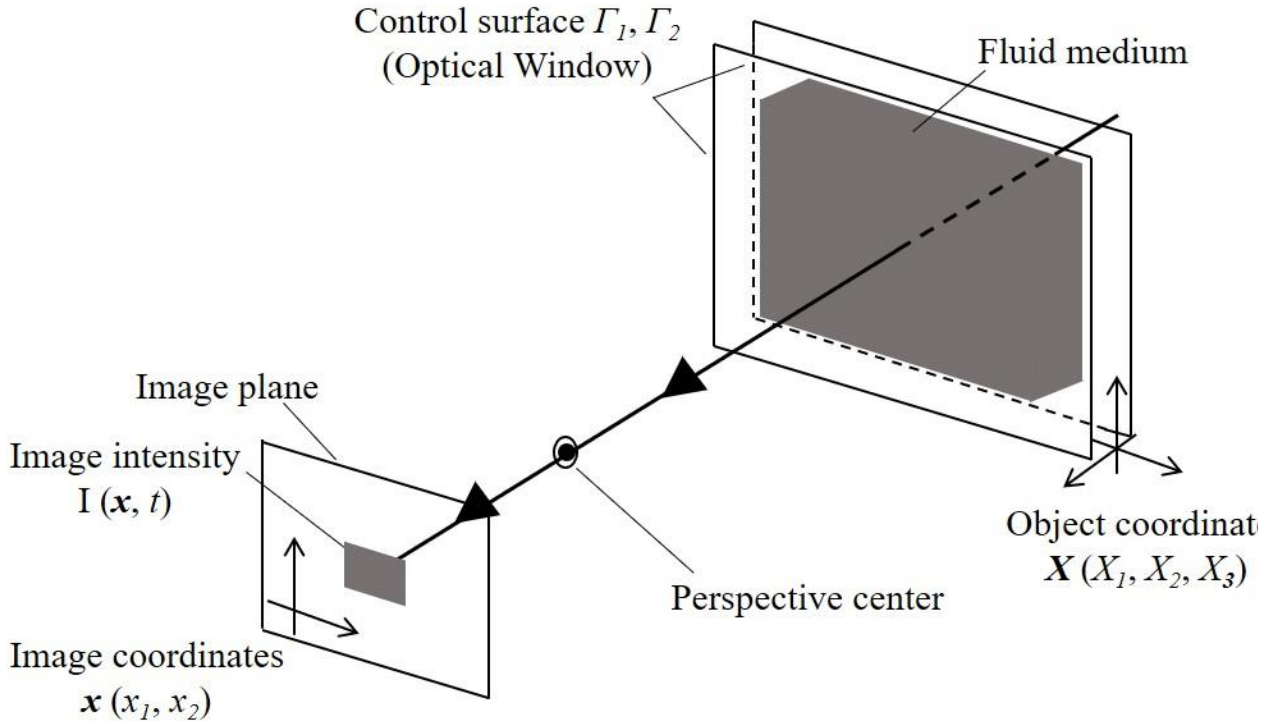


Fig. 2.3 流体から画像平面への投影^[18]

2.2.2 オプティカルフローのシャドウグラフ法への適用

先ほど導出した式 (2.18) と式 (2.6) を比較すると、シャドウグラフ法における輝度 I の関数である g が発光量 I と、流体密度 ρ で重みづけされた加重平均速度 $\langle \mathbf{U}_{12} \rangle_\rho$ がオプティカルフロー \mathbf{u} に対応する形となっていることがわかる。

ここで、Horn and Schunck (1981) の輝度拘束方程式 (2.6) は時系列画像からの視覚的な動きのみを決定することに注意する。式 (2.18) と式 (2.6) を比較すると、 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ の場合のみ、式 (2.18) は Horn-Schunck 法と同形式となる。しかし、一般的に、 $\nabla \cdot \mathbf{u} \neq 0$ であるが、二次元流れ ($U_3 = 0$) を仮定した場合、 $\nabla_{12} \cdot \langle \mathbf{U}_{12} \rangle_\rho = \nabla_{12} \cdot \mathbf{U}_{12} = 0$ 故に、 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ となるため、Horn-Schunck 法と同様に、オプティカルフローの計算手法を本計測に適用することができる。

また，式 (2.6) は窓問題にあたり，オプティカルフローの速度を求めるためには追加の拘束条件が必要となる．本研究では，空間的に速度ベクトルは滑らかに変化するという Horn and Schunck (1981) によって提案された拘束条件を導入した．これは，オプティカルフローの空間勾配の 2 乗和，すなわち，

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 \quad (2.19)$$

となる．式 (2.18) と式 (2.19) の 2 つの拘束条件が満たされるような汎関数 $J(\mathbf{u})$ を式 (2.20) のように定義し，この汎関数の最小化問題を解くことで，速度の 2 成分を決定していく．

$$J(\mathbf{u}) = \int_{\Omega} \left[\frac{\partial g}{\partial t} + \nabla \cdot (g \langle \mathbf{U}_{12} \rangle_{\rho}) \right]^2 dx dy + \alpha \int_{\Omega} (|\nabla u|^2 + |\nabla v|^2) dx dy \quad (2.20)$$

ここで， Ω は計算を行う画像領域である． α はラグランジュ未定定数を示しており，これは最適解を得るために 2 つの制約の強さを調整するパラメータである．このパラメータを決定する根拠は，解析対象となる流れ場の物理的性質に依存する．また，通常この汎関数の最小化問題を解くには，オイラー・ラグランジュ方程式を導入する． $J(\mathbf{u})$ を最小化するには，任意の滑らかさ関数 $\mathbf{v} = (v_1, v_2)$ ，および微小量 p を与え，ノイマン条件 $\partial \langle \mathbf{U}_{12} \rangle_{\rho} / \partial n = 0$ が画像領域 $\partial \Omega$ に課せられるグリーンの定理を使用して， $dJ(\langle \mathbf{U}_{12} \rangle_{\rho} + p\mathbf{v}) / dp|_{p=0}$ を解くと，オイラー・ラグランジュ方程式は以下のようなになる．

$$g \nabla \left[\frac{\partial g}{\partial t} + \nabla \cdot (g \langle \mathbf{U}_{12} \rangle_{\rho}) \right] + \alpha \nabla^2 \langle \mathbf{U}_{12} \rangle_{\rho} = 0 \quad (2.21)$$

また，式 (2.21) を解くためにヤコビ反復法を使用する．Horn-Schunck 法による方程式の解は，解の収束を高速化するために式 (2.20) の初期近似として使用する．

2.2.3 画像解析手法

本手法では，シャドウグラフ法を用いて撮影した画像の輝度変化を連続画像で捉えることにより画像上における流体の速度ベクトルを算出する．ここでは，画像処理手法について述べる．

(i) 解析領域とマスキング処理

例として Fig. 2.4 には，高速衝突噴流のシャドウグラフ画像及び赤線で解析領域を示す．本研究では，画像解析における前処理として以下の領域を取り除く処理（マスキング処理）をおこなった．

- 1) 自由噴流領域において主流速である噴流内部の領域
- 2) 対象である衝突噴流現象とは関係のない輝度変化の小さい領域

1) では，噴流内部の衝撃波が連続画像の時間進行に伴い主流方向とは逆向きに振動する様相が可視化計測から捉えられるため，オプティカルフローでは解析が困難である．また，2) では，誤ベクトルが算出されやすく，誤ベクトルによって流れ場全体の速度ベクトルの相対表示が適切に行われなことがある．また，画像境界部において誤ベクトルが生じやすいため，画像境界部と 1) 2) のマスキング処理を含めた解析領域を Fig. 2.5 に示す．Fig. 2.5 では，青線で囲まれた領域の外をマスキングによって排除している．



Fig. 2.4 シャドウグラフ画像及び解析領域

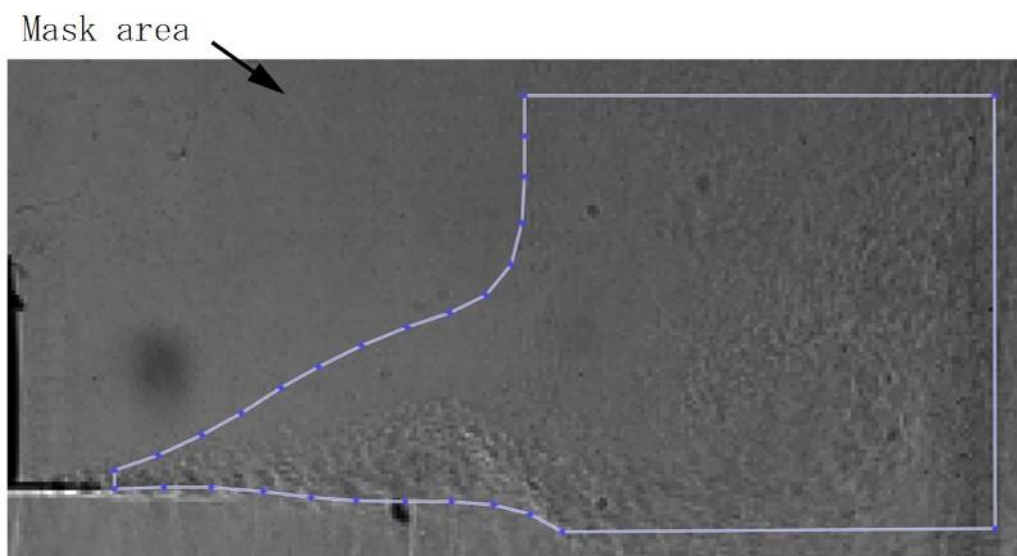


Fig. 2.5 マスキング領域

(ii) 解析パラメータと解析フロー

画像解析では，基本的に以下のパラメータの設定を行う．

- 画像間隔時間 (dt) : 2 枚の画像ペアの時間間隔
- 画像オーバーラップ (t_{ol}) : 画像ペア同士の時間間隔
- ラグランジュ未定乗数 (λ_1, λ_2) : 初期推定 (λ_1) , 本推定 (λ_2)
- 本推定イタレーション回数 (n_{i2}) : 本推定における計算反復回数

本手法のフローチャートを Fig. 2.6 に示す．初めに，撮影された連続画像に対して先頭の画像の時刻 t を $t = 0$, その時の画像を初期画像 $I(t_{int})$ とする．ここから dt だけ時間が経過した時の画像を $I(t_{int}+dt)$ とし，この 2 枚の画像ペア $I(t_{int})$, $I(t_{int}+dt)$ から画像上における速度ベクトルのスナップショット解を算出する．このスナップショット解を瞬間場として，連続画像に対して本解析を適用して得られた時系列の瞬間場の結果を非定常解析結果とする．

画像オーバーラップ (t_{ol}) は画像ペア同士の時間間隔を示しており， $t_{ol} \neq 0$ の場合，1 組目の画像ペアに変化はないが 2 組目の画像ペアは $I(t_{int}+dt+ t_{ol})$ と $I(t_{int}+2dt+ t_{ol})$ の 2 枚の画像から画像上における速度ベクトルを算出する．

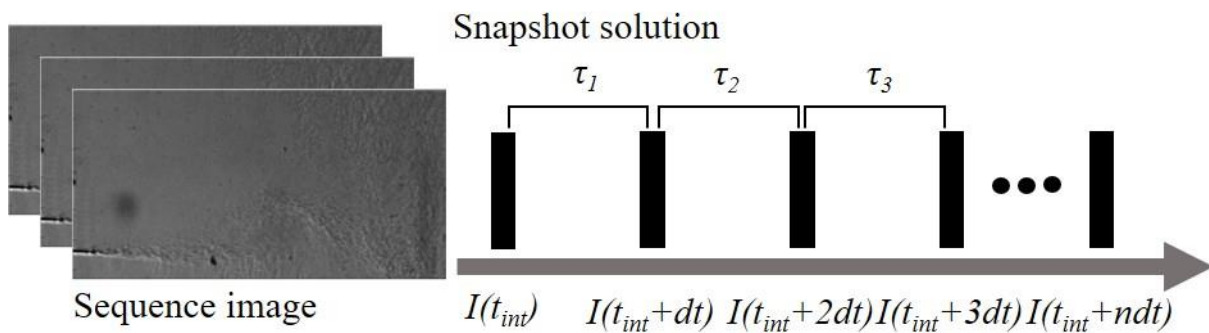


Fig. 2.6 画像解析フロー図

2.3 蛍光油膜法による摩擦応力計測

2.3.1 摩擦応力と油膜発光量の関係

蛍光油膜法(Global Luminescent Oil-Film Skin-Friction Meter : GLOF 法)による摩擦応力計測は油膜厚さの時間的・空間的变化を基に摩擦応力を算出する。油膜厚さと摩擦応力の関係式は Squire (1962) や Brown and Naughton (1999) によって導かれており、本手法では油膜の発光強度変化を捉えることで油膜厚さの時間的・空間的变化を抽出し、摩擦応力の算出を行う。本節ではその関係式導出の概要について述べる。

GLOF 法の支配方程式は、ナビエ・ストークス方程式で表される三次元物体表面上の薄い油膜運動に対応している。この時の油膜の運動は十分に遅い流れであること、油膜表面の速度は主流境界層の速度と等しいと考えることが出来る。更に、圧力勾配と重力の影響が無視できるほど小さい場合、支配方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X_i} \left\{ \frac{h^2}{2\mu} \tau_i \right\} = 0 \quad (i = 1, 2) \quad (2.22)$$

ここで、 h は油膜の厚さ、 X_i は表面の空間座標、 τ_i は皮膚摩擦ベクトル、 μ は油の粘度である。

本手法では蛍光色素とオイルを混合した蛍光油を使用することで、蛍光発光の強度から油膜の厚さを光学的に計測する。油膜厚さが非常に薄い場合、励起光源の光を吸収した蛍光色素の発光量と油膜厚さには比例関係が存在することから、その関係を以下のように表すことが出来る。

$$I = a I_{ex} h \quad (2.23)$$

ここで、 I_{ex} は表面の励起光の強度であり、 a は量子効率と発光分子の濃度に比

例する定数である．正規化された発光強度 $I_r=I/I_{ex}$ と定義し，式(2.23)を式(2.22)に代入する．

$$\frac{\partial I_r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X_i} \left\{ \frac{I_r^2}{2\mu a} \tau_i \right\} = 0 \quad (i = 1,2) \quad (2.24)$$

ここで，物体表面と画像平面を平行にした場合等では，物体の表面上 (x_1, y_1) と画像上 $X_3=S(X_1, X_2)$ の間には 1 対 1 の対応が存在する (Liu 2004)．この時，物理空間の大きさ と画像平面の大きさの比であるスケーリングファクター λ は定数として取り扱うことが可能である．したがって， $\partial/\partial X_i = \lambda \partial/\partial x_i$ の関係が成立する．ただし，極端な曲面に対して本手法を適用する場合には λ を定数として取り扱うことが出来ず，透視投影変換が複雑になることに注意が必要である．本研究では，各計測面に対して画像を平行に撮影することで λ を定数として取り扱う．

次に，摩擦応力相当値 $\bar{\tau} = \tau I_r (\lambda/2\mu a)$ を導入すると，式(2.24)は以下のように書き換えられる．

$$\frac{\partial I_r}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\tau} I_r) = 0 \quad (2.25)$$

更に，摩擦応力の空間勾配が十分に小さい場合， $\nabla \bar{\tau} = 0$ が成立する．したがって式(2.25)は次のようになる．

$$\frac{\partial I_r}{\partial t} + \bar{\tau} \cdot \nabla I_r = 0 \quad (2.26)$$

この方程式は，Horn and Schunck (1981) が提案したオプティカルフローの勾配法の拘束方程式と同形であり，本計測においてもオプティカルフローを適用した解析が可能である．

2.3.2 オプティカルフローの蛍光油膜法への適用

本計測において $\bar{\tau}$ の 2 成分を決定するためには式(2.26)に加え，速度ベクトルは空間的に滑らかに変化するという Horn and Schunck (1981) によって提案された条件を導入した．これはオプティカルフローの空間勾配の 2 乗和を最小化することに相当し，摩擦応力ベクトルを用いて

$$\left(\frac{\partial \bar{\tau}_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\tau}_1}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\tau}_2}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\tau}_2}{\partial x_2} \right)^2 \quad (2.27)$$

と表される．式(2.25)と式(2.27)の二つの拘束条件それぞれに対応する汎関数 $J(\bar{\boldsymbol{\tau}})$ を以下のように定義する．

$$J(\bar{\boldsymbol{\tau}}) = \int_{\Omega} \left[\frac{\partial I_r}{\partial t} + \nabla(\bar{\boldsymbol{\tau}} I_r) \right]^2 dx_1 dx_2 + \alpha \int_{\Omega} (|\nabla \bar{\boldsymbol{\tau}}_1|^2 + |\nabla \bar{\boldsymbol{\tau}}_2|^2) dx_1 dx_2, \quad (2.28)$$

同様に，式(2.26)に対応する汎関数は以下のように定義される．

$$J(\bar{\boldsymbol{\tau}}) = \int_{\Omega} \left[\frac{\partial I_r}{\partial t} + \bar{\boldsymbol{\tau}} \cdot \nabla I_r \right]^2 dx_1 dx_2 + \alpha \int_{\Omega} (|\nabla \bar{\boldsymbol{\tau}}_1|^2 + |\nabla \bar{\boldsymbol{\tau}}_2|^2) dx_1 dx_2, \quad (2.29)$$

ここで， Ω は計算を行う画像領域である．また α は流れ場に応じて適切に設定されるラグランジュ定数で，最適解を得るために 2 つの制約の強さを調整するパラメータである (Liu 2008)．

これらの汎関数の最小化問題を解くためにオイラー・ラグランジュ方程式をそれぞれに導入し，式(2.28)を基に初期推定値を与え，式(2.29)を基に最終的な摩擦応力の 2 成分を推定していく．このオイラー・ラグランジュ方程式の数値計算手法の詳細は Liu et al (2008) によって記述されている．本研究では Liu et al が開発した解析プログラムをベースに使用した．

以上の方法では 2 枚の画像ペアから 1 つのスナップショット解を得ることが出来る．このスナップショット解は長い時間をかけて変形する油膜において，ある時点での油膜形状から摩擦応力を計算している．また一般的に摩擦応力の強度や方向は油膜の変形に依存するため，複数のスナップショット解を得る場合にはそれぞれのスナップショットで異なっていることが多い．1 つのスナップショット解はその時の流れに敏感な領域において主要な摩擦応力が得られる．よって，複数のスナップショット解を得て，平均化することで最終的な摩擦応力を時間平均値として計算している．

本手法において計算された摩擦応力相当値 $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ は，解析範囲における最大の摩擦応力相当値を用いて正規化した値である．物体表面に作用する摩擦応力分布を絶対値化するためには，プレストン管等の信頼性の高い摩擦応力計測によって離散点の摩擦応力を計測するか，数値計算を用いて摩擦応力を推定し，それによって摩擦応力相当値 $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ から摩擦応力 $\boldsymbol{\tau}$ への変換係数を定めればよい．本研究では特に断りが無い限り，摩擦応力相当値として $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ を使用する．

2.3.3 画像解析手法

本手法では油膜厚さの時間的・空間的変化を，時系列画像を数千枚撮影することで油膜発光量の変化として捉え，摩擦応力相当値を算出する．本節では位置補正後の時系列画像に対する解析手法について述べる．

Fig. 2.7 に時系列画像に対する解析イメージを示す．解析処理を行う際，主に以下の3つのパラメータを適切に設定する．

- t_{int} : 初期画像の時刻
- dt : 画像間隔時間
- n : 平均化回数

風洞を通風させた時刻を $t=0$ とし，流速が目標値に到達した時刻を $t= t_{int}$ と定義する．この時に撮影された画像 $I(t_{int})$ が解析対象の初期画像に相当する．更に流速，オイル粘度，カメラのフレームレートに基づいて適切に設定した画像間隔時間 dt 経過に撮影された画像は $I(t_{int}+dt)$ である．これら $I(t_{int})$ 及び $I(t_{int}+dt)$ の2枚の画像ペアからスナップショット解として摩擦応力 ($\bar{\tau}_1$) を算出する．同様に，更に dt 経過後の画像を用い， $I(t_{int}+dt)$ と $I(t_{int}+2dt)$ から摩擦応力 ($\bar{\tau}_2$) を算出する．この処理を平均化回数 (n) に応じて繰り返し，算術平均をとることで，定常解として最終的な摩擦応力 ($\bar{\tau}$) を決定する．

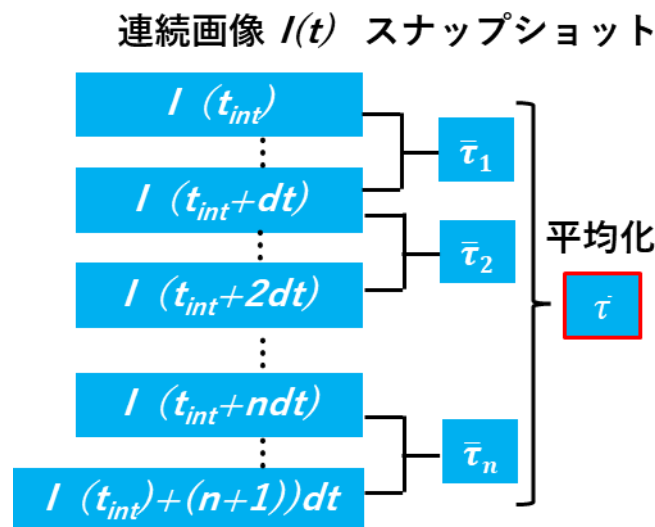


Fig. 2.7 GLOF 解析フロー図

2.3.4 画像平滑化処理

本研究で使用した GLOF 法では計算原理にオプティカルフローの勾配法を応用することで摩擦応力相当値 $\bar{\tau}$ を算出する。勾配法は、空間分解能が非常に高く、GLOF 法のような 2 次元空間における解析では 2 pixel の位置で勾配情報が得られれば解が得られる利点がある。その一方で、雑音や照明状態の急激な変化をノイズとして取得してしまう課題がある。そこで本研究で使用するプログラムでは取得した連続画像に対してノイズを除去する目的でガウシアンフィルタによる画像平滑化処理を行っている。ガウシアンフィルタは着目するあるピクセルに対して、その近傍領域ほど輝度値が近く、離れた領域では輝度値がより変化する傾向にあることに着目し、注目ピクセルの近傍では平滑化の際に重みを大きくするフィルタである。その重み付けには式(2.30)に示すガウス分布を用いる。

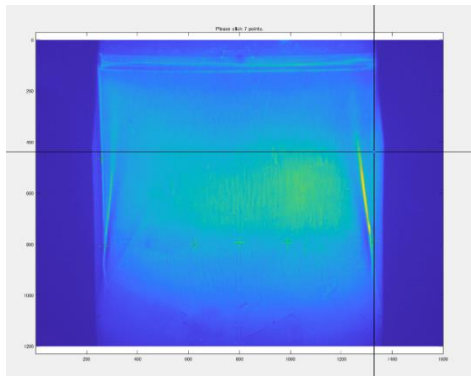
$$g(x,y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.30)$$

一般的にはガウシアンフィルタは画像のぼかしなどに使用される平滑化方法であるが、本研究においてはローパスフィルタに似た効果を示す。画像中のノイズのようなその近傍とは大きく輝度値が異なる部分はガウシアンフィルタによる平滑化によってより滑らかな形に補正され、勾配法の欠点であるノイズに対する応答性の高さを補う働きが期待できる。

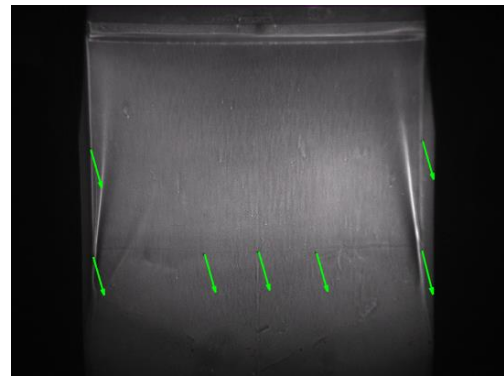
2.3.5 位置補正

本研究における計測時、しばしばカメラを風路内に設置する必要があり気流にさらされる場合がある。この時、気流を受けたカメラが振動することで、画像上ではあたかも模型の振動が生じているかのように写る。解析処理において、画像中の各ピクセルにおける輝度を基にした計算がなされる為、画像の振動は物理現象に基づく油膜の移動とは無関係な値を算出することとなり、解析結果に致命的な影響を与えうる。そこで本解析では上述した解析処理を行う前段階として、画像の振動を補正している。Fig. 2.8(a)に位置補正時の様子を示す。

計測時に予め模型上に複数点のマーカを設けておき、位置補正の際にそのマーカの基準点からの移動量を算出を行う。結果の一例を Fig. 2.8(b)に示す。ベクトルは各基準点からの移動量・方向を示しており、この移動分の補正を行う。連続画像全体に同様の処理を施すことで画像中の振動が補正され、画像間の輝度変化を油膜厚さのみに対応させることで解析結果へカメラの振動が与える影響を排除している。



(a)位置補正の様子



(b)位置補正の結果

Fig. 2.8 位置補正

3. 風洞実験概要および実験条件

3.1 高速衝突噴流実験装置

3.1.1 高速衝突噴流実験装置の概要

Fig. 3.1 は高速衝突噴流実験に用いた実験装置全体の模式図を示す。作動流体には空気を用い、最大圧力 3.3 MPa、内容積 5.0 m³ の高圧ガスタンク (Fig. 3.2) に最大吐出圧力 2.94 MPa、最大吐出容量 0.45 m³/min の圧縮機 (田邊空気機械製作所, HC-54A) (Fig. 3.3) を用いて圧縮空気を充填する。タンク内の圧縮空気は高圧配管及び手動弁を介してよどみ室を通過後、ノズルから大気に開放される。供給圧力は手動弁の開閉度によって調整する。ノズル両端には、アクリル製の 300mm 四方の側壁が設置されており、側壁は光学計測及び圧力計測に応じて光学ガラスまたは静圧孔付きの側壁に交換可能になっている。本研究では、光学計測のみを実施し側壁の圧力計測については同システムにおける原田らの計測結果を参照した。

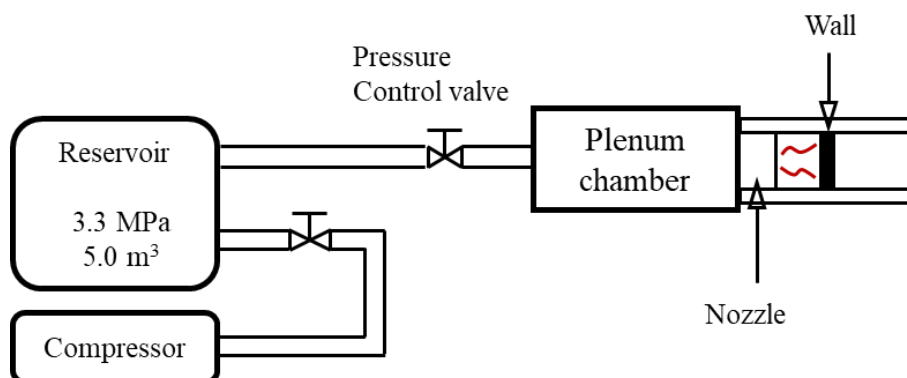


Fig. 3.1 高速衝突噴流実験装置の模式図



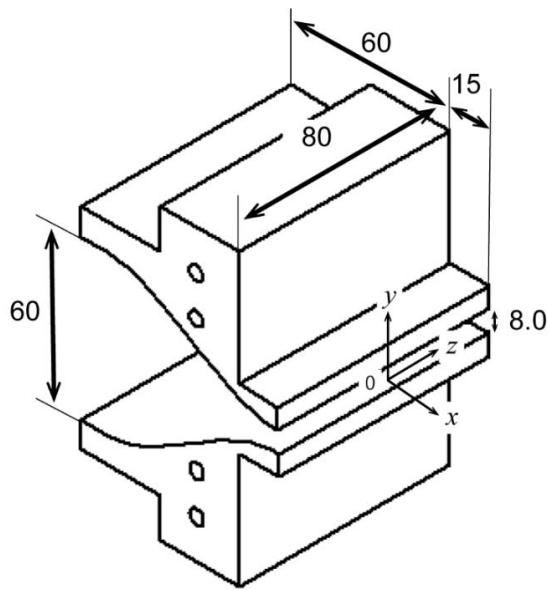
Fig. 3.2 高圧ガスタンク



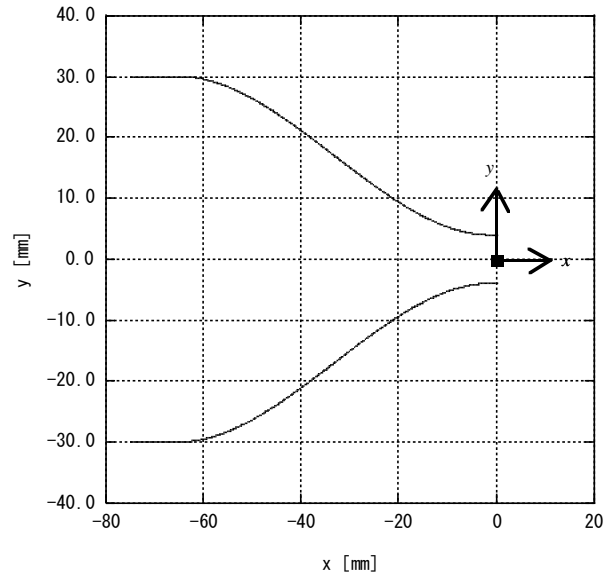
Fig. 3.3 圧縮機

3.1.2 ノズル

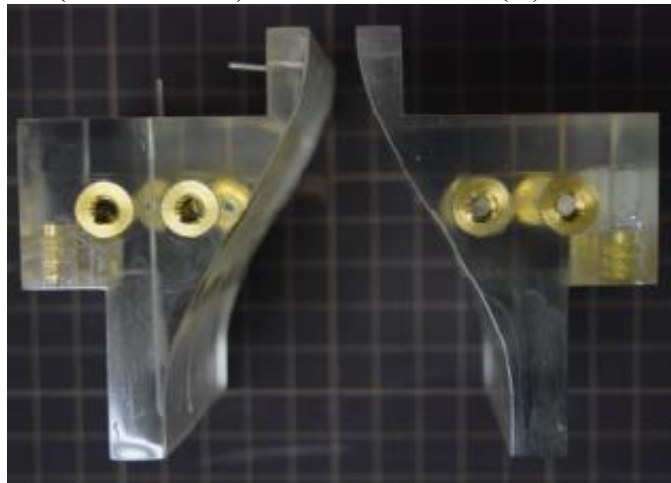
高速衝突噴流実験では，亜音速から遷音速における二次元の衝突噴流現象を対象とするため，使用するノズルは二次元先細ノズルとした (Fig. 3.4). Fig. 3.4 (a)より，ノズル出口中心を原点とし，主流方向に x 軸を，壁面に沿う方に y 軸を，スパン方向に z 軸を設定した．ノズル入口高さ 60 mm，出口高さ $D = 8$ mm，ノズル入口から出口までの距離は 75 mm，ノズルリップ厚さは 7.5 mm である．また，流れの二次元性を仮定するためにノズルのスパン長は 80 mm で，ノズル出口のアスペクト比は 10 となっている．Fig. 3.4 (b)より，ノズル形状は $(x, y) = (-65, 30)$ ， $(x, y) = (0, 4)$ と変曲点となる $(x, y) = (-32.5, 17)$ を通る 3 次関数で近似している．ノズルは光造形技術によってエポキシ系樹脂で製作された．



(a) ノズル寸法 (単位 : mm)



(b) ノズル曲線形状



(c) ノズル

Fig. 3.4 二次元先細ノズル

3.1.3 衝突噴流装置

Fig. 3.5 は衝突噴流装置の模式図を示す. ノズルから衝突壁までの距離は Liu et al (2015) の衝突噴流試験を参考に 34 mm とした. 本実験で用いた衝突壁は 300 mm × 80 mm × 15 mm の鉄製プレートの上流側に同形状の厚さ 5 mm のアルミプレートを設け, 下流側には厚さ 50 mm のリブを設けた. アルミプレートの表面粗さは並仕上げで衝突噴流時の壁面の表面粗さが流れに及ぼす影響を軽減させている. また, リブ構造により壁面の強度は十分に確保され, 遷音速での衝突噴流における壁面のたわみは非常に小さいものとして取扱うことが可能

である.

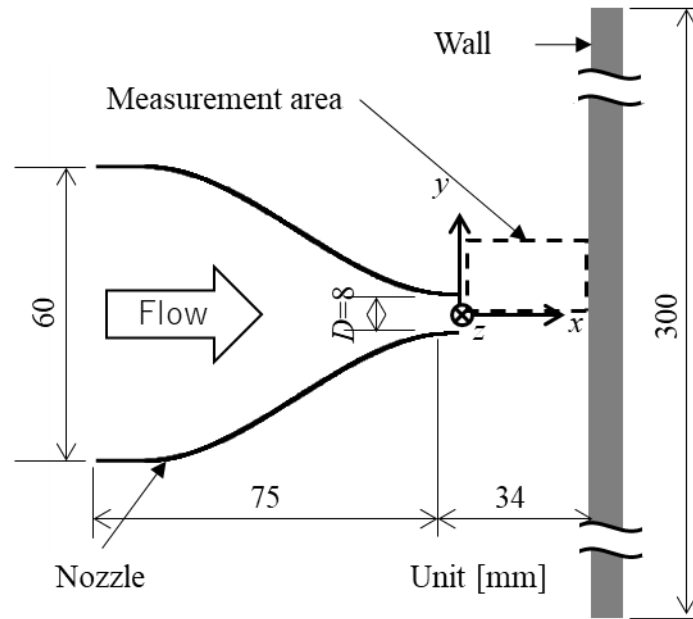


Fig. 3.5 衝突噴流装置の模式図

3.2 シャドウグラフ可視化実験方法

3.2.1 シャドウグラフ光学系及び計測システム

Fig. 3.6 はシャドウグラフ光学系と計測システムの模式図を示す. シャドウグラフ可視化画像の取得には, 50W レーザー光源 (CAVITAR, CAVILUX Smart UHS) 及び Photron 社製 (Photron, FASTCAM SA-Z) と Phantom 社製 (Phantom, TMX7510) の 2 種類の高速度カメラを使用した. また, 輝度調整のために ND フィルターをファイバーの目の前に設置して使用する. 平行光の生成には直径 150 mm, 焦点距離 1000 mm の凹面鏡を使用した. 高速度カメラにはズームレンズ (Nikon, ED AF NIKKOR 80-200 mm) を取り付けて撮影を行った. 光源及び高速度カメラの詳細な仕様については次節で紹介する.

次に, Fig. 3.6 のブロック線図はレーザー光源と高速度カメラの同期計測システムを示す. よども室内の圧力は圧力センサ (JTEKT, PMS-5M-2 1M) を用いて計測し, 増幅器 (JTEKT, DC AMP AA6210) を介して DAQ (National Instruments, NI cDAQ-9178, NI-9215) に取り込む. また, 高精度ポータブル大気圧計 (GE Druck, DPI740) を用いて大気圧を計測する. 通風中は, よども圧 (p_0) と大気圧 (p_b) を用いてノズル作動圧力比 (NPR : Nozzle

Pressure Ratio = p_0/p_b) を PC 上でリアルタイムモニタリングしながら手動弁の開閉度を調整し，一度目標の NPR をオーバーシュートさせたのちに緩やかに目標の NPR へと調圧する．そして，目標の NPR に達するとレーザー光源及び高速度カメラにトリガーが入力され同期撮影が開始される．

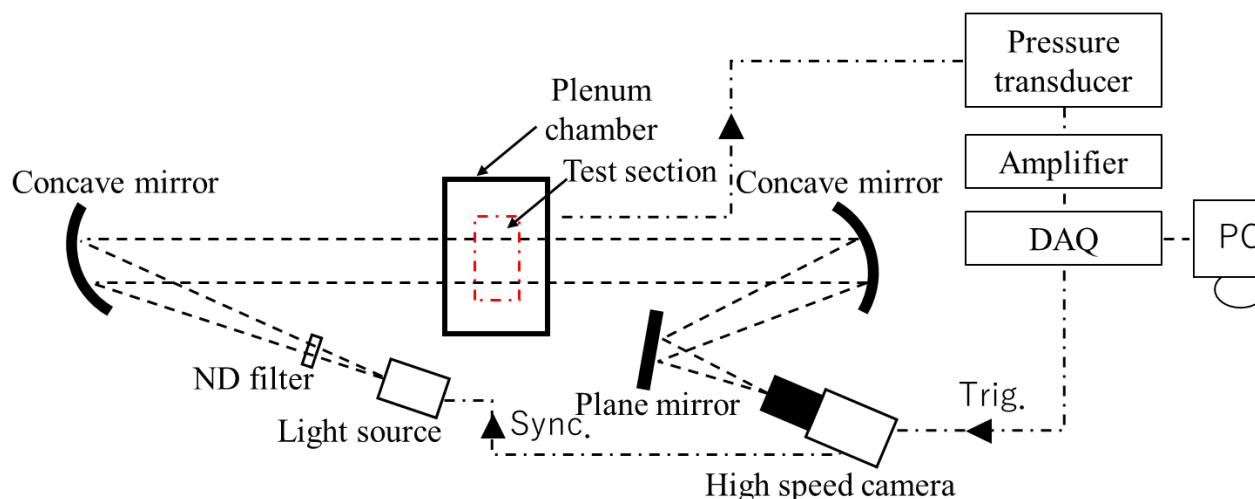


Fig. 3.6 シャドウグラフ光学系 & 計測システムの模式図

3.2.2 光源及び高速度カメラ

Fig 3.7 及び Table 3.1 ではシャドウグラフ可視化実験で使用した光源及び高速度カメラの詳細な仕様を示す．レーザー光源は，波長が 645 nm の赤色の短波長レーザーで，低コヒーレント，超短パルス，超高繰り返しで撮影が可能であり，ファイバー径が 1 mm のため，そのまま点光源として使用できる．また，レーザーパルス幅は 10ns で高速度カメラの露光時間よりも非常に短いため，鮮明な瞬間場の可視化画像を取得することができる．

高速度カメラは時間・空間解像度の異なる 2 種類を使用している．Fig. 3.8 に示す Photron 社製の FASTCAM SA-Z はフルフレーム (1024×1024 pixels) で 20000 fps での撮影が可能であり，濃度階調はモノクロで 12 bit であり，ISO 感度が高い．一方で，Fig. 3.9 に示す Phantom 社製の TMX7510 はフラッグシップモデルであり SA-Z と同程度の濃度階調や ISO 感度を備えながらもフルフレーム (1280×800 pixels) で 76000 fps での撮影が可能であり，SA-Z と比較して時間・空間解像度に優れている．このように時間・空間解像度の異なる高速度カメラによるシャドウグラフ可視化画像がオプティカルフローの画像解析結

果にどのような影響を及ぼすか、また、どの程度の速度域まで適用可能か評価する。



Fig. 3.7 50W レーザー光源

Table 3.1 レーザー光源仕様

製品名	CAIVLUX Smart UHS
波長	645 ±10 nm 以内
出力	50 W±10% 以内
パルス幅	10 ns～150 ns



Fig. 3.8 FASTACAM SA-Z

Table 3.2 FASTACAM SA-Z 仕様

画素数 [pixel]	1024 × 1024
撮影速度 [fps] フルフレーム	20000
濃度階調	モノクロ 12 bit カラー 36 bit
最短露光時間	159 nsec
ISO 感度	カラー ISO 20000 モノクロ ISO 50000



Fig. 3.9 TMX7510

Table 3.3 TMX7510 主仕様

画素数 [pixel]	1280×800
撮影速度 [fps] フルフレーム	76000
濃度階調	モノクロ 12 bit カラー 36 bit
最短露光時間	95 nsec
ISO 感度	カラーISO 16000 モノクロ ISO 125000

3.3 高速衝突噴流実験条件

Table 3.4 はそれぞれの高速度カメラを使用した場合の高速衝突噴流のシャドウグラフ可視化実験の実験条件を示す．気流条件は， $NPR = 1.5, 2.1, 2.7$ の亜音速から遷音速の高速流れを対象とした．それぞれの NPR におけるノズル出口流速 u_e とマッハ数 M_e の関係は， $NPR = 1.5$ のとき $u_e = 255 \text{ m/s}$, $M_e = 0.8$ ， $NPR = 2.1$ のとき $u_e = 338 \text{ m/s}$, $M_e = 1.1$ ， $NPR = 2.7$ のとき $u_e = 384 \text{ m/s}$, $M_e = 1.3$ である．撮影領域は，Fig. 3.5 に示すように高速度カメラの解像度の長手方向を x 軸に，短手方向を y 軸に設定した．Table 3.5 より SA-Z の場合は，気流条件として TMX7510 との比較するために $NPR = 1.5$ とし，解像度は $256 \times 128 \text{ Pixels}$ のフレームレートは 300 kfps ，光源のパルス幅は最小の 10 ns である．Table 3.5 より TMX7510 の場合は，基準となる気流条件として $NPR = 1.5$ に加え更に高速域への拡張を試みるため $NPR = 2.1, 2.7$ での可視化実験を実施した．また，撮影条件として，解像度は $256 \times 128 \text{ Pixels}$ のフレームレートは 450 kfps ，光源のパルス幅は最小の 10 ns である．従って，TMX7510 の場合に

は SA-Z と同じ空間解像度で 1.5 倍の時間解像度による撮影が可能である。

Table 3.4 FASTCAM SA-Z & CAVILUX Smart UHS における
シャドウグラフ可視化実験条件

気流条件	高速度カメラの設定			光源の設定
	フレームレート [kfps]	解像度 [pixels]	露光時間 [μ s]	パルス幅 [ns]
NPR = 1.5	300	256×128	0.25	10

Table 3.5 TMX7510 & CAVILUX Smart UHS における
シャドウグラフ可視化実験条件

気流条件	高速度カメラの設定			光源の設定
	フレームレート [kfps]	解像度 [pixels]	露光時間 [μ s]	パルス幅 [ns]
NPR = 1.5, 2.1, 2.7	450	256×128	1.9	10

3.4 車体模型及びタイヤ模型の風洞実験装置

3.4.1 風洞実験装置

車体やタイヤ周りの流れ場を対象とした GLOF 実験では、主に (i) 広島大学回流式風洞と(ii)九州大学応用力学研究所大型境界層風洞の 2 つの風洞設備を使用して実験を実施した。以下にそれぞれの風洞設備の詳細な仕様を紹介する。

(i) 広島大学回流式風洞

Table 3.6 は広島大学回流式風洞の仕様を示す。風洞は、ゲッチンゲン型の回流式であり、2000 mm×2000 mm の正方形ノズルと、4000 mm のテストセクションを有している。送風機の定格出力は 90 kw、最大風速は 25 m/s である。更に、15 m/s 時の気流の乱れ度は 1%程度で、風速分布は±2%である。Fig. 3.10 と Fig. 3.11 は風洞の外観とテストセクションの写真を示す。GLOF 実験ではテストセクション内に地面板を設置し、地面板上に対象模型が設置される。地面板の先端は厚みが小さく前縁半径の小さい翼形状に処理されており、地面板全円での剥離を低減している。

Table 3.6 広島大学回流式風洞の仕様

形式	ゲッチンゲン型
送風機定格出力	90 kw
最大風速	25 m/s
気流乱れ度	1% (風速 15 m/s 時)
風速分布	±2% (風速 15 m/s 時)
テストセクション	2000 mm×2000 mm×4000 mm



Fig. 3.10 広島大学回流式風洞の外観図

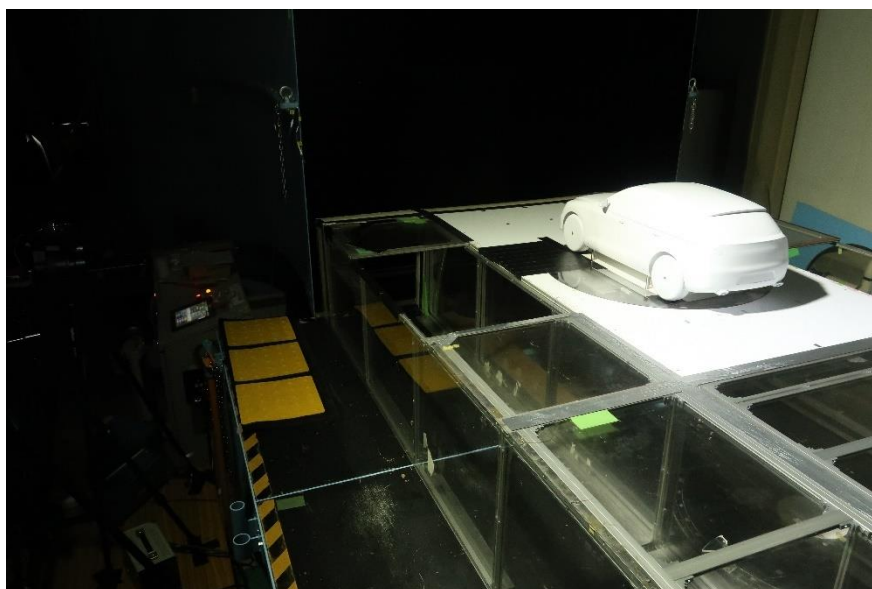


Fig. 3.11 広島大学回流式風洞のテストセクション

(ii) 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞

Table 3.7 は九州大学応用力学研究所大型境界層風洞の仕様を示す。風洞は、ゲッチンゲン型の回流式であり、2000 mm × 3600 mm の横長の長方形ノズルと、15000 mm のテストセクションを有している。送風機の定格出力は 132 kw で 2 基搭載し、最大風速は 30 m/s である。更に、テストセクション内に第二縮流胴を設置することで 60 m/s の風速を出すことができる。また、気流の乱れ度は 0.5% 程度である。Fig. 3.12 と Fig. 3.13 は風洞の外観とテストセクションの写真を示す。GLOF 実験ではテストセクション内に地面板を設置し、地面板上に対象模型が設置される。地面板の先端は広島大学回流式風洞と同様に厚みが小さく前縁半径の小さい翼形状に処理されており、地面板全円での剥離を低減している。

Table 3.7 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞の仕様

形式	ゲッチンゲン型
送風機定格出力	132 kw × 2
最大風速	30 m/s
気流乱れ度	0.5%
テストセクション	2000 mm × 3600 mm × 15000 mm



Fig. 3.12 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞の外観図
(引用 : <https://www.riam.kyushu-u.ac.jp/offshorewind/equipment.html>)



Fig. 3.13 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞のテストセクション

3.4.2 実験模型

本研究で使用した実験模型を紹介する.

(i) Ahmed 模型

Ahmed 模型は車両の空気抵抗に支配的な後流構造の時間平均的な流れ構造を再現でき、後流のスラント角 α が空気抵抗に及ぼす影響を調査するために Ahmed et al (1984) によって提案されたものである. スラント角 α は傾斜した面と水平との成す角として定義される. Fig. 3.14 は Ahmed 模型における後流の時間平均流れ構造とスラント角 α に対する C_D 変化を示す (Choi et al., 2014). Fig. 3.14 より後流の時間平均流れ構造は、スラント面上の剥離泡、スラント面の側縁から発生する一対の縦渦、背面後方の再循環渦から構成される. また、Fig. 3.14 より C_D の変化をもたらすこれらの流れ構造の発生と強さは、スラント角に支配されている (Ahmed et al., 1984). Fig 3.15 は Ahmed 模型の三面図、Fig. 3.16 は実際の写真を示す. 特に、本研究で採用したスラント角 $\alpha = 25^\circ$ の前後では空気抵抗が最も大きくなる高抵抗モデルとされている. Fig. 3.15 よりオリジナルの Ahmed 模型の主要寸法は、 $L = 1044 \text{ mm}$, $W = 373 \text{ mm}$, $H = 276 \text{ mm}$, $R = 100 \text{ mm}$, $S = 222 \text{ mm}$, $D_{leg} = 30 \text{ mm}$, $H_{leg} = 50 \text{ mm}$ である. 本研究では、風洞装置や実験内容の都合上、70%スケールと 50%スケールの Ahmed 模型を使用した. 70%スケールの Ahmed モデルでは、模型後部

が交換可能であり GLOF 実験と圧力計測を実施した．また，50%スケールの Ahmed 模型では抗力計測を実施した．更に，GLOF 実験では蛍光油の発光強度を高めるために模型表面を白色に塗装した．それぞれの実験の詳細については次節で後述する．

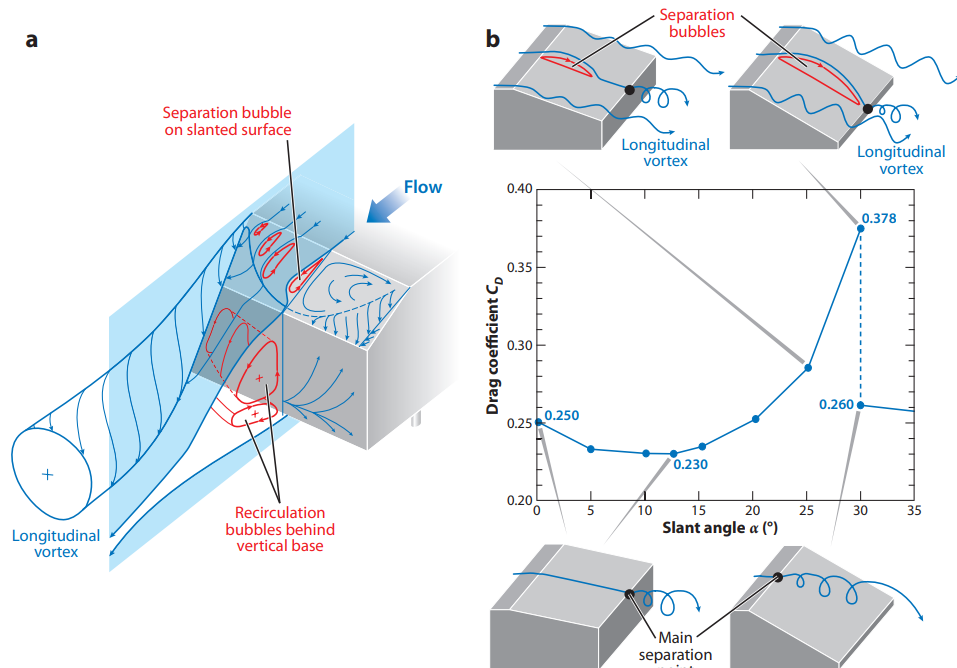


Fig. 3.14 Ahmed 模型における後流の時間平均流れ構造とスラント角 α に対する C_D 変化 (Choi, et al., 2014)

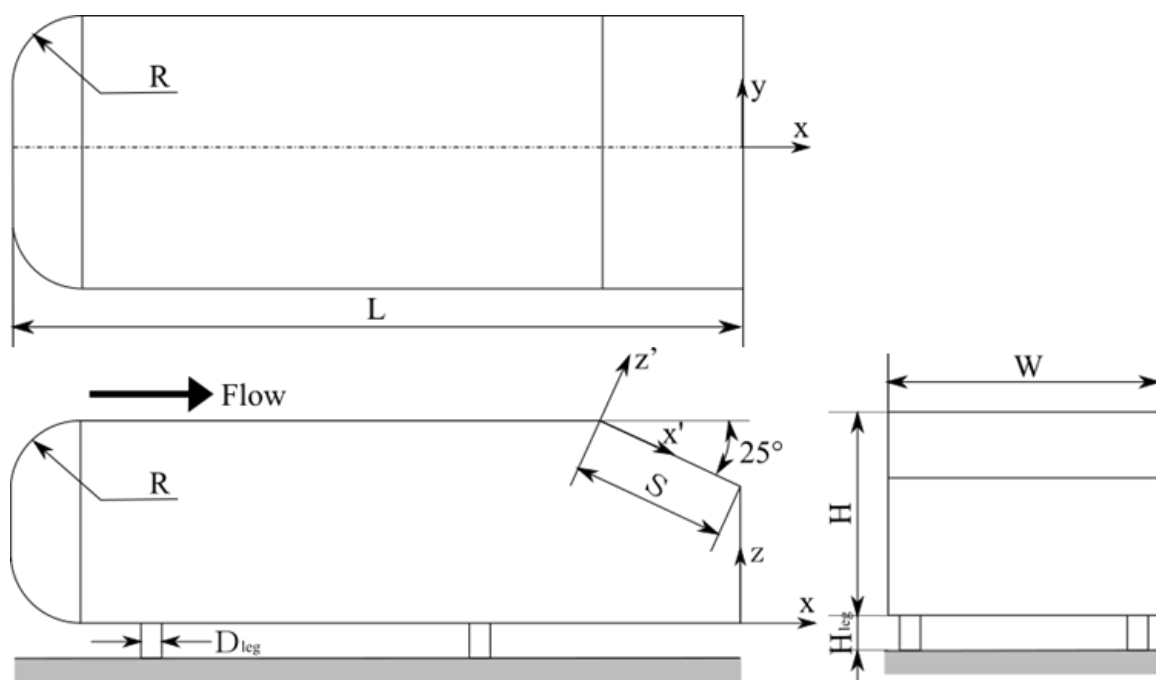


Fig. 3.15 Ahmed 模型の三面図



Fig. 3.16 Ahmed 模型 (70%スケール)

(ii) AeroSUV 模型

AeroSUV は、Zhang et al (2019) によって Heft et al (2012) が提案した DrivAer と呼ばれる汎用モデルのコンセプトをベースに SUV モデルの空力特性を表現するた提案された車両模型である。ここで、DrivAer は実車に近い輪郭、3 種類のリアエンド形状 (Sedan, Estate, Fastback) と 2 種類の床下形状 (Flat, Detail) を有しており、タイヤの回転も可能である。また、DrivAer は、Wittmeier and Kuthada (2015) によって、一般的な駆動系と冷却空気系が追加された Open-Cooling DrivAer として拡張され、市販車のような詳細な流れ場を提供することができる。AeroSUV ではこのような詳細な駆動系や冷却空気系を含め、SUV モデルにみられる大きなホイールの回転や車体のアスペクト比、地上高の増加などによって生じる流れ特性の違いによる空力特性を表現することができる。Fig. 3.17 は本研究で使用した 1/5 スケールの AeroSUV 模型の寸法、Fig. 3.18 は実際の写真を示す。1/5 スケール AeroSUV のリアエンド形状は Estate であり、駆動系と冷却空気系を閉じ、床下は平滑である。また、タイヤは回転でき、加えて次項で説明する形状要素の異なる 6 種類のタイヤ模型を装着することができる。車体表面は Ahmed 模型と同様に白色に塗装した。

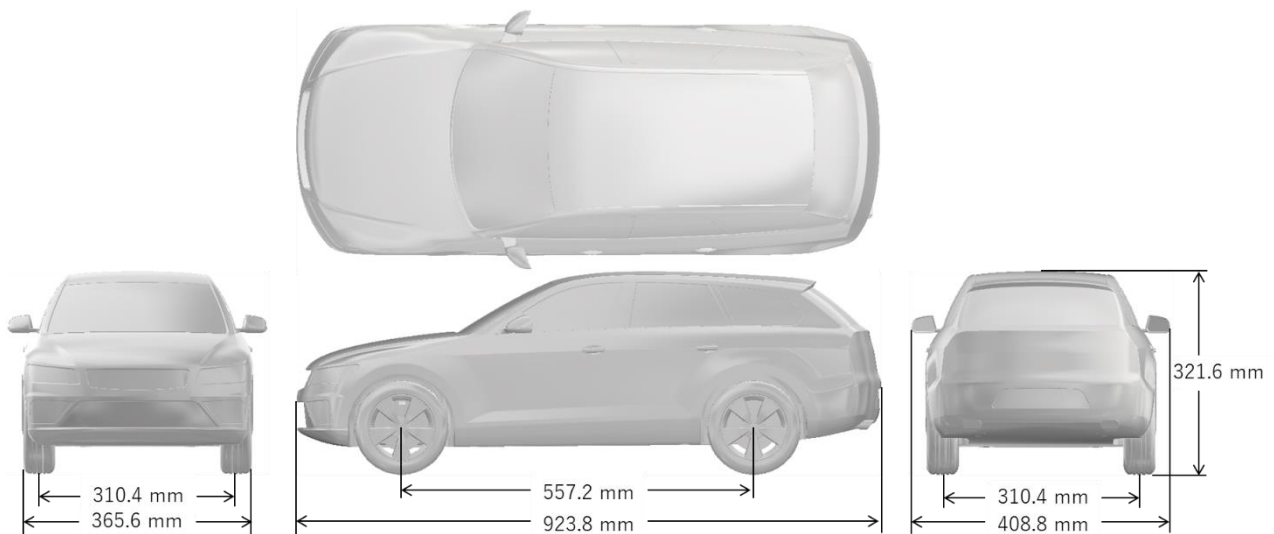


Fig. 3.17 1/5 スケール AeroSUV 模型の寸法

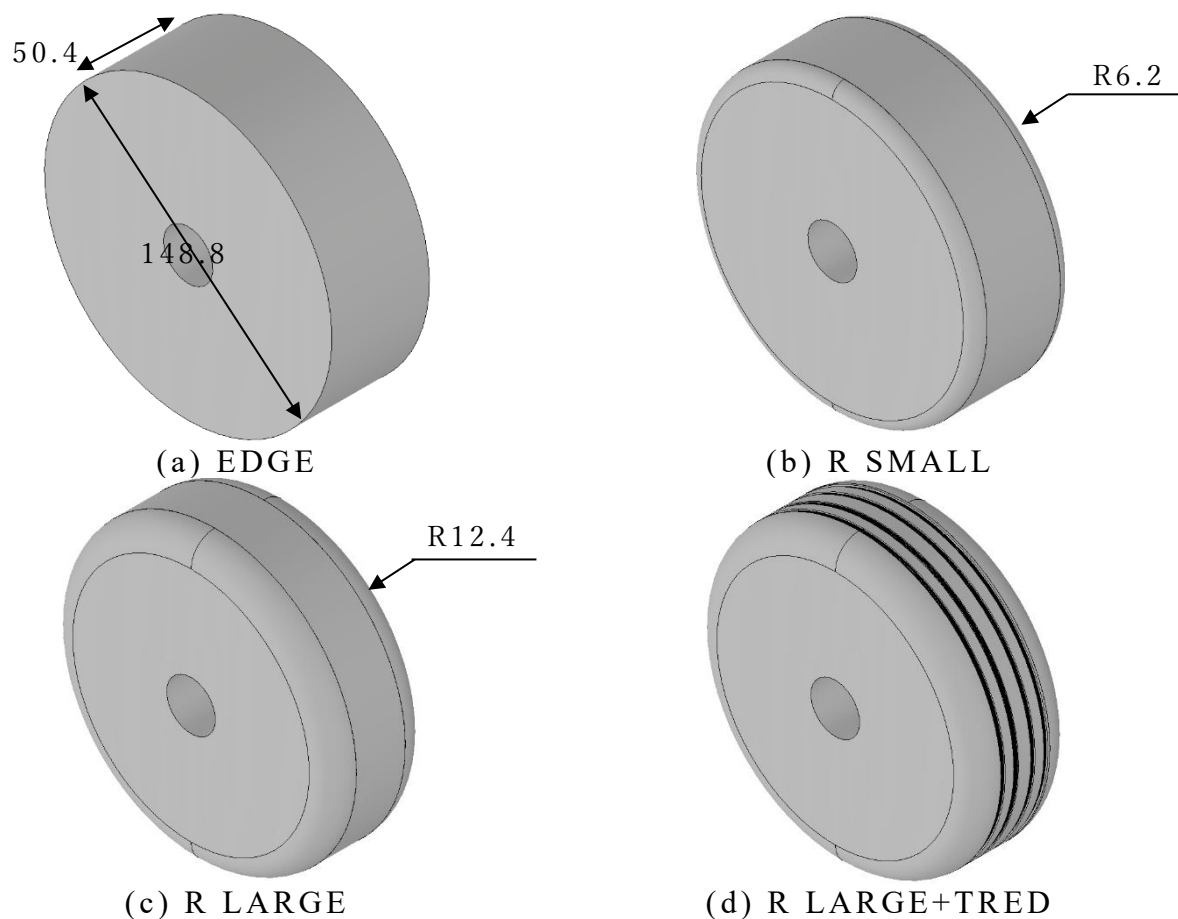


Fig. 3.18 1/5 スケール AeroSUV 模型の写真

(iii) タイヤ模型

Fig 3.19 は形状要素の異なる 6 種類のタイヤ模型を示す. タイヤは, 前節で示した 1/5 スケール AeroSUV 模型のオリジナルタイヤと同じタイヤ径 $d = 148.8$ mm, タイヤ幅 $b = 50.4$ mm をベースにそれぞれ異なる形状要素を有する. Fig. 3.19(a) は EDGE モデルで, ショルダー部がエッジ (R0) の単純な薄型円筒模型である. Fig. 3.19 (b) は R SMALL モデルで, ショルダー部が R6.2 mm の曲率を有する模型である. Fig. 3.19 (c) は R LARGE モデルで, R SMALL モデルと同形状でショルダー部の曲率が R12.4 mm の曲率を有する模型である. Fig.

3.19 (d)は R LARGE TRED モデルで R LARGE と同じショルダー形状に加えてトレッド溝（縦溝）を有する模型である． Fig. 3.19 (e)は AeroSUV のオリジナルタイヤのホイール開口部にカバーを取り付けた ORIGINAL WHEEL COVER モデルである． Fig. 3.19 (f)は ORIGINAL モデルで， AeroSUV のオリジナルタイヤである． これら 6 種類のタイヤ模型を使用して，ショルダー形状，トレッド溝の有無，ホイールの有無による違いが流れ場に及ぼす影響を評価することができる． また，タイヤ模型表面は Ahmed 模型や AeroSUV と同様に白色に塗装した．





(e) ORIGINAL WHEEL COVER



(f) ORIGINAL

Fig. 3.19 形状要素の異なる 1/5 スケールタイヤ模型

3.5 GLOF 実験方法

3.5.1 GLOF セットアップ

GLOF 法では油膜輝度の時間的・空間的変化を連続画像として捉え解析処理を行う。本研究では Fig. 3.20 に示す CCD カメラ(Prosillica GX1660, アド・サイエンス)を用いて画像撮影を行った。Table 3.8 には CCD カメラの仕様を示す。またレンズ(AI AF Zoom-Nikkor 24-85 mm f/2.8-4D IF, ニコン)の先端には励起光の入射や外部からの光漏れを防ぐために 530 nm のロングパス光学フィルター(LV0530, 朝日分光)と 630 nm のショートパス光学フィルター(SV0630, 朝日分光)を取り付け、バイパスフィルターとした。励起光源には Fig. 3.21 に示す高輝度 LED 光源(HARDsoft, IL-106X)を 1 台又は 2 台使用した。光源のピーク波長は 462 nm である。

各風洞でのセットアップを以下に示す。



Fig. 3.20 CCD カメラ

Table 3.8 CCD カメラの仕様

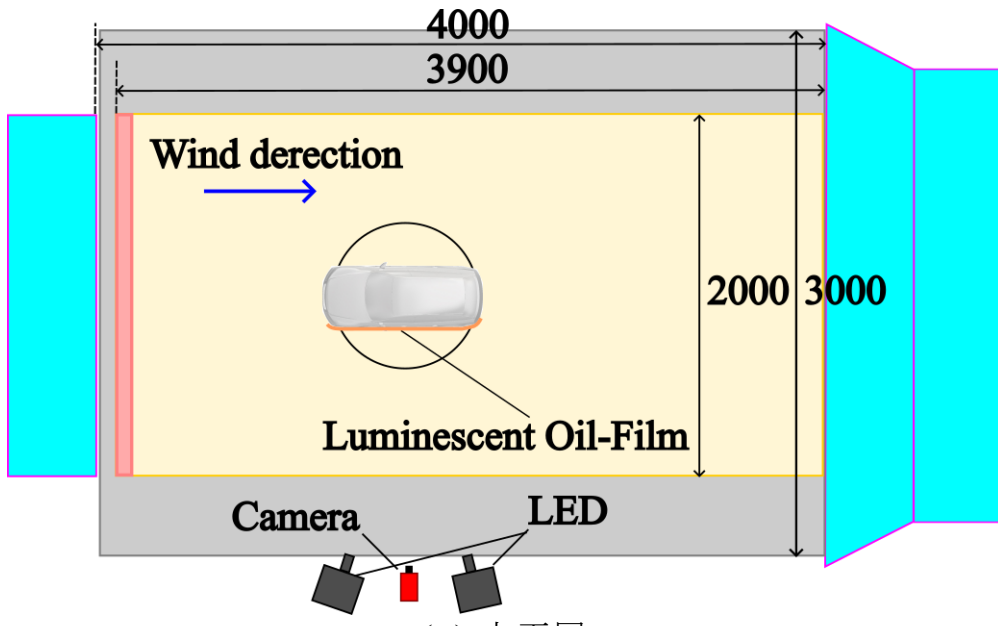
最大解像度	1600×1200 pixels
撮影速度	~66 fps
内蔵メモリ	128 MB
濃度階調	14 bit



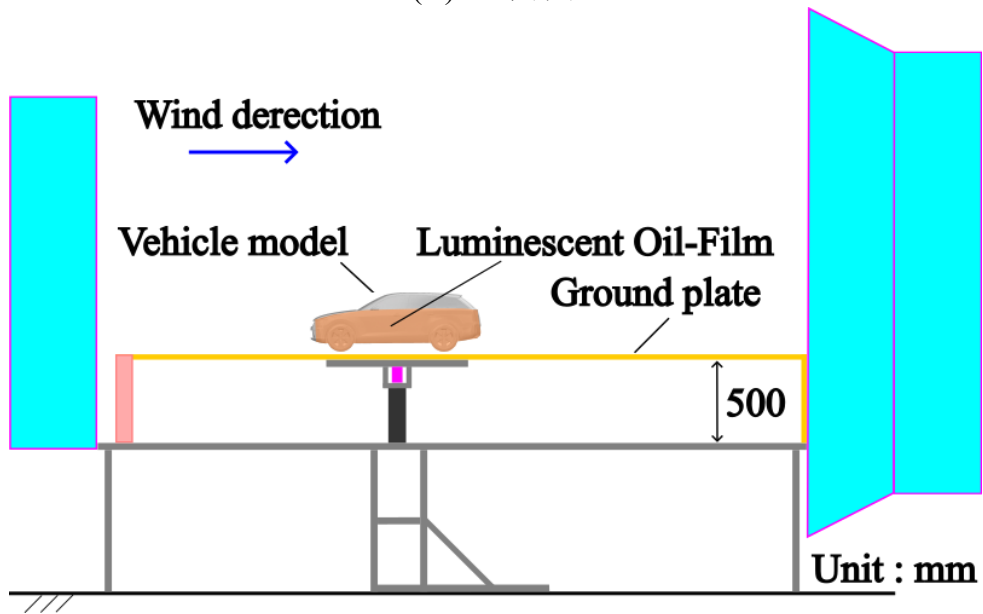
Fig. 3.21 高輝度 LED 光源

(i) 広島大学回流式風洞

Fig. 3.22 は広島大学回流式風洞における AeroSUV 模型を対象とした GLOF 実験の模式図を示す。テストセクション内には下から 500 mm の位置に地面板が設置してあり、地面板上に AeroSUV 模型を 4 本の丸形シャフトを介して固定する。Fig. 3.23 は AeroSUV 模型の側面計測時のセットアップを示す。CCD カメラ及び高輝度 LED 光源 2 台を横に設置し撮影する。Fig. 3.24 は単独のタイヤ模型の側面計測時のセットアップを示す。Fig. 3.24 のようにタイヤはシャフトを介して地面板上に設置される。また、タイヤは地面板下部に設置されたローラと接地するように 0.2d 程度下にオフセットしている。光学系は前述と同様に設置し撮影する。また、それぞれの実験において通風開始から目標風速に到達するまでの間に塗布した油膜が流れてしまうのを防ぐために Fig. 3.25 に示す気流除けを被せる。



(a) 上面図



(b) 側面図

Fig. 3.22 広島大学回流式風洞における GLOF 実験の模式図

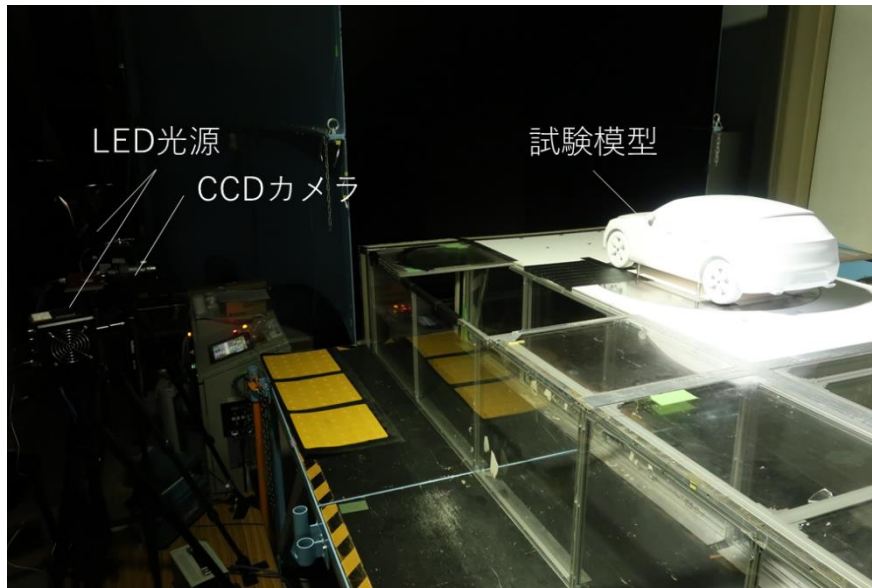


Fig. 3.23 1/5 スケール AeroSUV 模型の側面計測時のセットアップ

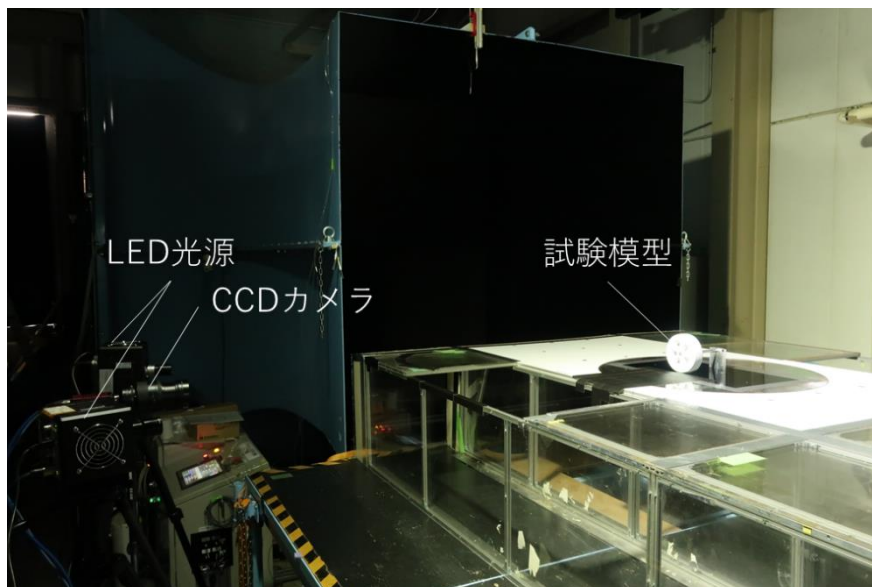


Fig. 3.24 1/5 スケールタイヤ模型の側面計測時のセットアップ



Fig. 3.25 広島大学回流式風洞での GLOF 実験における気流除け

(ii) 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞

Fig. 3.26 は九州大学応用力学研究所大型境界層風洞における Ahmed 模型を対象とした GLOF 実験の模式図を示す. テストセクション内には下から 500 mm の位置に地面板が設置してあり, 地面板上に Ahmed 模型を固定する. Fig. 3.27 は Ahmed 模型のスラント面計測時のセットアップを示す. CCD カメラ及び高輝度 LED 光源を風洞上部に設置し撮影する. また, 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞ではリフターによる模型の昇降が可能であり, 通風開始から目標風速に到達するまでの間は地面板下部に模型を格納し, 気流除けカバー (Fig. 3.26 のグレー部分) を被せることで油膜が流れるのを防いでいる (Fig. 3.28).

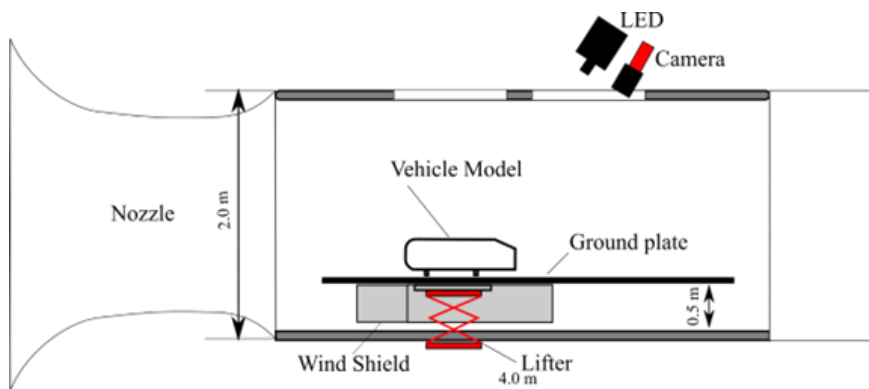


Fig. 3.26 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞における Ahmed 模型の GLOF 実験の模式図

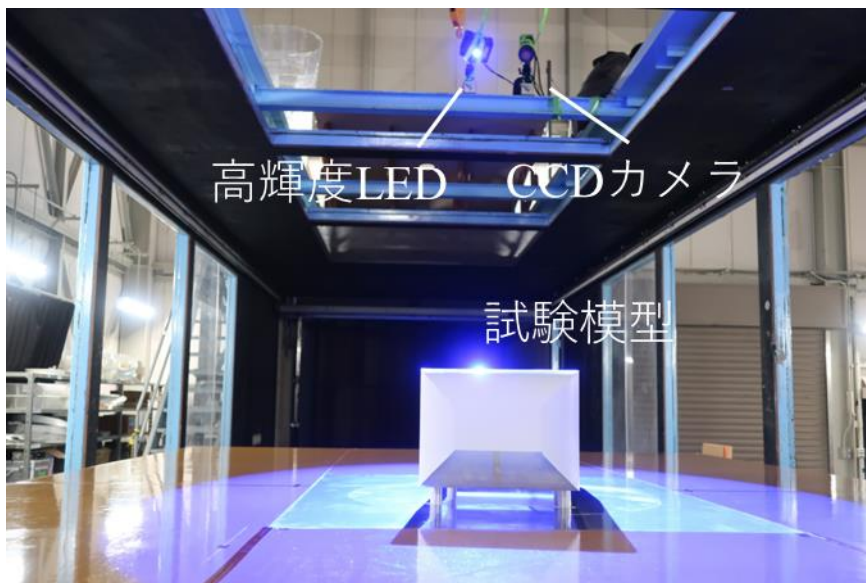


Fig. 3.27 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞における Ahmed 模型の GLOF 実験の模式図

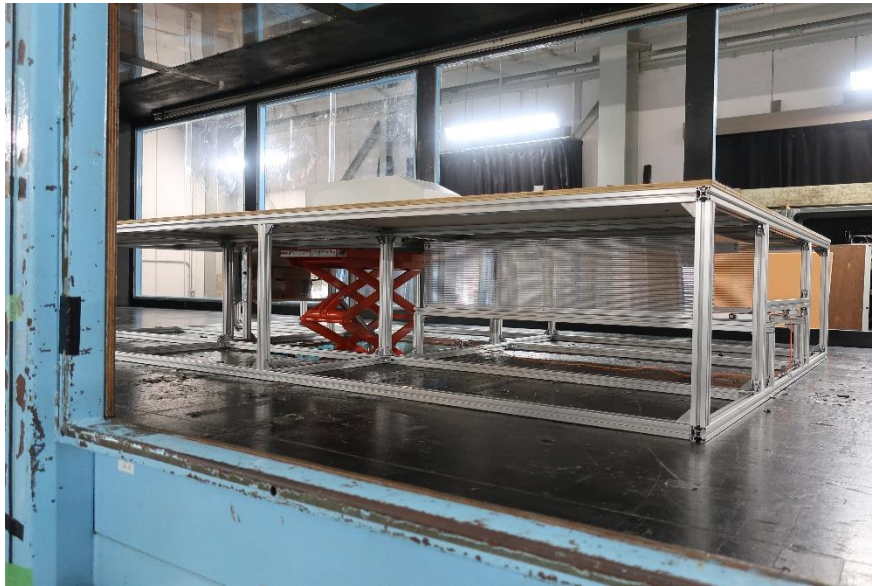


Fig. 3.28 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞での GLOF 実験におけるリフターと気流除け装置

3.5.1 蛍光油

Fig. 3.29(c)は本研究で使用した蛍光油を示す．蛍光油は，親油性の高い蛍光色素（RiskReactorInc., DFSB-K175）（Fig. 3.29(a）と，粘度 10 cSt のシリコンオイル（信越シリコン，KF-96-10CS）（Fig. 3.29(b)）を質量比 0.5 : 99.5 で混合したものである．cSt はセンチストークスであり，1cSt は水の粘度に相当し， $\nu = 1.0 \times 10^6$ である．蛍光色素の吸収波長は 365 nm，発光波長は 590 nm である．



(a) 蛍光色素



(b) シリコンオイル

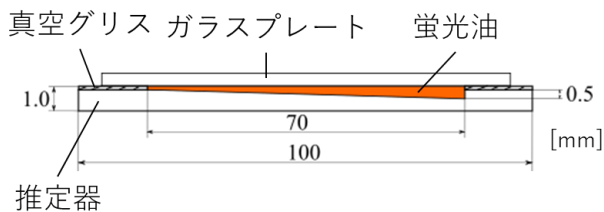


(c) 蛍光油

Fig. 3.29 蛍光油の組成

3.5.2 膜厚推定方法

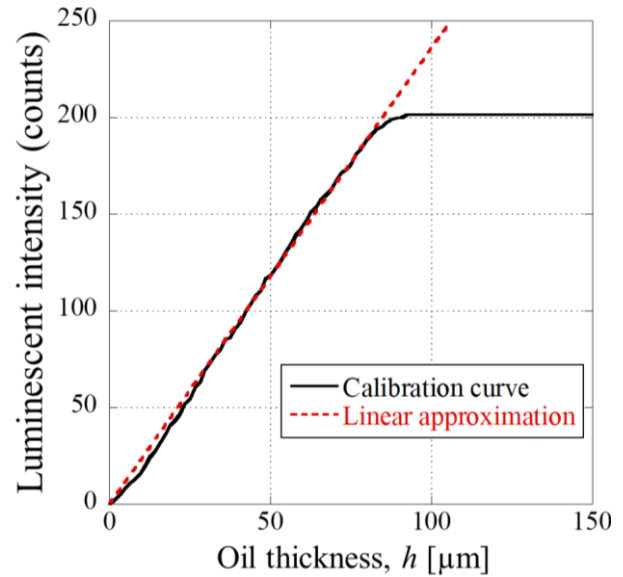
GLOF 法は油膜厚さと発光強度の比例関係が保たれた範囲内で摩擦応力の算出が可能である。本研究では油膜厚さと発光強度の比例関係が成り立つ範囲を把握するために、Liu and Sullivan (1998) による Oil Wedge 法に倣った膜厚推定試験を実施した。Fig. 3.30(a)は使用した推定器の寸法を示す。1.0 mm の薄いアルミプレートの中央に最大深さ 0.5 mm の楔型の溝を作り、その内部に実際に使用する蛍光油を充填して使用する。また、傾斜面や垂直面に適用するために楔型の溝の周囲に真空グリスを薄く塗布しガラスプレートで蓋をすることで蛍光油の漏れを防止する。これによって油膜厚さを幾何学的に定義することが可能である。この推定器の表面は模型の塗装に使用したものと同様の白色塗料で塗装を行っている。Fig. 3.30(b)は実際に蛍光油を充填した際の推定器を示す。この推定器を計測対象面に設置し、励起光源、カメラ等の光学系セットアップを全て風洞試験と同様にして画像撮影を実施する。Fig. 3.30(c)は膜厚推定試験の結果の一例を示す。縦軸は発光強度、横軸は油膜厚さを示す。油膜厚さが 80 μm 以上の範囲では油膜厚さと発光強度の比例関係が崩れ、一定値へと漸近している。本推定試験の結果より、油膜厚さを 80 μm 以下で塗布する必要があると判断できる。本研究では同様の推定試験を各計測条件でその都度その場で実施し、通風前の初期膜厚が 20 μm 程度になるよう蛍光油を塗布した。ただし、実際には推定器に塗装した白色塗装の厚みや真空グリスの厚みの影響により、Fig. 3.30(c)に示したグラフではその厚み分だけオフセットする。このため、原点が 0 となるように補正を行った上で膜厚推定曲線を作成する。



(a) 膜厚推定器の寸法



(b) 実際の膜厚推定器



(c) 膜厚推定結果の一例

Fig. 3.30 膜厚推定試験

3.5.3 油膜の塗装方法

GLOF 法では油膜厚さに対する輝度を基にその時間的・空間的な変化から摩擦応力を抽出する。その為、車両のような3次元形状を有する物体に適用する場合には蛍光油の自重の影響を受ける。一般的に自重の影響を低減するためには高粘度の蛍光油を使用すればよいが、車両のような低い動圧の流れ条件下では低粘度の蛍光油が必要とされることから蛍光油の自重の影響と粘度との間にはトレードオフの関係がある。しかし、計測が成立するためには低い気流動圧に対して蛍光油が追従する必要があるため、可能な限り低粘度の蛍光油を使用する必要がある。従って、低粘度の蛍光油の自重の影響を低減するためには、薄膜による塗装が必要である。油膜の塗装方法についてはこれまでに初期段階では刷毛やローラー、ウエス塗装などの方法（高岡，2019）が検証されてきた。これらの方法は、超音速流れなどの高速流れを対象とした高粘度の蛍光油を塗布する際には有効であるが、薄膜による塗装が困難であり塗りムラが目立つ。次に、ホビー用の小型スプレーによる塗装方法が検証（小林，2021）され、前者よりも薄膜かつ塗りムラの少ない塗装が可能であることが示された。従って、本研究では後者の塗装方法を踏襲し自動車補修用スプレーガンによる塗装方法を採用した。Fig. 3.31 は実際に塗装している様子の写真である。自動車補修用スプレーガンはホビー用の小型スプレーに比べて蛍光油の量や空気圧の微調整

が可能であり薄膜による塗りムラの少ない安定した塗装が可能である。Fig. 3.32 は一例として Ahmed 模型スラント面における塗装直後の蛍光油膜可視化画像を示す。Fig. 3.33 はその可視化画像から油膜の膜厚分布を算出した結果を示す。Fig. 3.33 より蛍光油が比較的溜まりやすいエッジ付近を除いて $20\ \mu\text{m}$ 程度で均一に塗装できているのがわかり、自動車補修用スプレーガンによる薄膜塗装の有効性が確認できる。



Fig. 3.31 自動車補修用スプレーガンによる塗装

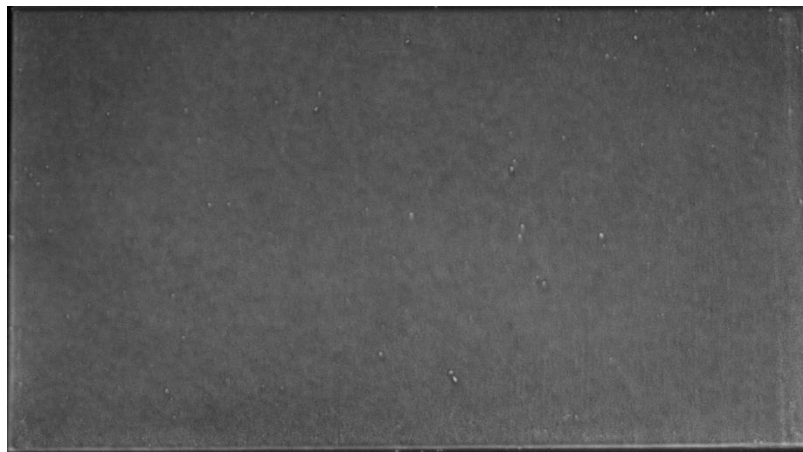


Fig. 3.32 Ahmed 模型スラント面における塗装直後の蛍光油膜可視化画像

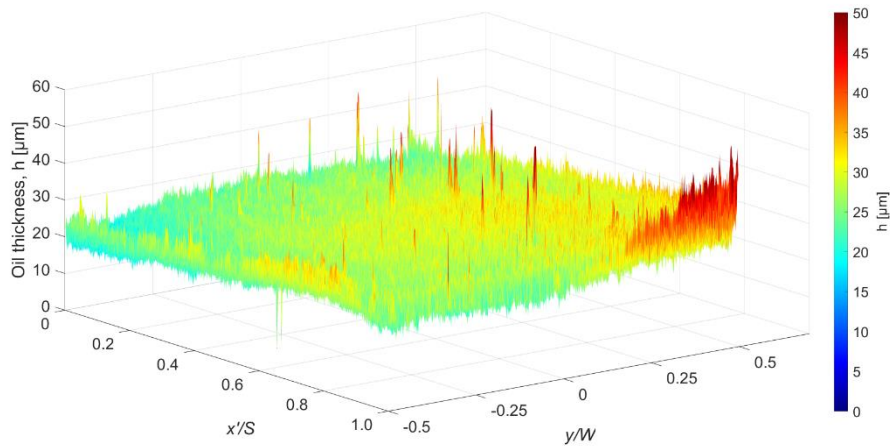


Fig. 3.33 Ahmed 模型スラント面における初期の油膜の膜厚分布

3.6 空力及び表面静圧計測方法

本研究のトピックの1つとして，Ahmed 模型の剥離泡構造に対する Reynolds 数効果を解明するため，GLOF に加えて広島大学回流式風洞での空力計測及び表面静圧計測を実施した．以下にその詳細を示す．

3.6.1 空力計測

空力計測には 50%スケールの Ahmed 模型を使用する．本研究では模型を支持する 4 本のシャフトを 3 分力天秤(LMC-3501-100N，日章電機)に接続することで空力計測を行った．3 分力天秤の仕様を Table 3.9 に示す．各成分の許容値は， $F_x = \pm 100$ N， $F_y = \pm 100$ N， $M_z = \pm 10$ Nm である．抵抗係数 C_D は以下の式で定義される．

$$C_D = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U^2 A}, \quad (3.1)$$

ここで F_x は抗力， ρ は空気密度， U は模型中心位置での流速である． A は前方投影面積($2.57 \times 10^{-2} \text{m}^2$)とし，ヨ一角に関係なく定数として取り扱う．

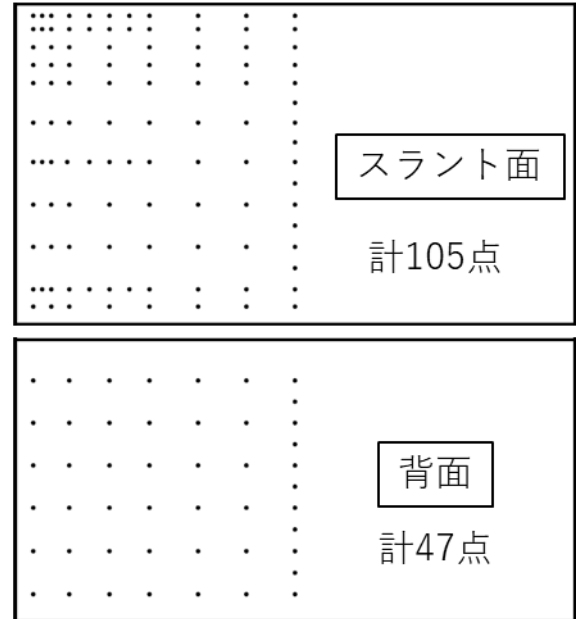
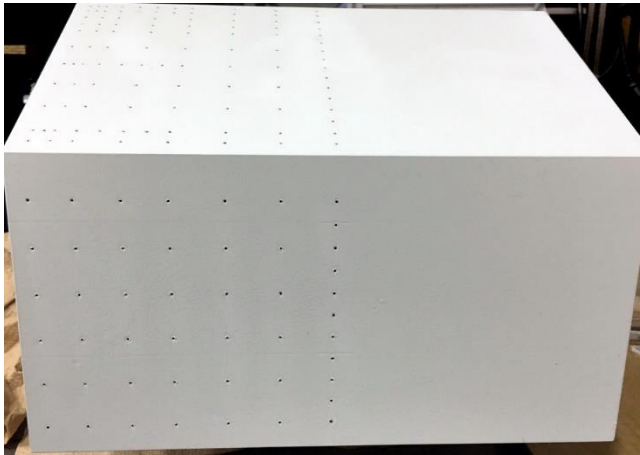
Table 3.9 分力天秤の仕様

定格出力(各分力)	約 0.5 mV/V
非直線性(各分力)	±0.2 %FS
ヒステリシス(各分力)	±0.2 %FS
許容過負荷(各分力)	±150 %FS
干渉度(計測各分力間)	±2.0 %FS/FS
零点の温度影響(各分力)	±0.01%FS/°C
感度の温度影響(各分力)	±0.05%Reading/°C

3.6.2 表面静圧計測

表面静圧計測には 70%スケールの Ahmed 模型を使用する. Fig. 3.34(a)に示すようにスラント面と背面に合計 152 個の圧力孔を設けた. Fig. 3.34(b)は圧力孔の位置を示す. これらの圧力孔の数は Meile et al (2016) や Cheng et al (2019) による既往研究と比較しても非常に多く高密度である.

圧力孔は直径 0.86 mm で, 同じ内径のシリコンチューブを介して 3 台の圧力スキャナー (Scanivalve, MPS4264) (Fig. 3.35) に接続された. 圧力スキャナーは模型内部に設置し, 模型内部から脚を通してイーサネットケーブルでコンピュータに接続される. また, 3 台の圧力スキャナーは同期制御されている. 基準圧力は風洞吹き出し口に設置されたピトー管の静圧孔圧力を使用した. 圧力スキャナーのサンプルレートは 500 Hz, 最大レンジは 2000 Pa, A/D 分解能は 24 bit である. 各条件の計測時間は 60 秒で, 平均値には合計 30000 サンプルが使用された圧力スキャナーの精度はフルスケールの 0.15%であり, 最大圧力係数誤差は $\Delta C_p = 0.017$ であり, 一般的に, この誤差は表面の圧力分布を比較するのに十分である.



(a) 圧力孔を有する Ahmed 模型

(b) 圧力計測位置

Fig. 3.34 Ahmed 模型の表面静圧計測



Fig. 3.35 圧力スキャナー

3.7 実験条件

3.7.1 アハメド模型

(i) 蛍光油膜計測

前項 3.4.2 の (i) で示した 70%スケール Ahmed 模型のスラント面を対象とした計測を九州大学応用力学研究所大型境界層風洞にて実施した. Ahmed 模型の蛍光油膜計測の実験条件を Table に示す. Table 3.10 より気流条件は, Ahmed 模型の全長を代表長さとした場合に $Re = 1.5 \times 10^5 \sim 3.9 \times 10^5$ の範囲で 4 条件である. また, Yaw 角は 0° の正対風のみとする. 蛍光油の粘度は 10 cSt

であり，CCDカメラは撮影速度 30 fps，解像度 1200×1600 pixels 濃度階調 14 bit，高輝度 LED 光源は出力 18A の 1 台で撮影を実施する．また，通風開始から目標風速到達までに塗布した油膜が流れるのを防ぐために Fig. 3.28 に示す気流除け装置を使用する．計測は，気流の整定後，気流除けを取り外しリフターで計測位置まで Ahmed 模型を誘導し，撮影開始という手順で行われる．

Table 3.10 Ahmed 模型の GLOF 実験条件

試験模型	計測面	Re 数	Yaw 角 ($^{\circ}$)	動粘度 (cSt)	撮影速度 (fps)
70%スケール Ahmed 模型	スラント面	1.5×10^5 , 2.0×10^5 , 3.0×10^5 , 3.9×10^5	0	10	30

(ii) 空力計測

空力計測は，50%スケール Ahmed 模型を使用し，広島大学回流式風洞にて実施した．気流条件は，Ahmed 模型の全長を代表長さとした場合に $Re = 0.8 \times 10^5 \sim 2.25 \times 10^5$ の範囲で 7 条件である．また，Yaw 角は 0° の正対風のみとする．

(iii) 表面静圧計測

表面静圧計測は，Fig. に示すようにスラント面及び背面に圧力孔を設けた 70%スケールの Ahmed 模型を使用し広島大学回流式風洞にて実施した．気流条件は，Ahmed 模型の全長を代表長さとした場合に $Re = 1.5 \times 10^5$ ， 2.0×10^5 ， 3.0×10^5 の 3 条件である．また，Yaw 角は 0° の正対風のみとする．

3.7.2 タイヤ模型

(i) 蛍光油膜計測

前項 3.4.2 の (iii) で示した形状要素の異なる 6 種類のタイヤ模型の側面を対象とした計測を広島大学回流式風洞にて実施した．本研究では，タイヤ模型は単独かつ非回転である．非回転単独タイヤにおける蛍光油膜計測の実験条件を Table 3.11 に示す．Table 3.11 より気流条件は，1/5 スケールの AeroSUV 模

型の全長を代表長さとした場合に $Re = 8.0 \times 10^5$ ($U = 13.4 \text{ m/s}$) である。また、Yaw 角は 0° の正対風のみとする。蛍光油の粘度は 10 cSt であり、CCD カメラは撮影速度 30 fps 、解像度 $1200 \times 1600 \text{ pixels}$ 濃度階調 14 bit 、高輝度 LED 光源は出力 18A の 2 台で撮影を実施する。また、通風開始から目標風速到達までに塗布した油膜が流れるのを防ぐために Fig. 3.25 に示す気流除けを使用する。計測、気流の整定後、気流を取り外し、撮影開始という手順で行われる。

更に、非回転単独タイヤにおいてはタイヤ接地面状況の違いを再現するために、EDGE, R SMALL, R LARGE, R LARGE TRED の 4 モデルを使用し九州大学応用力学研究所大型境界層風洞による追加実験を実施した。気流条件や撮影条件は、Table 3.11 と同じで、計測面は側面に加えて上面及び背面からの計測も実施した。また、気流除け方法は、Ahmed 模型実験時と同様である。

Table 3.11 非回転単独タイヤ模型の GLOF 実験条件

試験模型	計測面	Re 数	Yaw 角 ($^\circ$)	動粘度 (cSt)	撮影速度 (fps)
EDGE, R SMALL, R LARGE, R LARGE TRED, ORIGINAL WHEEL COVER, ORIGINAL	タイヤ 側面	8.0×10^5	0	10	30

3.7.3 AeroSUV 模型

(i) 蛍光油膜計測

前項 3.4.2 の (ii) で示した形状要素の異なる 6 種類のタイヤ模型を装着した AeroSUV 模型の側面を対象とした計測を実施した。本研究では、タイヤ模型は非回転である。非回転タイヤ模型を装着した AeroSUV 模型における蛍光油膜計測の実験条件を Table 3.12 に示す。非回転単独タイヤの場合と同様に気流条件は、 $1/5$ スケールの AeroSUV 模型の全長を代表長さとした場合に $Re = 8.0 \times 10^5$ ($U = 13.4 \text{ m/s}$) である。また、Yaw 角は 0° の正対風のみとする。蛍光油の粘度は 10 cSt であり、CCD カメラは撮影速度 30 fps 、解像度 $1200 \times 1600 \text{ pixels}$ 濃度階調 14 bit 、高輝度 LED 光源は出力 18A の 2 台で撮影を実施する。また、通風開始から目標風速到達までに塗布した油膜が流れるのを防ぐために

Fig. 3.25 に示す気流除けを使用する．計測，気流の整定後，気流を取り外し，撮影開始という手順で行われる．

Table 3.12 異なるタイヤを装着した AeroSUV 模型の GLOF 実験条件

試験模型	計測面	Re 数	Yaw 角 (°)	動粘度 (cSt)	撮影速度 (fps)
EDGE, R SMALL, R LARGE, R LARGE TRED, ORIGINAL WHEEL COVER, ORIGINAL	F タイヤ 側面, 車体前方 側面	8.0×10^5	0	10	30

4. 高速衝突噴流に対するトレーサー粒子を用いない定量的・非接触・非定常解析

4.1 NPR = 1.5 において高速度カメラの時間解像度の違いによる比較

まず、高速度ビデオカメラの仕様の違いが解析結果に与える影響について、NPR=1.5 での比較を行った。Fig. 4.1 は、NPR=1.5 において SA-Z と TMX7510 のそれぞれで撮影された時系列のシャドウグラフ可視化画像である。Fig. 4.2 は、それぞれの高速度ビデオカメラで撮影されたシャドウグラフ画像に基づくオプティカルフローの時系列解析結果を比較したものである。それぞれの仕様については 3.2.2 を参照のこと。Fig. 4.2 のコンターは速度場に基づく渦度を示す。どちらの高速度ビデオカメラも画素数は 256×128 画素と同じであるが、光源に CAVILUX Smart UHS を使用しているため、TMX7510 の方が輝度が高く、S/N 比が向上している。Fig. 4.2 の SA-Z の解析結果と同様に、適正膨張からのせん断層は KH 不安定性によって乱され、壁に衝突する前に大きな KH 渦を放出する。また、時計回りの二次渦が壁に沿って移流する様子も観察される。Fig. 4.1 及び Fig. 4.2 より観測された NPR = 1.5 の衝突噴流における流れの模式図を Fig. 4.3 に示す。これらよりスナップショット解では、それぞれの流れ場の特性にほとんど違いがないことがわかる。ここで注意すべきは、両者の時間分解能が明らかに異なることである。Fig. 4.2 の赤丸は非定常壁面圧力計測点を示しており、周期的な KH 渦が放出する位置に相当する。Fig. 4.4 は、この圧力周波数特性と、同一座標点におけるオプティカルフローの変動特性を比較したものである。壁面圧力には 7,162Hz のピーク周波数が観測され、これは時間分解能の高い TMX7510 のピーク周波数と一致する。一方、SA-Z では明確なピーク周波数は見られず、SA-Z では流れ場の定量的な非定常特性が捉えられていないことが示唆された。以上の結果を踏まえ、TMX7510 で観測された画像をもとに、NPR=2.1 と 2.7 の解析結果について次節で考察する。

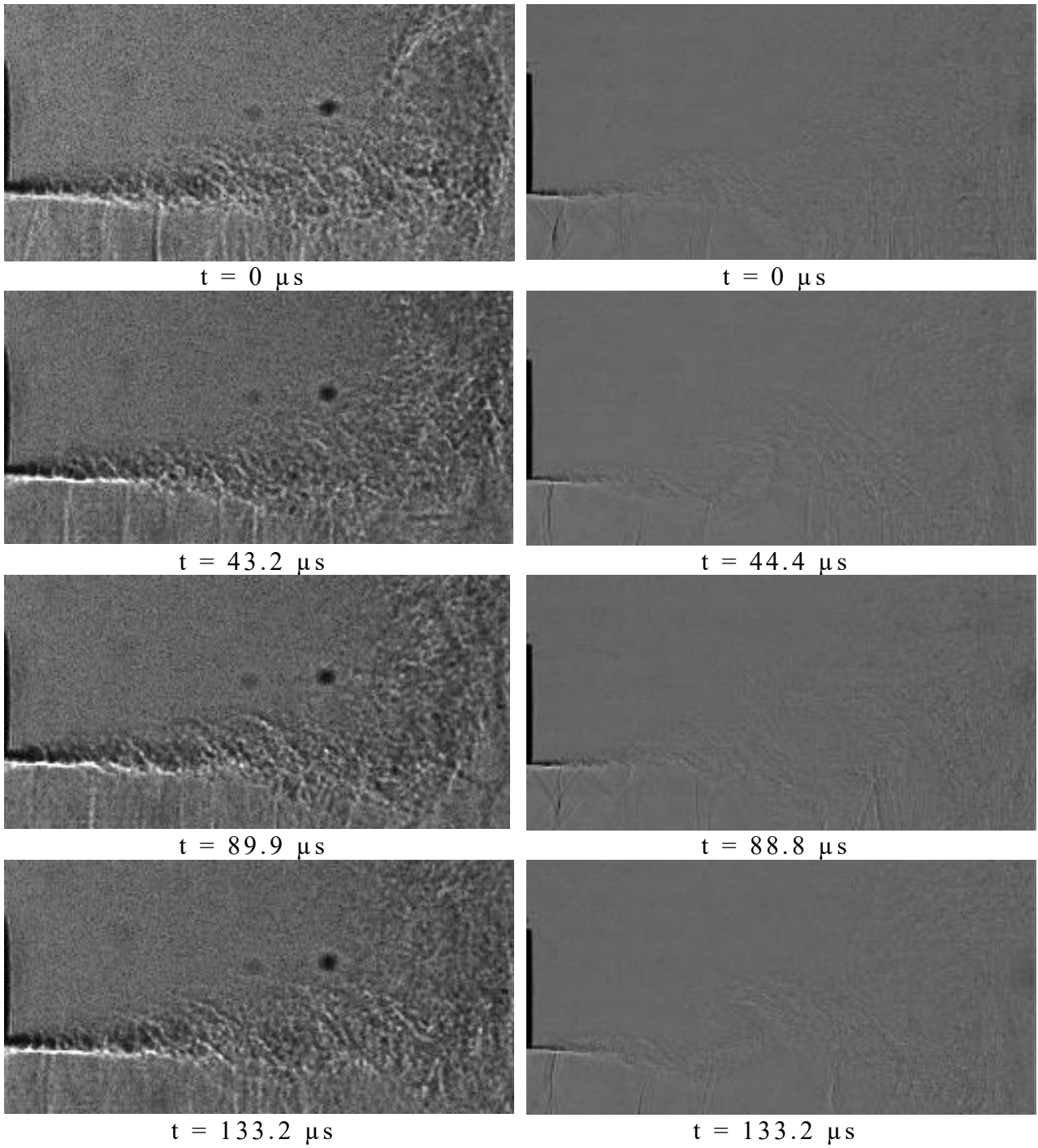


Fig. 4.1 NPR = 1.5 における時系列シャドウグラフ可視化画像
 (左) FASTCAM SA-Z, (右) TMX7510

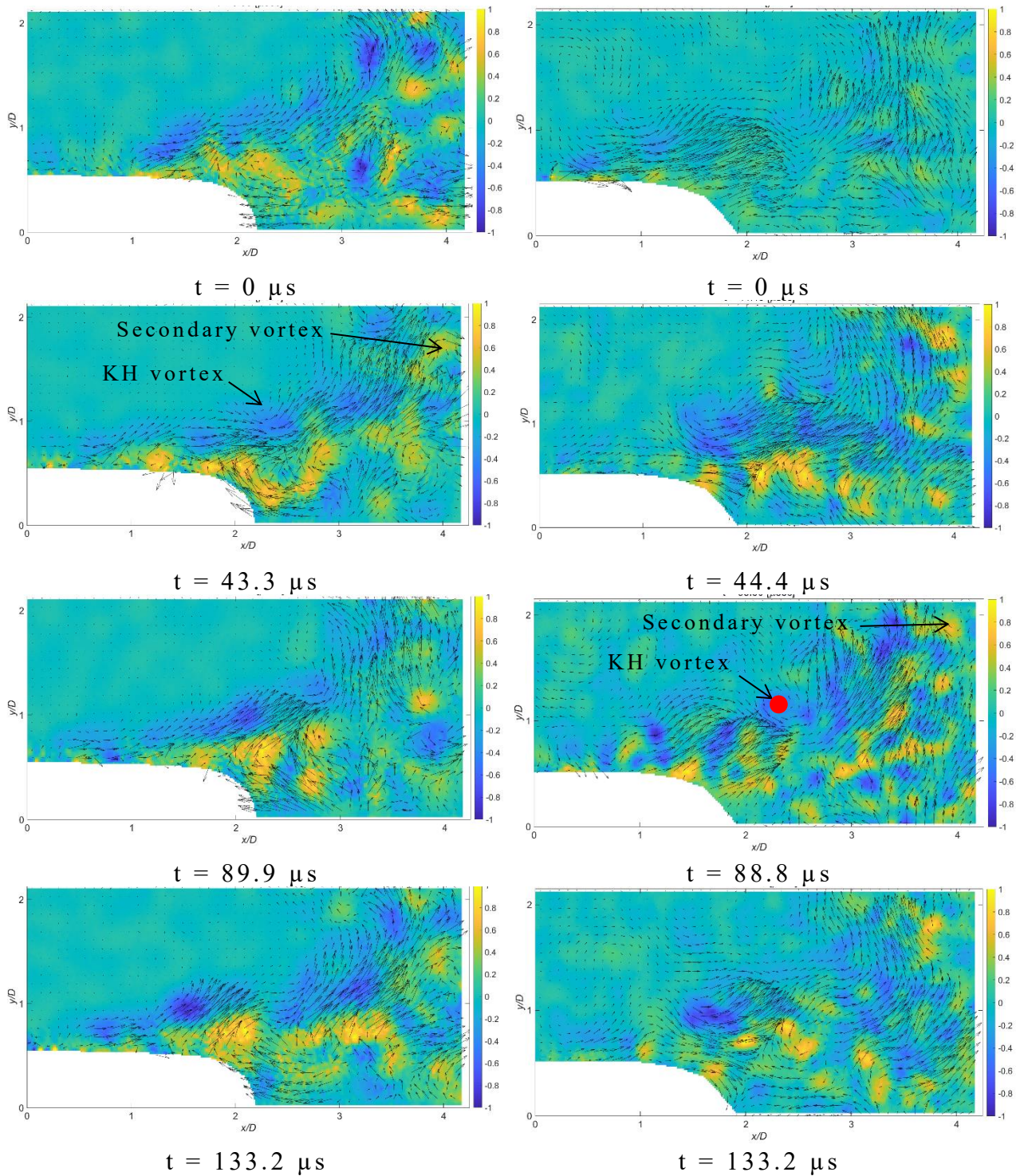


Fig. 4.2 NPR = 1.5 におけるオプティカルフローの時系列瞬間場
 (左) FASTCAM SA-Z, (右) TMX7510

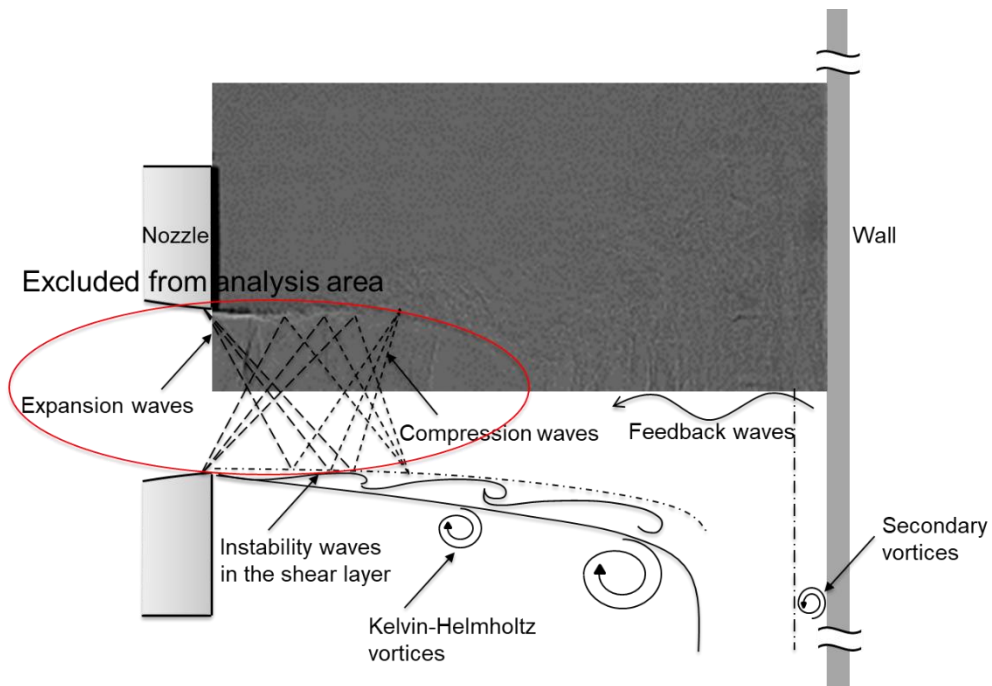


Fig. 4.3 NPR = 1.5 の衝突噴流における流れの模式図

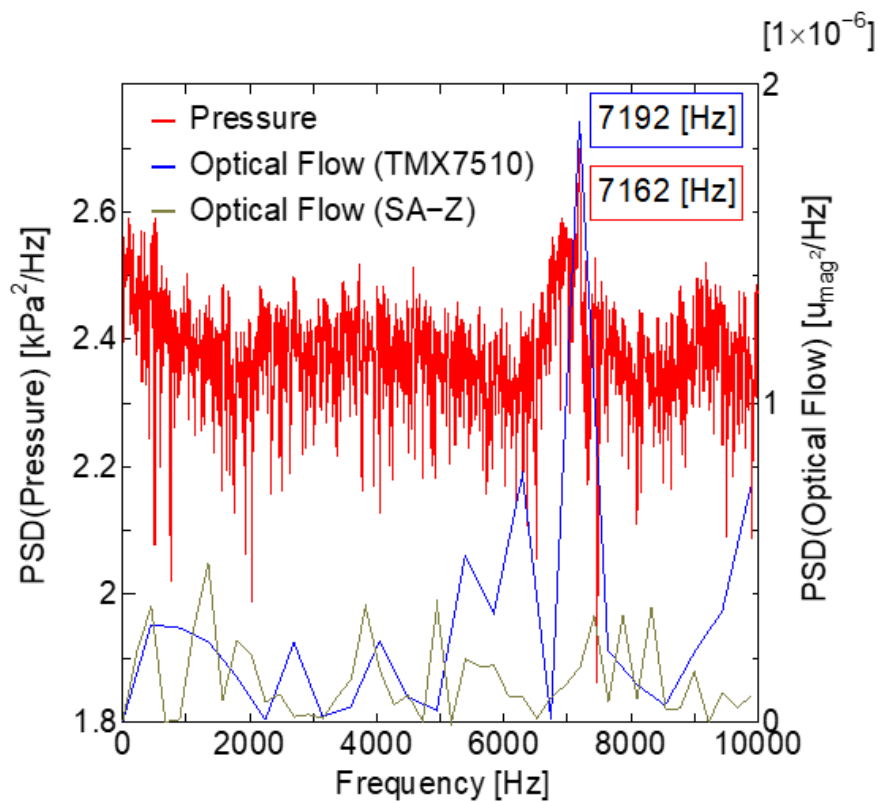


Fig. 4.4 非定常壁面圧力及びオプティカルフローのスペクトル

4.2 NPR = 2.1 及び 2.7 における非定常特性

Fig. 4.5 と Fig. 4.6, Fig. 4.7 は, それぞれ NPR=2.1 および 2.7 における時系列シャドウグラフ可視化画像, オプティカルフローの解析結果, および流線の結果を示している. 測定開始時刻は $t = 0 \mu\text{s}$ とした. Fig. 4.1 に示した NPR=1.5 での適正膨張流とは異なり, NPR=2.1 および 2.7 では不足膨張噴流がよく観察され, せん断層がノズル出口から上下に広がっている. NPR=2.1 では, Fig. 4.5 に示すように, ノズル出口からのせん断層が上下に大きく振動している. さらに, このせん断層の振動に伴ってコヒーレントな渦の放出も観察される. このコヒーレント渦は壁面に近づくにつれて壁面近傍の流れに干渉し, 壁面近傍では非常に複雑な混合流となる. 一方, Fig. 4.5 の NPR=2.7 では, 噴出角は大きくなるものの, せん断層の上下振動は見られない. NPR=1.5 や 2.1 の流れ場とは異なり, せん断層上部には明確な KH 渦は観察されないが, せん断層の巻き込みによる緩やかな誘導渦が観察される. これは, 衝突噴流領域が NPR の上昇に伴って画像中の中央付近に広がり, せん断層から KH 渦が発生する前に干渉流に巻き込まれるためと推定される. NPR=2.7 では特徴的な渦の流出が観察されなかったため, スペクトル解析のような定量的な検証を行うことはできない. しかし, シャドウグラフ画像とオプティカルフローを比較すると, 流れ場の特性はよく一致しており, NPR=2.7 でも妥当な結果であることが示唆される. 一般に, このような渦の存在やその時系列的の挙動を肉眼でシャドウグラフ画像から認識することは困難である. しかし, 肉眼では観察しにくい画像上のわずかな明るさの変化に追従するオプティカルフロー法を用いることで, このような隠れた流体现象を抽出することができる.

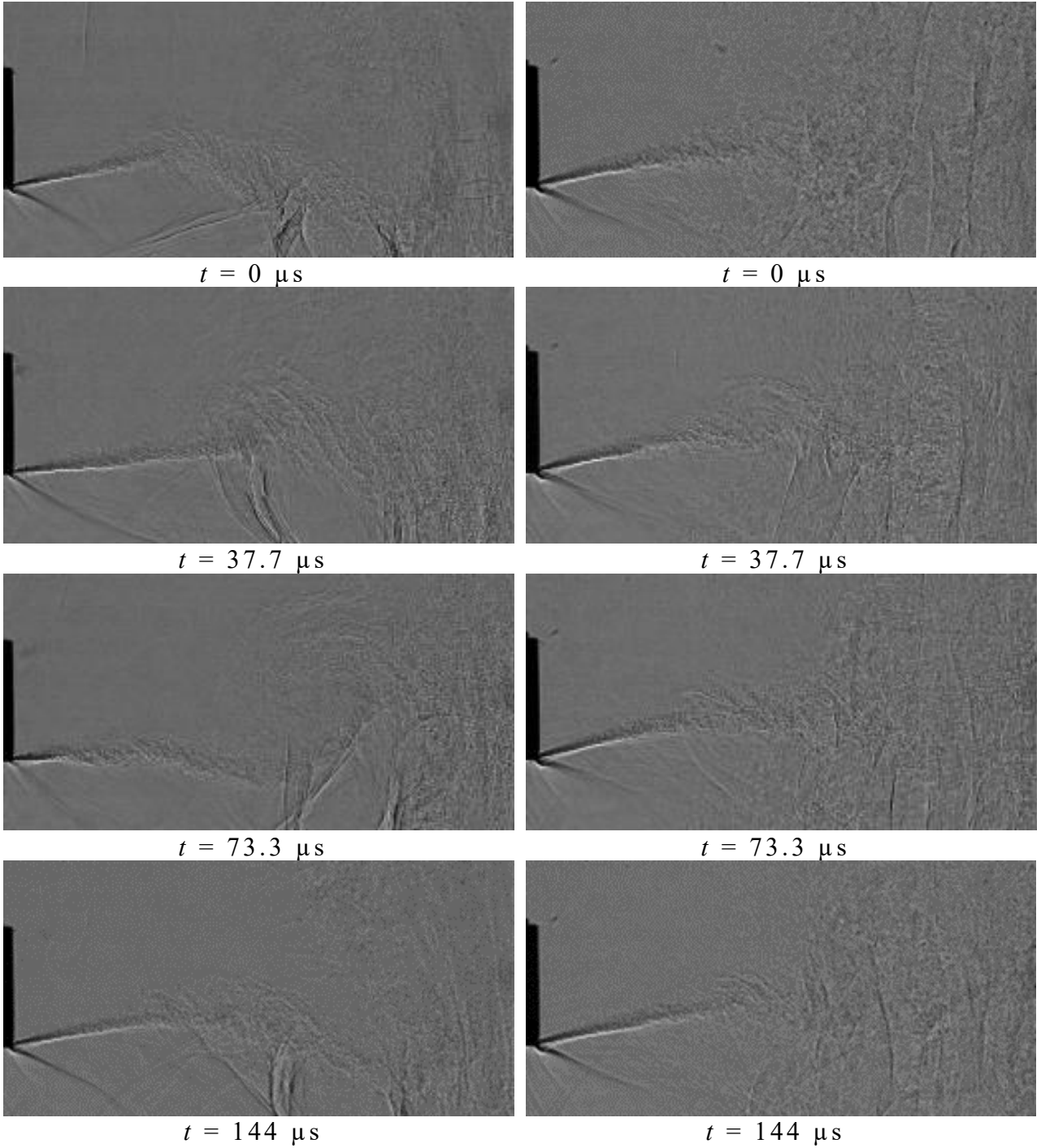
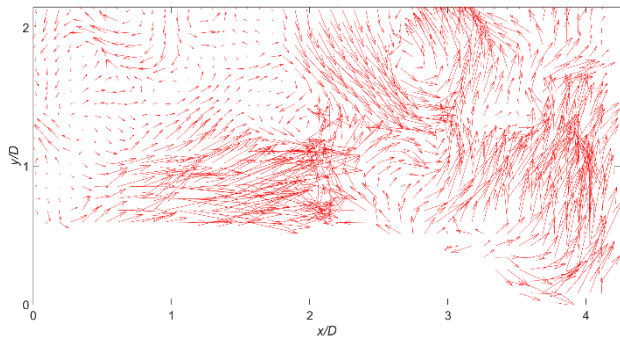
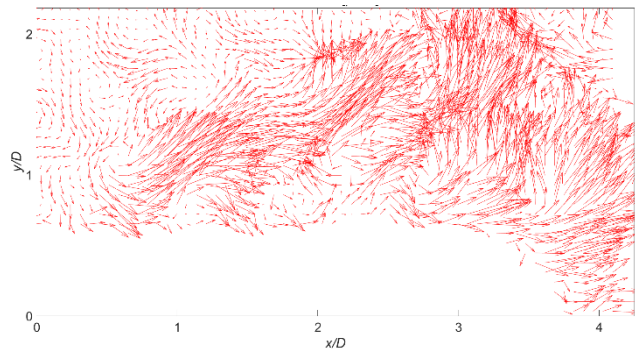


Fig. 4.5 時系列シャドウグラフ可視化画像

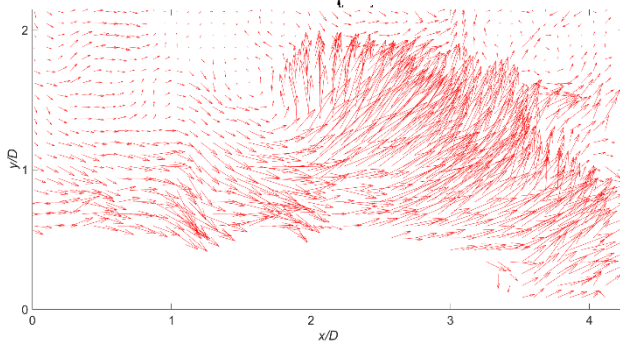
(左) NPR = 2.1, (右) NPR = 2.7



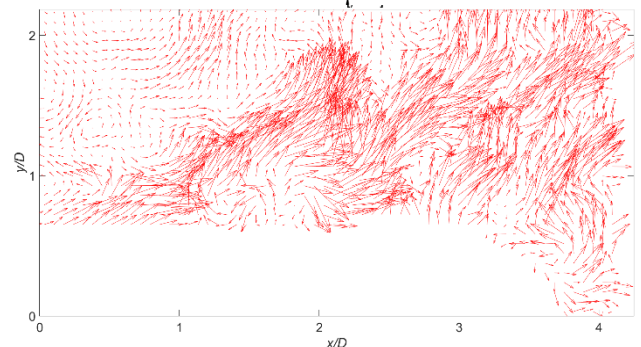
$t = 0 \mu\text{s}$



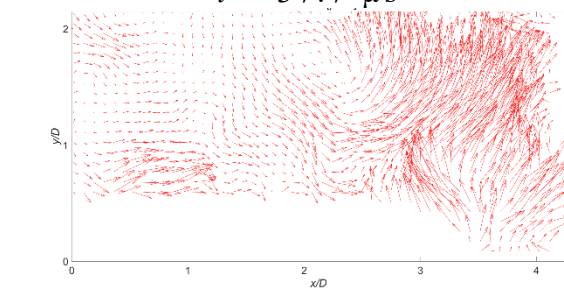
$t = 0 \mu\text{s}$



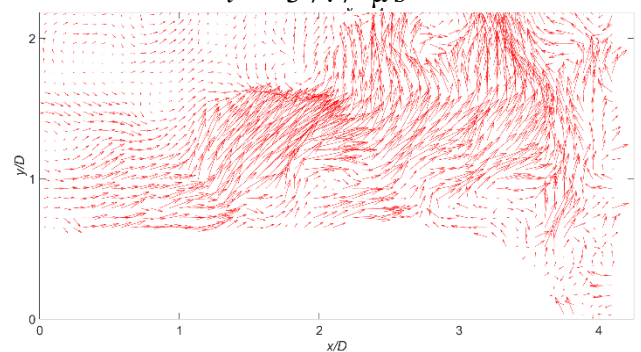
$t = 37.7 \mu\text{s}$



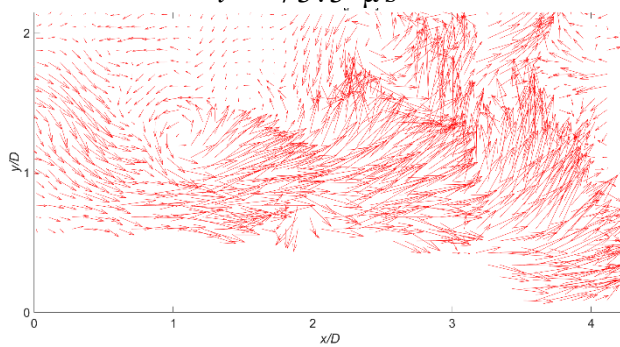
$t = 37.7 \mu\text{s}$



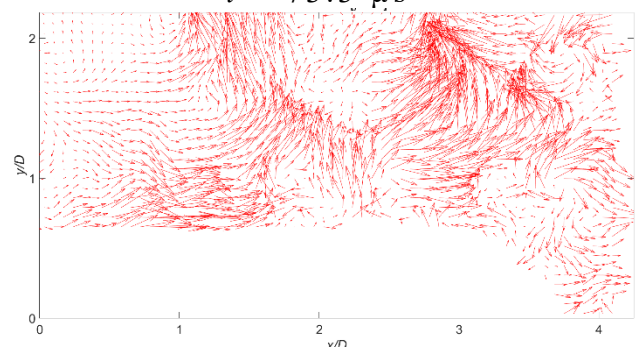
$t = 73.3 \mu\text{s}$



$t = 73.3 \mu\text{s}$



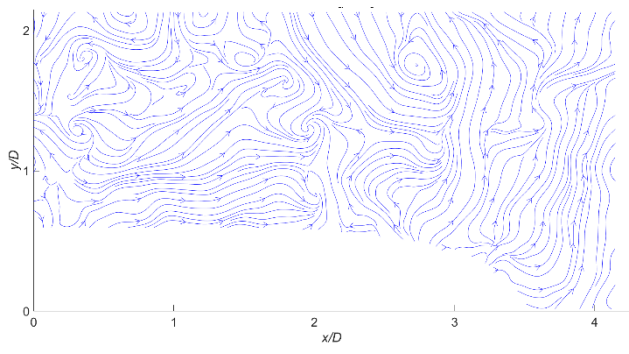
$t = 144 \mu\text{s}$



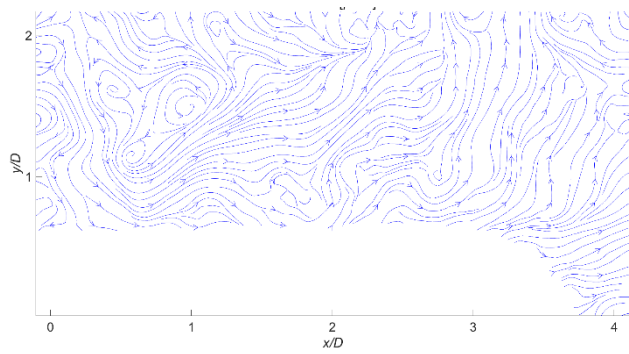
$t = 144 \mu\text{s}$

Fig. 4.6 時系列オプティカルフロー解析結果

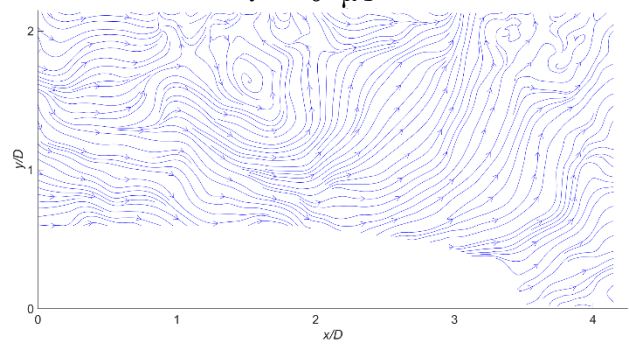
(左) NPR = 2.1, (右) NPR = 2.7



$t = 0 \mu s$

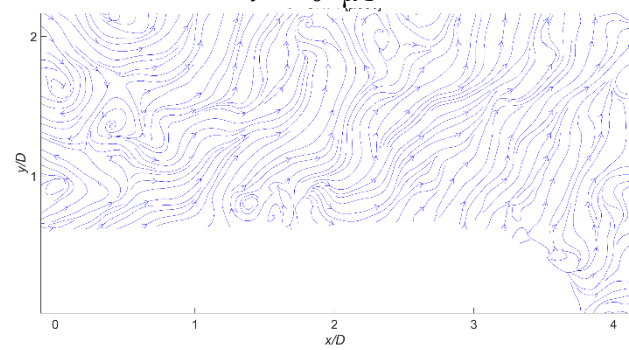


$t = 0 \mu s$

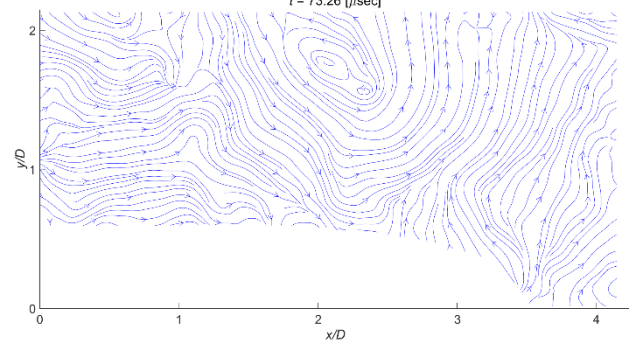


$t = 37.7 \mu s$

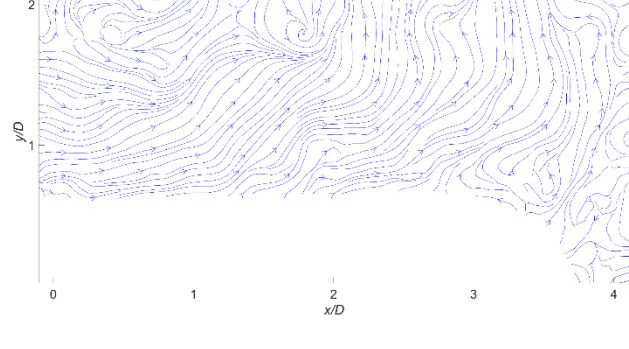
Refined Streamlines
 $t = 73.26 [\mu sec]$



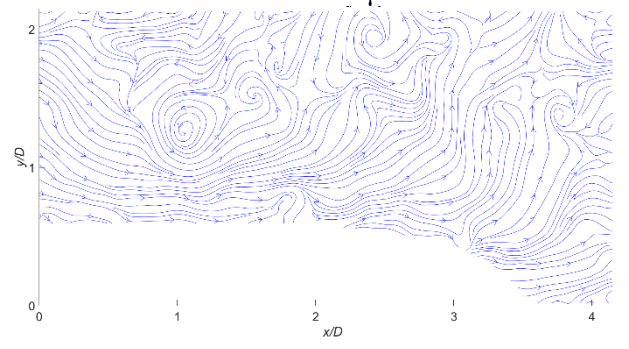
$t = 37.7 \mu s$



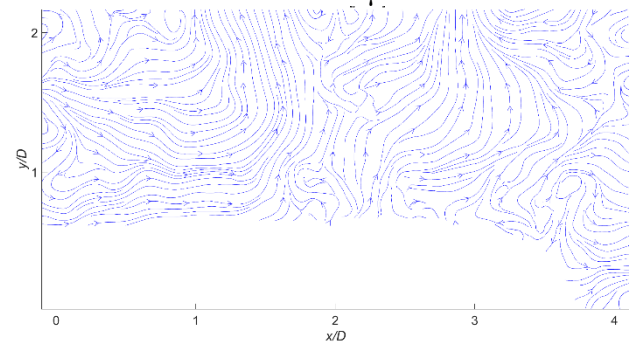
$t = 73.3 \mu s$



$t = 73.3 \mu s$



$t = 144 \mu s$



$t = 144 \mu s$

Fig. 4.7 時系列の流線
(左) NPR = 2.1, (右) NPR = 2.7

4.3 まとめ

本研究は、高速衝突噴流の時系列シャドウグラフ画像にオプティカルフロー画像解析を適用することにより、トレーサー粒子を含まない高速流れの速度場を解析する手法を確立することを目的とした。NPR=1.5,2.1,2.7における二次元衝突噴流を、時空間分解能の高い最新の高速度ビデオカメラを用いたシャドウグラフ可視化により計測した。これらの時系列シャドウグラフ画像にオプティカルフロー法を適用し、スナップショット解としてオプティカルフロー場を得た。高速度ビデオカメラの時間分解能を上げることで、噴流のせん断層から剥離するKH渦の非定常周波数特性を定量的に観測した。NPR=1.5では、KH渦の移流だけでなく、壁面で発生する二次渦も明瞭に観察された。NPR=2.1では、せん断層の鉛直振動に伴うコヒーレントな渦放出も捉えられた。シャドウグラフ画像との定性的な比較から、ノズル出口のマッハ数1.3に相当するNPR=2.7でも解析結果は妥当であることが示唆された。膨張・圧縮・衝撃波の振動を伴う流体现象をオプティカルフロー画像解析手法で扱うことはまだ難しいが、高速度ビデオカメラの時空間分解能の向上は、より高速な流れ現象への適用の可能性を示唆している。

5. Ahmed 模型の剥離泡構造に対する Reynolds 数効果の解明

5.1 抗力計測結果

Fig. 5.1 は Ahmed 模型の Reynolds 数に対する抗力計測結果を示す. Fig. 5.1 より 1.25×10^5 でわずかな非線形性がみられるが, 抗力は Reynolds 数の増加に伴って概ね単調減少を示す.

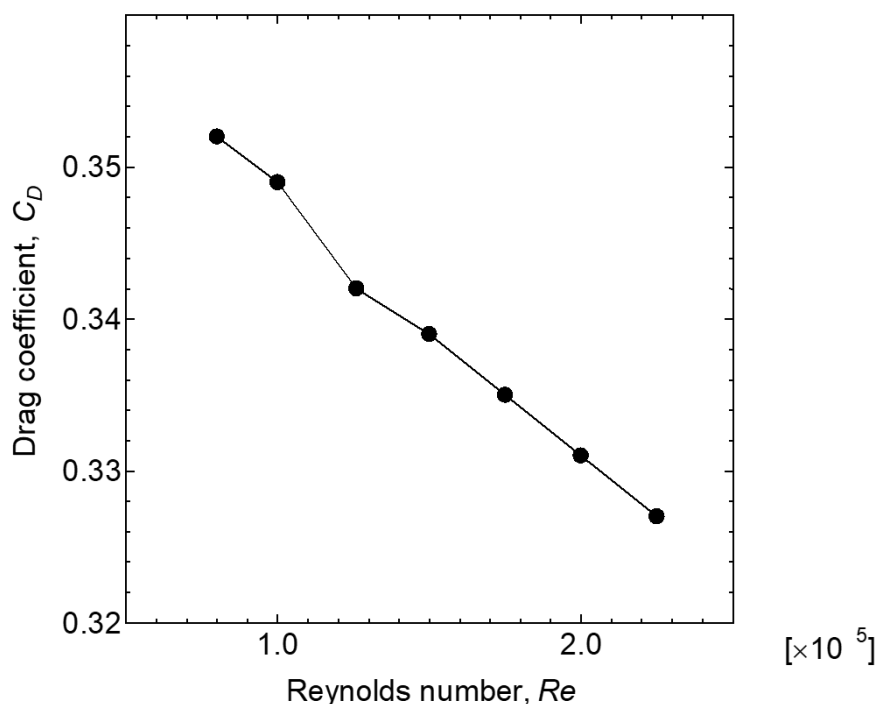


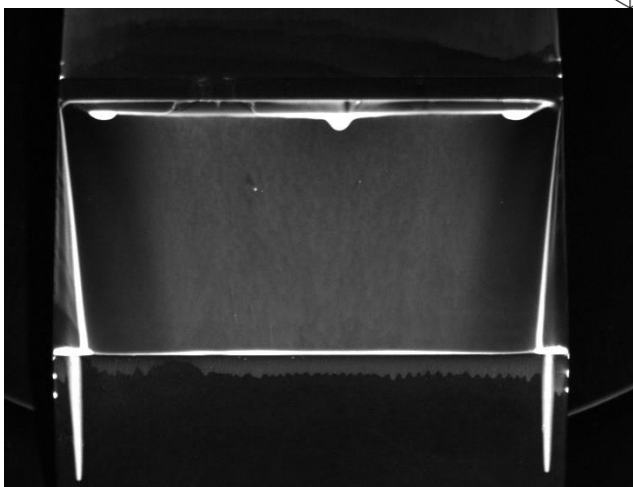
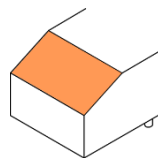
Fig. 5.1 Ahmed 模型の抗力計測結果

5.2 剥離泡に対する Reynolds 数効果

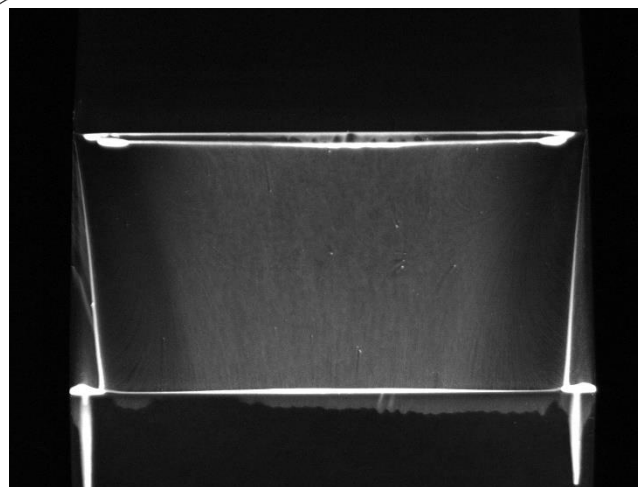
Fig. 5.2 と Fig. 5.3 は, それぞれ各 Re 数における蛍光油膜可視化結果, GLOF 解析結果を示す. Fig. 3.14 の Ahmed 模型の後流の時間平均流れ構造と比較すると, Fig. 5.3(b), (c), (d) よりスラント面上流から剥離した流れがスラント面上で再付着することによって形成される剥離泡や, スラント面の側縁からの縦渦といった既往研究より明らかである特徴的な後流構造が観測された. また, 剥離泡内部や縦渦内部での二次剥離流れに起因した二次剥離線といった詳細な流れ場が GLOF 解析結果より示された. しかし, Fig. 5.3(a)より $Re = 1.5 \times 10^5$ では, 再付着線が ω の形状をした ω 型剥離泡が形成されているのがわかる. 既往研究よりみられる剥離泡を C 型剥離泡とすると, ω 型剥離泡は, 左

右から中央にかけて流入する流れと中央から左右へと流入する流れによって二対の渦構造が観測できるのに対して，C型剥離泡ではスパイラルを起点とした左右一対の渦構造が観測できる．C型剥離泡は ω 型剥離泡で見られる左右の渦がRe数の増加に伴う縦渦による横流れの影響が強くなり，流れが中央でマージすることで形成されると推察できる．更に，Fig. 5.3より縦渦はRe数の増加に伴い安定化し，スラント面後縁まで伸長することがわかる．また， $Re = 1.5 \times 10^5$ では， $x'/S = 0.6$ 付近で再付着線が不明瞭なことからその位置での縦渦の崩壊が考えられる．

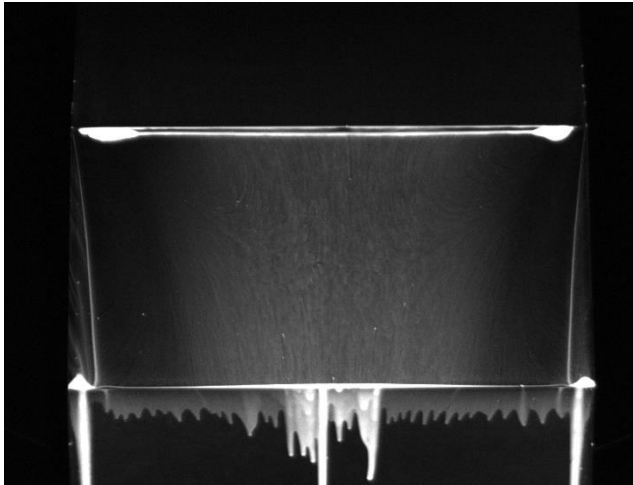
Fig. 5.4は宇佐見（2022）によるAhmed模型の $Re = 1.5 \times 10^5$ におけるLES解析より求められたQ値等値面を示している．Fig. 5.4よりAhmed模型前縁の剥離泡によってルーフ上の流れが二次元的な渦から三次元的なヘアピン渦へと乱流遷移しているのがわかる．ルーフ面から乱流化した流れがスラント面に流れ込むことによってスラント面中央で剥離せん断層の再付着が促進されることによって ω 型剥離泡が形成されると考える．また， $Re = 1.5 \times 10^5$ では，縦渦は崩壊する程度の強さのため，縦渦による中央への影響は小さくルーフ上の流れが支配的であると考えられる．



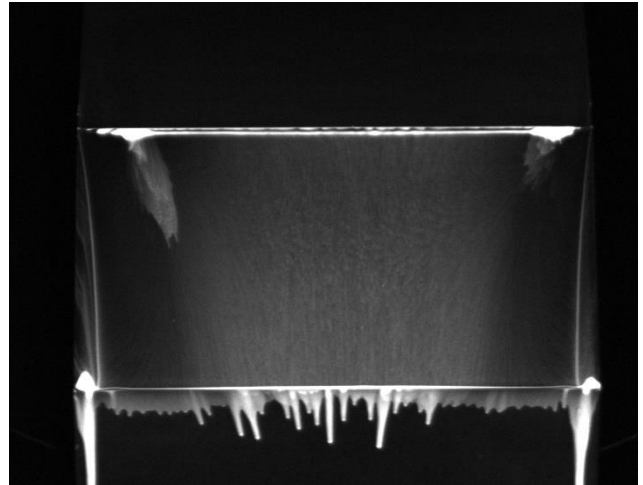
(a) $Re = 1.5 \times 10^5$



(b) $Re = 2.0 \times 10^5$

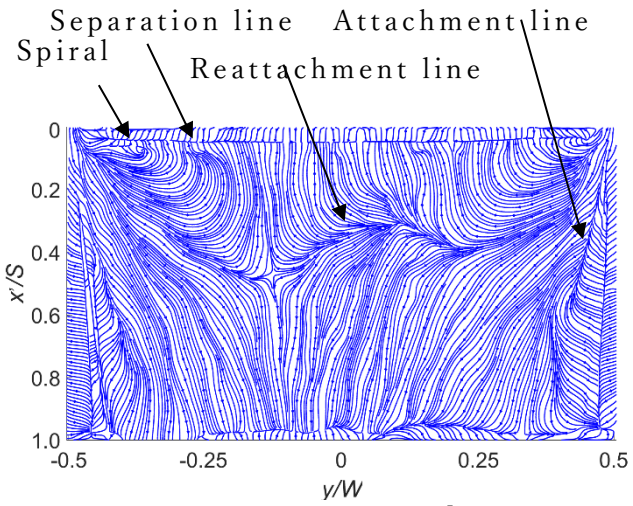


(c) $Re = 3.0 \times 10^5$

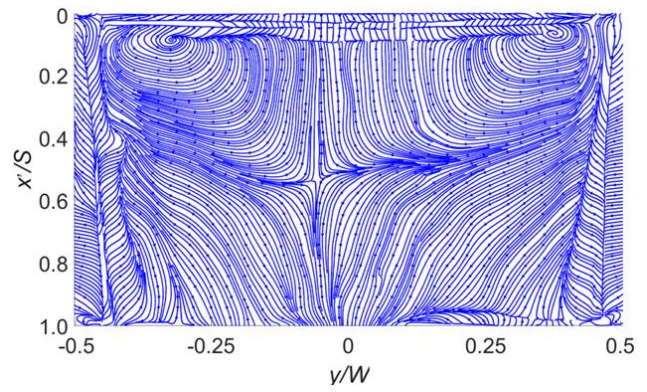


(b) $Re = 3.9 \times 10^5$

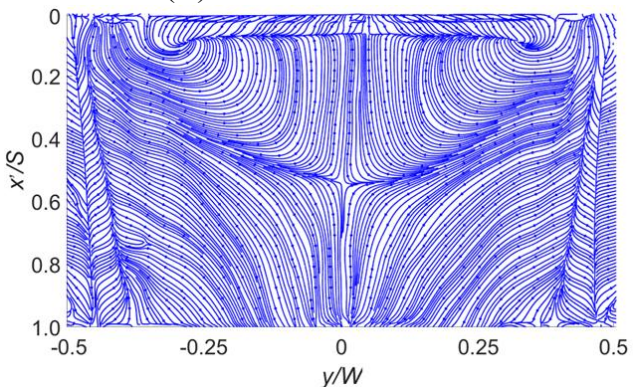
Fig. 5.2 スラント面の GLOF 解析結果



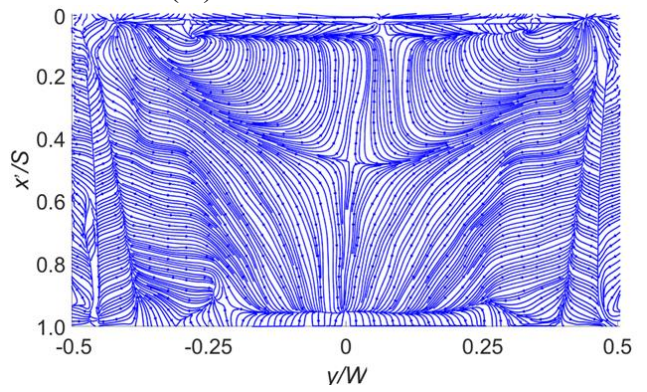
(a) $Re = 1.5 \times 10^5$



(b) $Re = 2.0 \times 10^5$



(c) $Re = 3.0 \times 10^5$



(b) $Re = 3.9 \times 10^5$

Fig. 5.3 スラント面の GLOF 解析結果

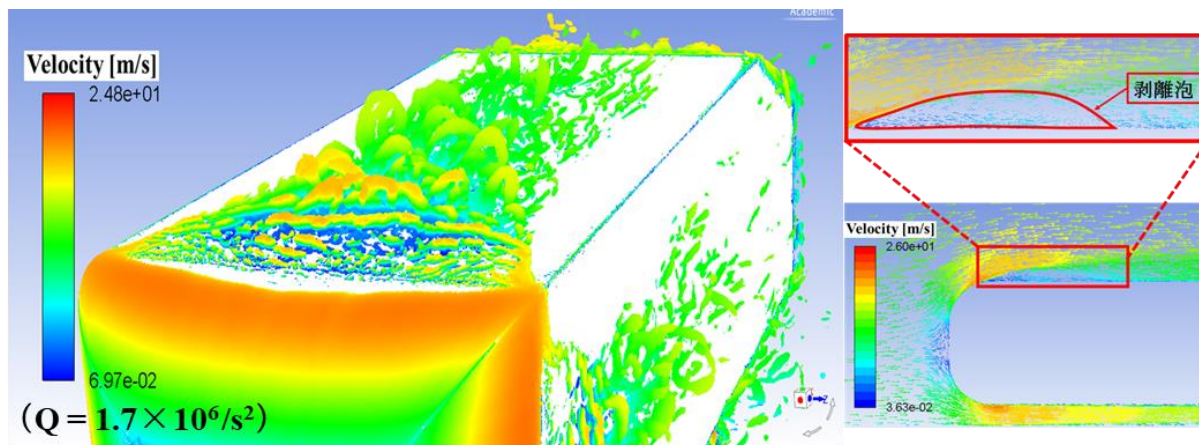
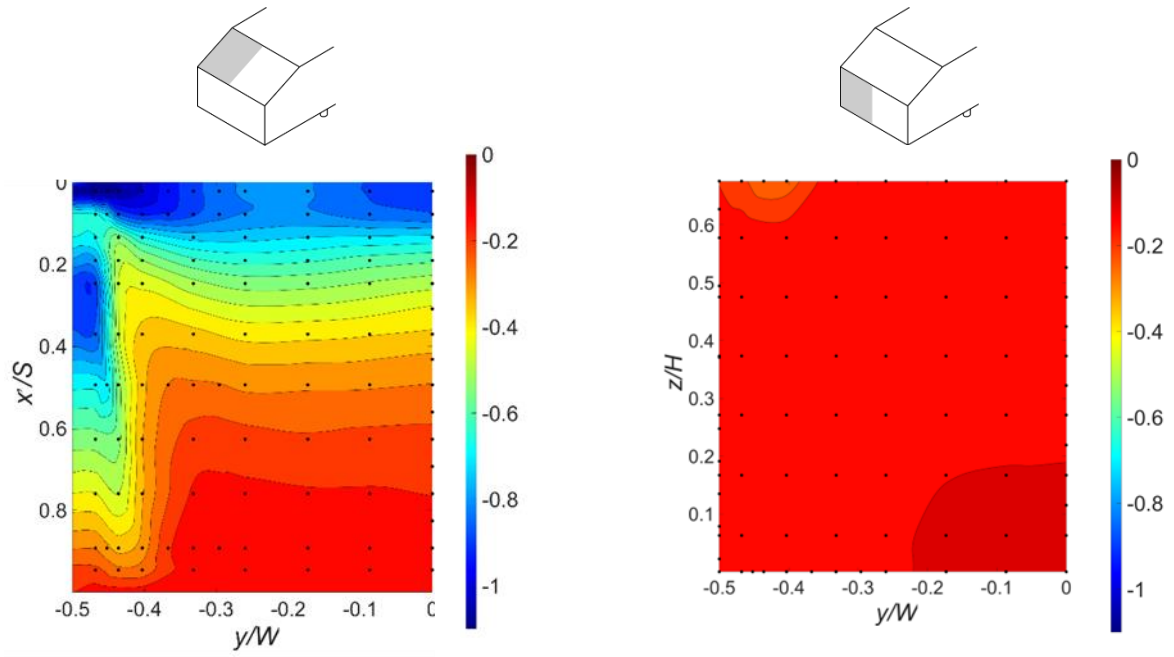


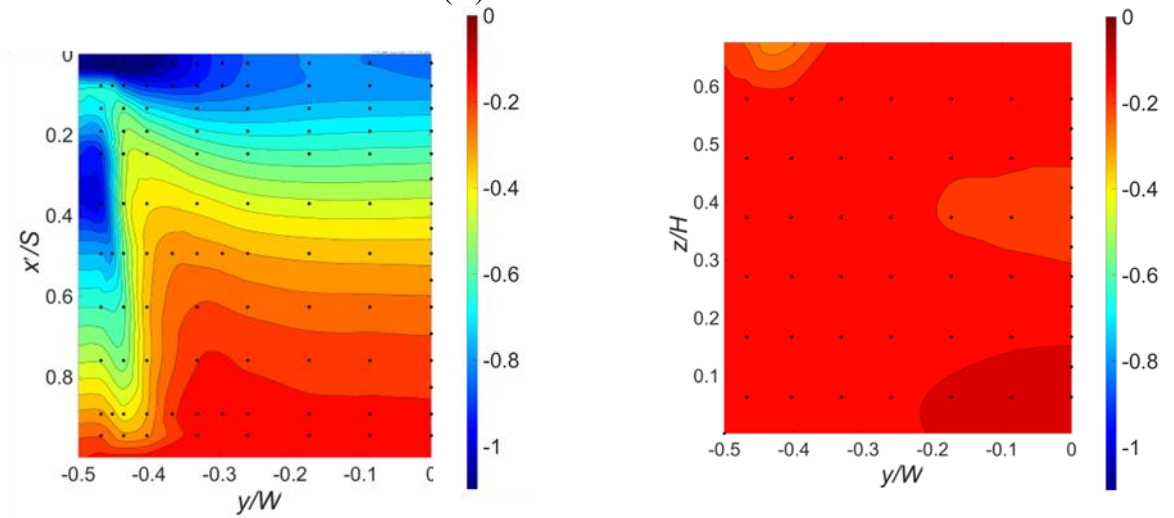
Fig. 5.4 LESによるQ値投資面 ($Re = 1.5 \times 10^5$) (宇佐見, 2022)

5.3 圧力分布計測結果

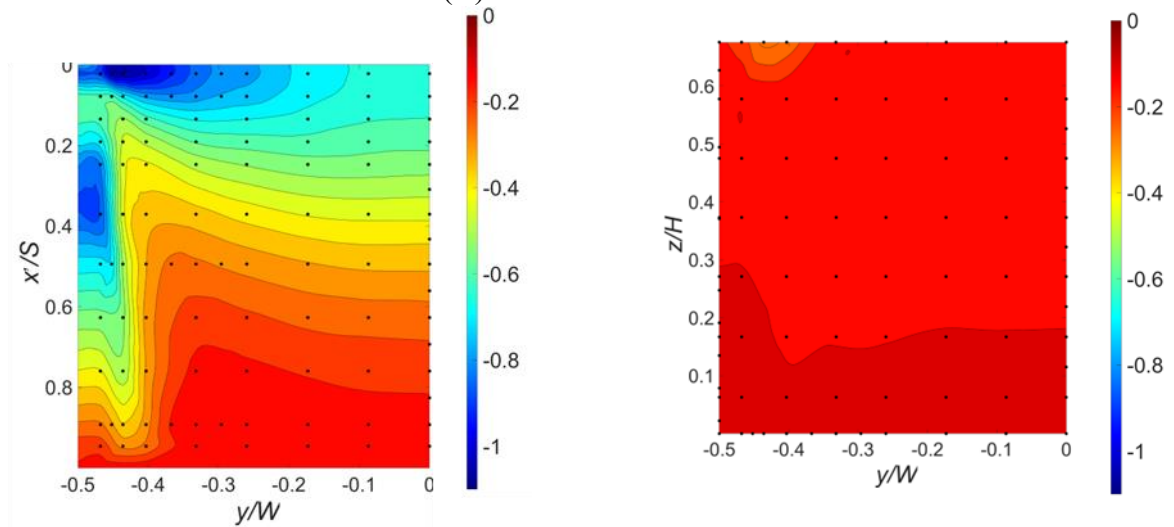
Fig. 5.5 はスラント面及び背面の圧力分布計測結果を示す. Fig. より Re 数の増加に伴って剥離泡の構造変化に伴う C_p の変化が大きいことがわかる. 従って, 剥離泡の抗力への寄与が大きいといえる. しかし, Fig. 5.1 の抗力計測結果と比較すると, この C_p の変化は抗力に対して非線形な影響を及ぼすのではなく, 線形に効いてくるのがわかる. 従って, Ahmed 模型スラント面での剥離泡の ω 型から C 型への構造変化は抗力の非線形な変化をもたらすものではないといえる. また, Ahmed 模型では背面の流れ場も非常に重要ですが, 背面での C_p の変化量はスラント面と比べると 1 オーダー程度小さいことから, 抗力の変化については前述の通り, スラント面上での剥離泡内での圧力変化が支配的であるとわかる.



(a) $Re = 1.5 \times 10^5$



(a) $Re = 2.0 \times 10^5$



(a) $Re = 3.0 \times 10^5$

Fig. 5.5 スラント面（左）及び背面（右）の圧力分布

5.4 まとめ

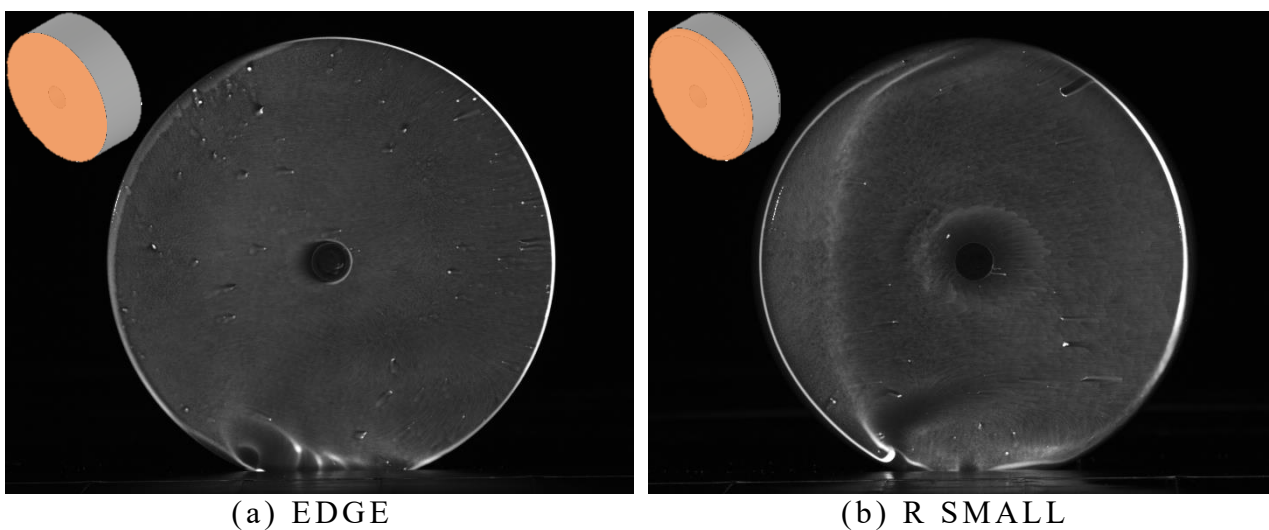
本研究では、Ahmed 模型のスラント面に対して GLOF 法を適用し、Ahmed 模型の空力特性に対する Re 数効果の流体力学的メカニズムを明らかにすることを目的とした。Re = 1.5×10^5 から Re 3.9×10^5 におけるスラント面の GLOF 解析よりスラント面上の剥離泡及び縦渦に対する Re 数効果として、Re 数の増加に伴い ω 型剥離泡から C 型剥離泡へと剥離泡構造が変化することがわかった。また、この剥離泡の構造変化は縦渦の崩壊の有無、ルーフ面からの乱流の流れ込みの影響がそれぞれ関連していることが示された。また、Re 数増加に伴う剥離泡内の負圧領域の低下が C_D の減少に大きく寄与することがわかった。しかし、 ω 型から C 型への剥離泡構造の変化が非線形な抗力変化をもたらすものではないことが示された。これまで一般的に Ahmed 模型スラント面での剥離泡は C 型剥離泡とされてきたが、本研究の GLOF 法による詳細な流れ場解析によって低い Re 数では ω 型剥離泡が形成されるという結果は本研究の GLOF 実験技術の確立によって成立するものであるといえる。

6. 複雑なタイヤ周りの流体力学的メカニズムの解明

6.1 非回転単独タイヤにおける形状要素が流れ場に及ぼす影響の解明

6.1.1 蛍光油膜可視化結果

Fig. 6.1 は形状要素の異なる 6 種類の非回転単独タイヤ側面の蛍光油膜法による可視化結果を示す。風は左から右に流れている。蛍光油膜画像において輝度が高い部分は油膜厚さが局所的に増加しており、輝度が低い部分は油膜厚さが局所的に減少している。つまり、蛍光油膜画像の時系列変化を観察すると非回転単独タイヤ側面の基本的な流れ場として大きく 2 つの流体構造が観測された。まず 1 つ目は、上流側ショルダー部分で剥離した流れがタイヤ側面で再付着することによる地面に対して垂直方向に軸を持つような剥離泡の形成である。2 つ目は、タイヤ下部において地面との流れの干渉によって発生する縦渦の形成である。この縦渦の形成は単独タイヤを対象とした先行研究においても示されているが、剥離泡の存在について示されたものはない。特に、剥離泡の厚さが極めて薄い場合は PIV や総圧計測などによるタイヤ側方の空間場の計測から捉えることが困難である。次節では、画像解析結果より剥離泡を含めた非回転単独タイヤ側面の詳細な流れ場を示し、形状要素が流れ場に及ぼす影響について評価する。



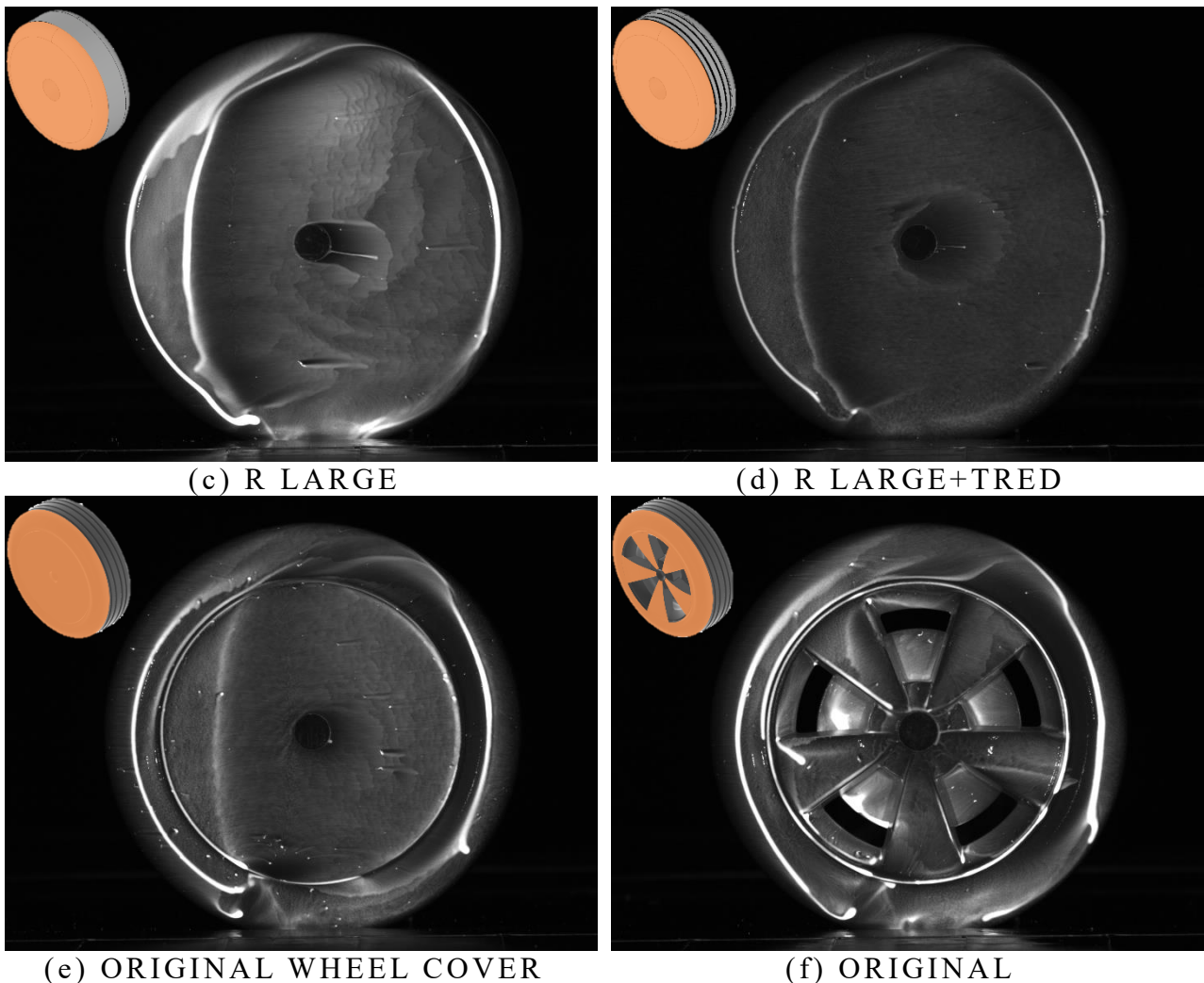


Fig. 6.1 非回転単独タイヤ側面の蛍光油膜可視化結果 ($Re = 8.0 \times 10^5$)

6.1.2 形状要素が流れ場に及ぼす影響

Fig. 6.2 は各形状要素の場合における非回転単独タイヤ側面の画像解析結果を示す。結果は蛍光油膜画像に摩擦応力線をオーバーラップしたものである。結果より、前節で述べた剥離泡に対応するような上流側ショルダー部分での剥離線やホイール部分での再付着線が示された。更に、剥離泡内部での逆流や二次剥離流れに相当する剥離線も示された。また、タイヤ下部での縦渦についても(e) ORIGINAL WHEEL COVER の場合に渦の起点となるようなスパイラルが明確に示された。しかし、他の形状要素の場合にはスパイラルが明確に示されなかった。その理由として、剥離泡を含む大部分の流れに対して解析パラメーターを決定したため、縦渦に相当するような局所的領域については解析パラメーターが妥当ではなかった可能性が考えられる。事実、ス

パイラルを含む部分は剥離泡を含む大部分の流れと比較して油膜の動きが著しく速かった。局所的領域に対して解析パラメーターを最適化することで改善も考えられるが，ここでは主に既往研究で捉えられなかった剥離泡を含め各形状要素がタイヤ側面の流れ場にどのように影響するのかについて議論する。

(i) ショルダー形状

Fig. 6.2(a)はショルダー部がエッジ (R0) 形状であり，単純な薄型円柱模型の結果である。結果より，ショルダー部がエッジの場合， $z/d = 0$ のラインで見ると上流側からの流れがエッジで剥離し $x/d = 0.25$ あたりで再付着していることがわかる。また，剥離泡内部で逆流する流れは $x/d = -0.3$ あたりで二次剥離している。更に，再付線は弓状に大きく湾曲しており， $z/d = -0.25$ より下部では再付着線や二次剥離線は不明瞭である。これはエッジ形状においてはタイヤ下部で剥離した流れと地面近傍の流れとの干渉による縦渦が大規模であり，剥離泡に強く干渉するためと推察できる。

一方で，Fig. 6.2(b)はショルダー部が小さい曲率 (R6.2) を有する形状であり， $z/d = 0$ のラインで見ると上流側からの流れがショルダー部で剥離し $x/d = -0.125$ あたりで再付着しており，エッジ形状と比較して剥離領域が縮小しているのが明らかである。また，再付着線はエッジ形状と比較して地面に対してほぼ垂直であり，タイヤ下部での縦渦との干渉が弱いことがわかった。

(ii) ショルダー曲率

Fig. 6.2(c)はショルダー部が大きい曲率 (R12.4) を有する形状であり， $z/d = 0$ のラインで見ると上流側からの流れがショルダー部と側面との継ぎ目で剥離し， $x/d = -0.2$ あたりで再付着していることがわかる。これは，R SMALLと比較するとショルダー部の曲率拡大に伴い剥離領域は更に縮小している。

また，上流側ショルダー部の流れに注目すると，中央の $z/d = 0$ から $z/d = 0.45$ までは一様流れと平行に流れているのに対して，中央より下部ではタイヤ中心へと吹きあがるような流れが観測された。これは，タイヤ接地面の前方に発生する Jetting Flow (Fackrell, 1974) によるものだと推察できる。

(iii) トレッド（縦溝）の影響

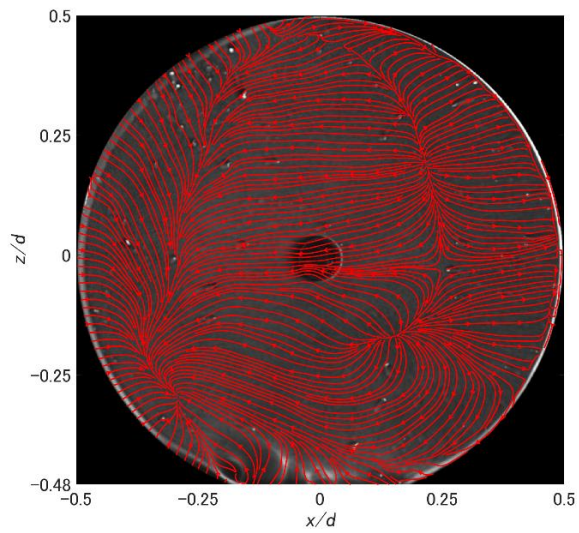
Fig. 6.2(d)はショルダー部に R LARGE と同じ曲率を有しタイヤ周方向にトレッド溝（縦溝）を有する形状である。R LARGE と比較すると、トレッド溝によるショルダー部での剥離やタイヤ側面での再付着位置に差異はほとんどなく、剥離泡に対するトレッド溝の影響は観測されなかった。

一方で、上流側ショルダー部の流れでは、トレッド溝がない R LARGE と比較するとタイヤ接地面近傍での吹きあがるような流れが抑制されている。これは、トレッド溝により溝内で流れが加速され接地面前方の圧力が減少し、Jetting Flow が減少する (Leśniewicz, et al., 2014) ことによるものと推察できる。Fig. は Leśniewicz が数値解析より回転する単独タイヤを対象としたトレッドの有無によるタイヤ後方の速度分布を示したものである。Fig. 6.3 より領域 2 にみられるタイヤ下部での縦渦はトレッド溝なしの場合、トレッド溝ありよりも高く、外側に位置していることを示した。また、トレッド溝ありの場合では、渦核はタイヤ幅の半分にとどまることも示した。この違いは、GLOF 解析結果より捉えられたトレッド溝の有無による上流側ショルダー下部での流れ方向の違いに起因するものであり、トレッド溝はタイヤ下部での縦渦に影響を及ぼすと考える。

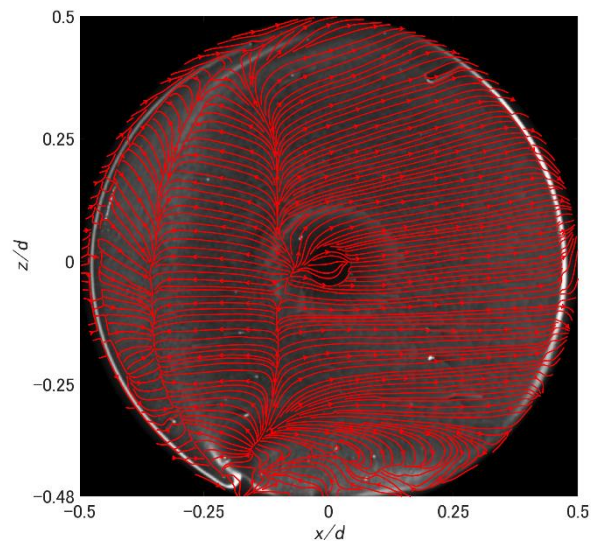
(iv) ホイールの有無による影響

Fig. 6.2(f)は5スポークの AeroSUV のオリジナルタイヤであり、Fig. 6.2(e)はオリジナルタイヤにホイールカバーを付加したモデルである。また、それぞれタイヤ周方向にトレッド溝を有している。Fig. 6.2(e)(f)より、ホイールの有無によらず非回転単独タイヤにおいてショルダー部で剥離した流れがタイヤ側面で再付着し剥離泡を形成する流れ構造は同じである。しかし、Fig. (f)では剥離泡の再付着位置が Fig. 6.2(e)と比較して後流側に遷移している。

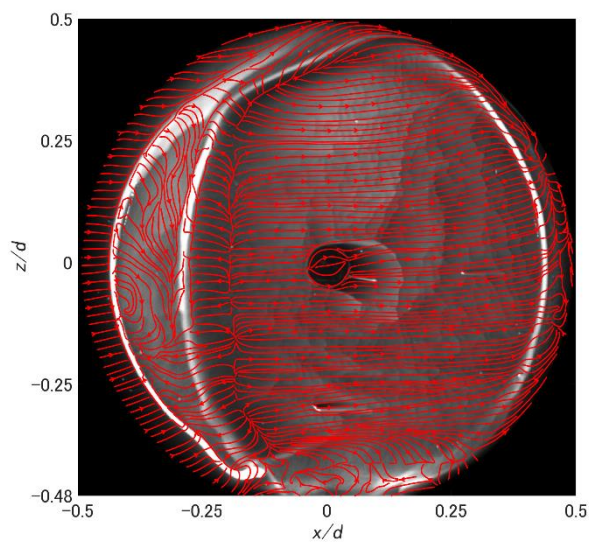
また、上流側ショルダー部の流れは、トレッド溝によりタイヤ接地面近傍のショルダー部においても一様流れと平行であり、(iii)で示したトレッド溝ありの場合の上流側ショルダー下部での流れと同様である。



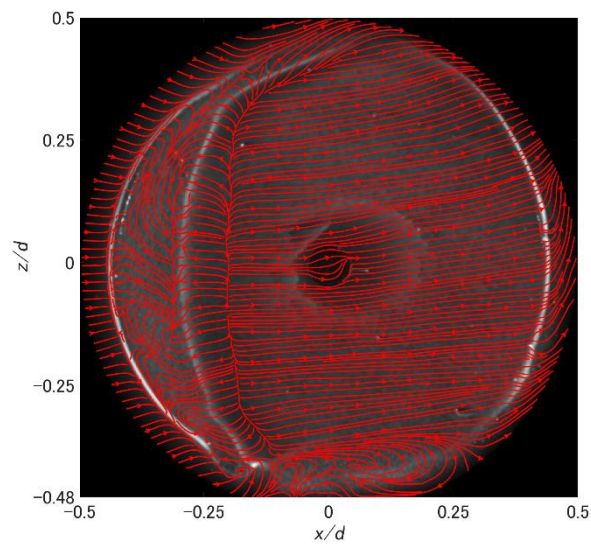
(a) EDGE



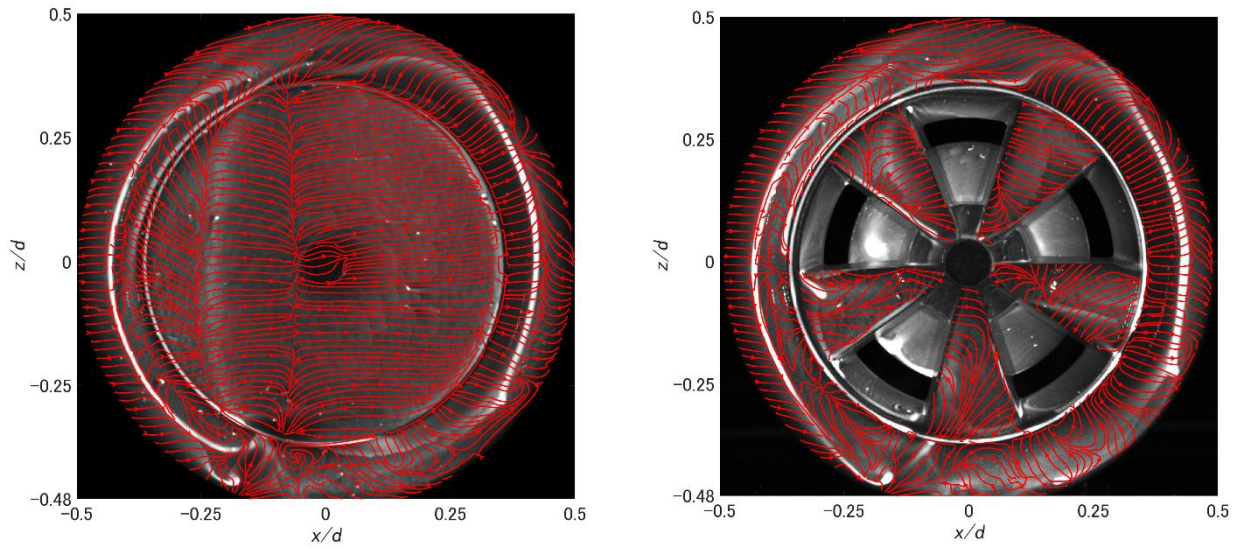
(b) R SMALL



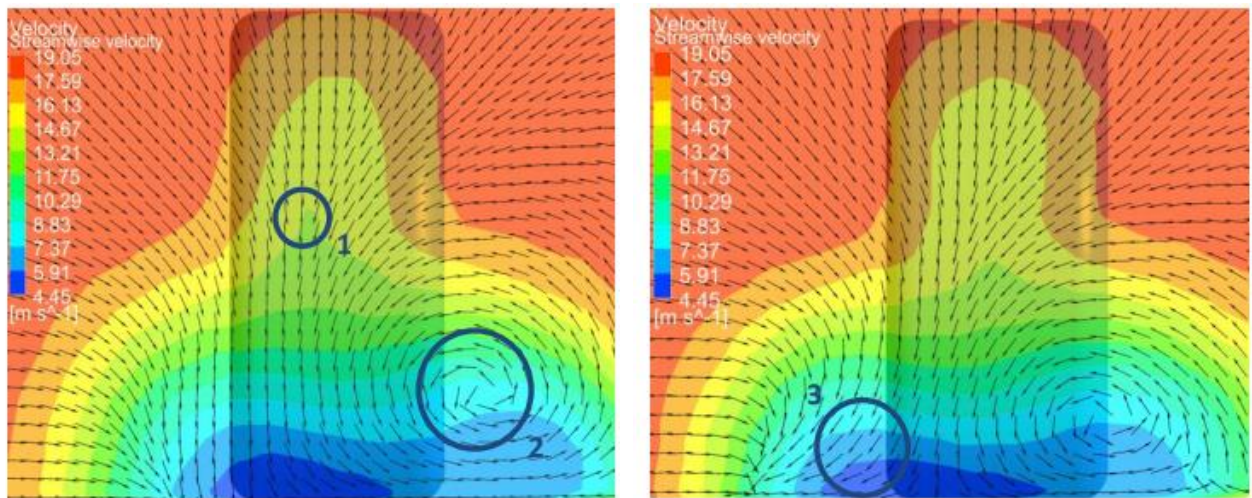
(c) R LARGE



(d) R LARGE TRED



(e) ORIGINAL+WHEEL COVER (f) ORIGINAL (スポーク下向き)
 Fig. 6.2 非回転単独タイヤ側面の画像解析結果 ($Re = 8.0 \times 10^5$)



(a) トレッド溝なし (b) トレッド溝あり
 Fig. 6.3 回転単独タイヤの後方 $2.5d$ の位置における Y-Z 断面速度分布
 (Leśniewicz, et al., 2014)

6.1.3 タイヤ接地状況の影響

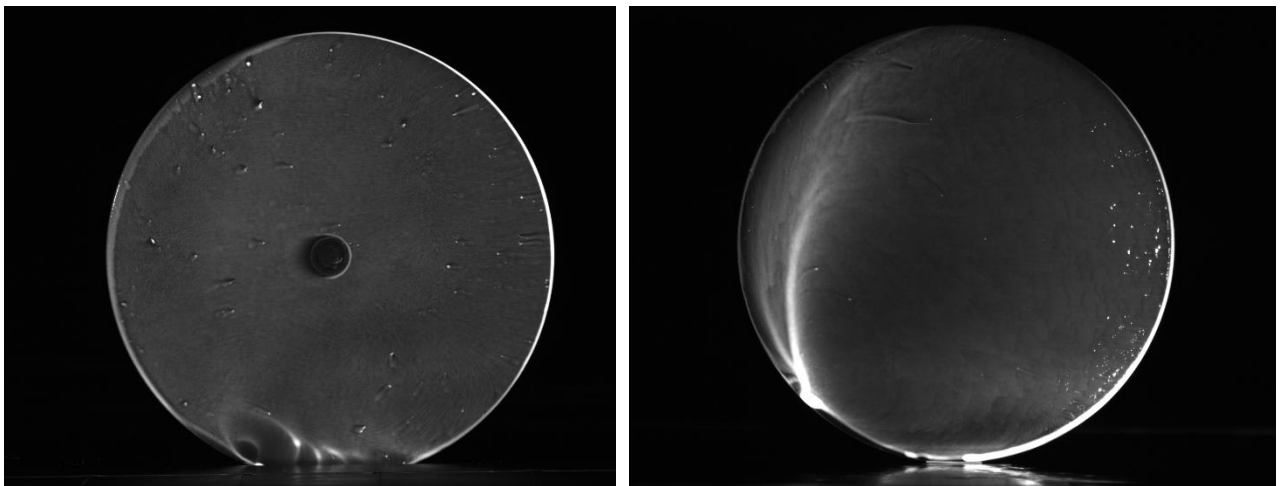
Fig. 6.4 はそれぞれの風洞実験で接地状況の異なる非回転単独タイヤのセットアップを示す. 左の広島大学回流式風洞 (以下, 広大風洞と称す) では, タイヤの回転に対応するためシャフトを介して支持されており, 地面板下部に設置されたローラと接地するようにオフセットしている. 一方で, 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞 (以下, 応力研風洞と称す) ではタイヤと地面板は

接地面に設けられたボルトを介して固定されている。このようなタイヤ接地面の取り扱いは数値解析技術の観点からも多くの議論がされている。例えば、タイヤ接地面の簡易な取扱いとして、地面板上で無変形のタイヤ下部を切断した形状を用いる場合 (Croner, et al., 2013) や、仮想的な台座を設ける場合 (Axon, 1998; Axerio, et al., 2009) などがある。後者の処理に関して、Diasinos et al は接地部の仮想台座 (step) が単独タイヤの空力に与える影響を調査し、接地部の仮想台座が高くなるにつれて C_D , C_L ともに減少傾向を示すことを報告している。

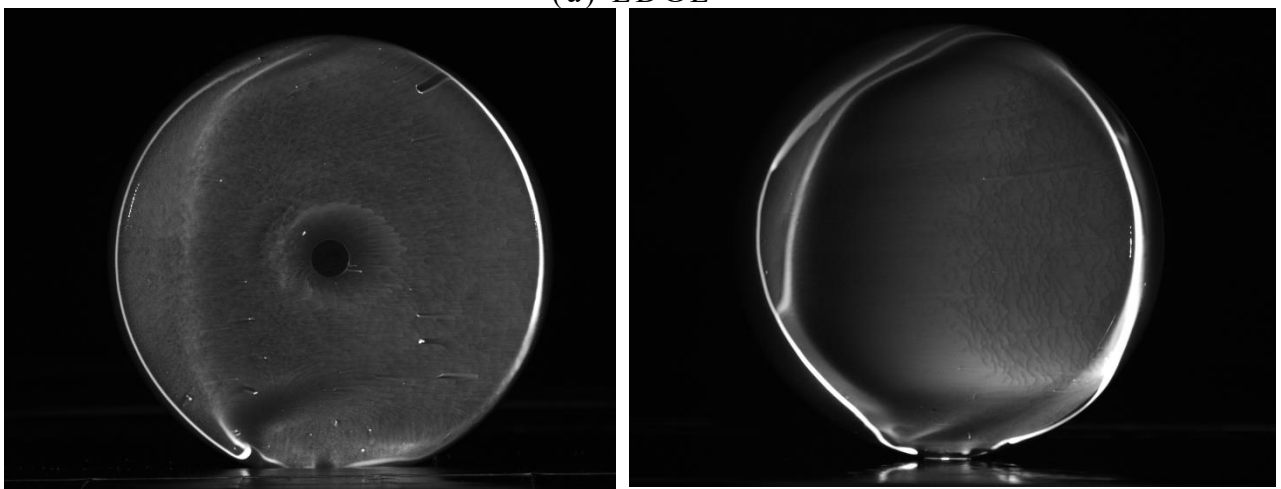
Fig. 6.5 は接地状況の異なる非回転単独タイヤにおける蛍光油膜可視化結果の比較である。タイヤはショルダー形状の異なる EDGE と R LARGE である。Fig 6.5 より、接地状況の違いにより剥離位置を示す明線などに違いが観測された。そこで、Fig. 6.6 はそれぞれの画像解析結果を示す。Fig. 6.6 より左の広大風洞での結果は前項 6.1.2 で示したものと同一のため詳細な説明は省くが右の応力研風洞での結果もショルダー部で剥離しタイヤ側面で再付着することによる剥離泡の形成や剥離泡内部での逆流や二次剥離といった流れ構造は変わらない。しかし、剥離域の規模やタイヤ下部での流れに差異が示された。この差異に関しては、接地状況の違いのみならずそれぞれの風洞での気流乱れ度の違いや境界層の違いによる影響も考慮しなければならない。また、Fig. 6.6 の画像解析結果からは接地面近傍での縦渦に起因したスパイラルは明確に捉えられなかったが、Fig. 6.5 の蛍光油膜可視化結果よりタイヤ下部を切断したような広大風洞のセットアップでは縦渦に起因した輝度変化が応力研風洞のときよりも顕著に観測された。このようにタイヤ接地面の取扱いは空力のみならず流れ場にも影響を及ぼすことから今後のタイヤ周り流れの空力研究において慎重な選択が求められる。



Fig. 6.4 接地状況の異なる非回転単独タイヤのセットアップ
 (左) 広島大学回流式風洞 (右) 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞

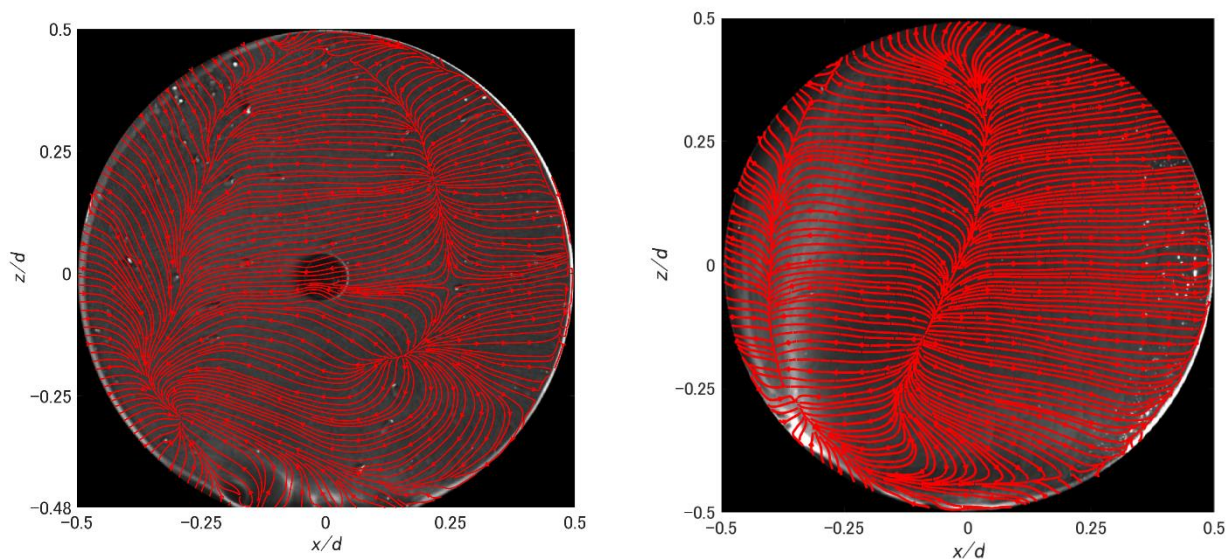


(a) EDGE

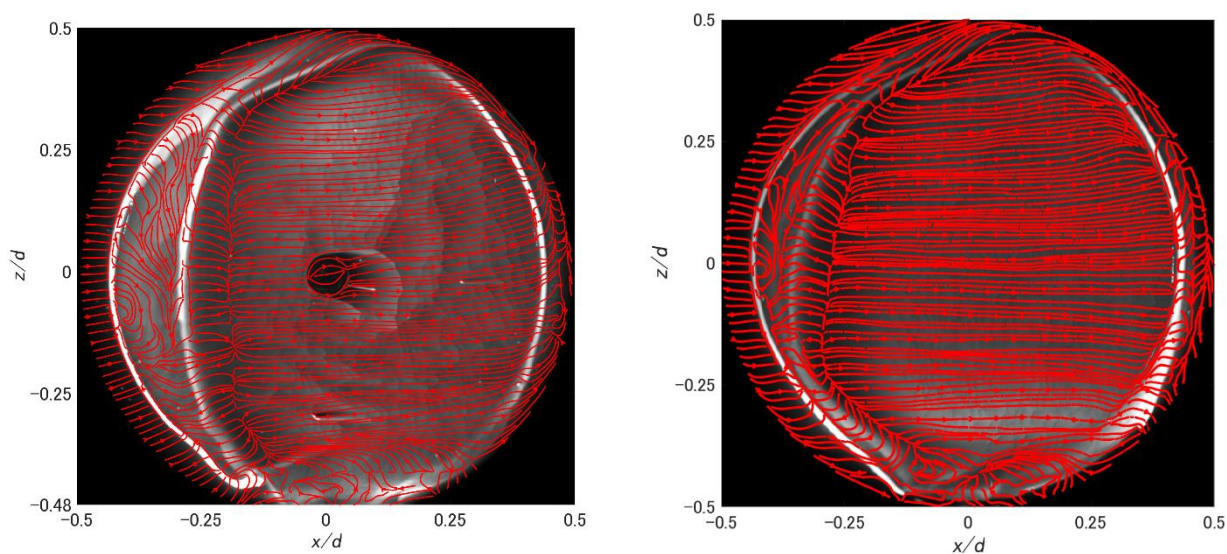


(b) R LARGE

Fig. 6.5 接地状況の異なる非回転単独タイヤ側面の蛍光油膜可視化結果
 ($Re = 8.0 \times 10^5$)
 (左) 広島大学回流式風洞 (右) 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞



(a) EDGE



(b) R LARGE

Fig. 6.6 接地状況の異なる非回転単独タイヤ側面の画像解析結果
($Re = 8.0 \times 10^5$)

(左) 広島大学回流式風洞 (右) 九州大学応用力学研究所大型境界層風洞

6.1.4 非回転単独タイヤ周りの流れ構造

前項 6.1.4 よりタイヤ接地面の取扱いが非回転単独タイヤ側面の流れ場に影響を及ぼすことを明らかにした。一方で、上流側ショルダー部で剥離しタイヤ側面で再付着することによる剥離泡の形成やタイヤ下部での縦渦の形成など根本的な流れ構造は変わらないことも示した。従って、ここでは応力研風洞で実

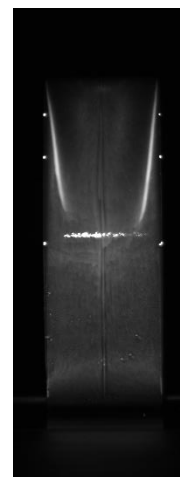
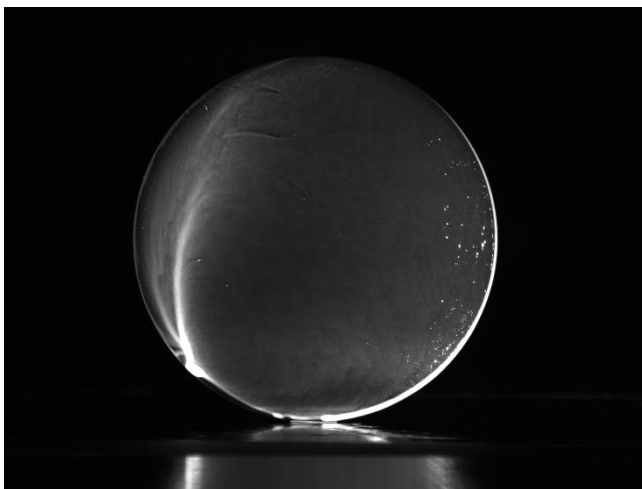
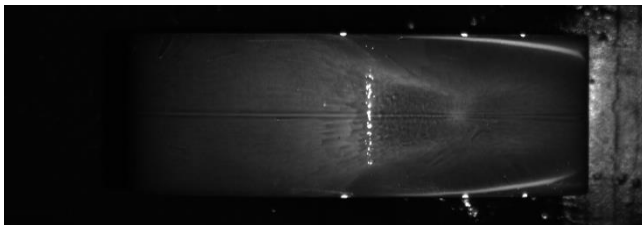
施されたタイヤ側面とタイヤ上面及び背面の GLOF 計測結果より非回転単独タイヤ周りの流れ構造の詳細について議論する。

Fig. 6.7 はショルダー形状がエッジな非回転単独タイヤの場合の各面の蛍光油膜可視化結果を示す。Fig. 6.7 より側面の流れ場は前項 6.1.4 で示したものと同一のため詳細な説明は省く。Fig. 6.7 より上面では上流側の流れは付着流れであり、油膜が主流方向へと一様に流れているが、中央付近では輝度が明るい領域と暗い領域や下流側ショルダー部近傍では明線が観測された。また、背面でも上面で観測されたショルダー部近傍での明線が観測されている。

Fig. 6.8 は各面の画像解析結果を示す。Fig. 6.8 より上面では蛍光油膜可視化結果で観測されたように上流側で付着流れを示した。また、中央付近では双子渦や下流側の $x/d = 0.25$ あたりで鞍点が観測された。更に、下流側ショルダー部ではエッジで剥離した流れが再付着することによる縦渦やその縦渦内部での二次剥離が観測された。Fig. 6.8 より背面でも上面で観測された鞍点や下流側ショルダー部での縦渦に起因した再付着線や二次剥離線に対応する流れ場が示された。ここで、上面や背面の中央にみられる摩擦応力線が不連続な部分は蛍光油膜可視化結果からも確認できるように光源の反射によるものであるが、どちらも順方向の流れであり流れ場の理解を妨げるものではない。

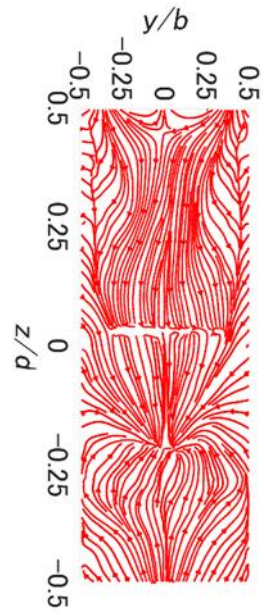
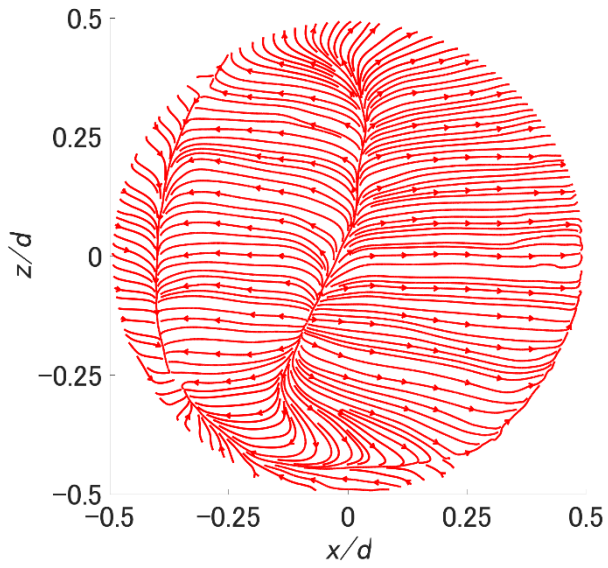
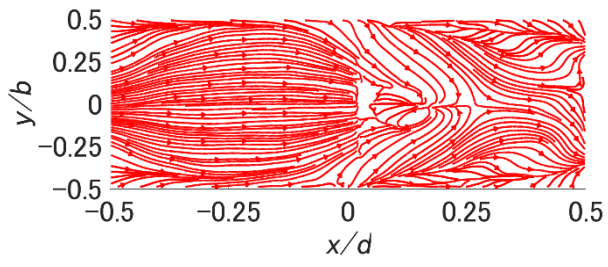
Fig. 6.9 は Fig. 6.8 で示された各面の画像解析結果を 3D モデルにマッピングし各面の流れ場との対応からショルダー形状がエッジの場合における非回転単独タイヤ周りの流れ構造を示した模式図である。ここで、上面と背面でオーバーラップする領域では任意の位置において片方の面情報で構成しているためその継ぎ目では不連続な摩擦応力線となることに留意してほしい。Fig. 6.9 より非回転単独タイヤ周りの流れ構造として上流側ショルダー部で剥離した流れはタイヤ側方に剥離泡を形成する。更に、タイヤ下部では Jetting Flow によって剥離した流れによって縦渦を形成し、EDGE モデルでは側方の剥離泡と干渉する。また、側方の剥離泡上部で逆流する流れが上面側へと吹きあがりエッジで剥離し、中央上面の流れと干渉することでタイヤ上部ショルダー部においても縦渦が形成される。加えて、縦渦は上面から背面へと流れるダウンウォッシュによってトレッド面で再付着し、下流側で二次剥離を引き起こす。一方で、中央上面では双子渦を伴う循環領域が形成されている。しかし、Fig. 6.10 に示す

数値解析による非回転の単独タイヤ周りの流れ構造に関する研究（MaManus and Zhang, 2006）などからは，中央上面の流れは付着流れとなっており，循環領域の形成は報告されていない．しかし，非回転単独タイヤではその循環領域が極めて物体表面に近いところでの流れであり，数値解析やその他の実験的計測手法では付着流れとして観測されてきたと考えられる．このように既往研究と定性的な妥当性のあるショルダー部での縦渦に加えタイヤ側方での剥離泡や上面での循環領域といったより詳細な非回転単独タイヤ周りの流れ構造を明らかにすることができた．



EDGE

Fig. 6.7 非回転単独体タイヤの側面（左下），上面（左上），背面（右下）の蛍光油膜可視化結果（ $Re = 8.0 \times 10^5$ ）



EDGE

Fig. 6.8 非回転単独体タイヤの側面（左下），上面（左上），背面（右下）の画像解析結果（ $Re = 8.0 \times 10^5$ ）

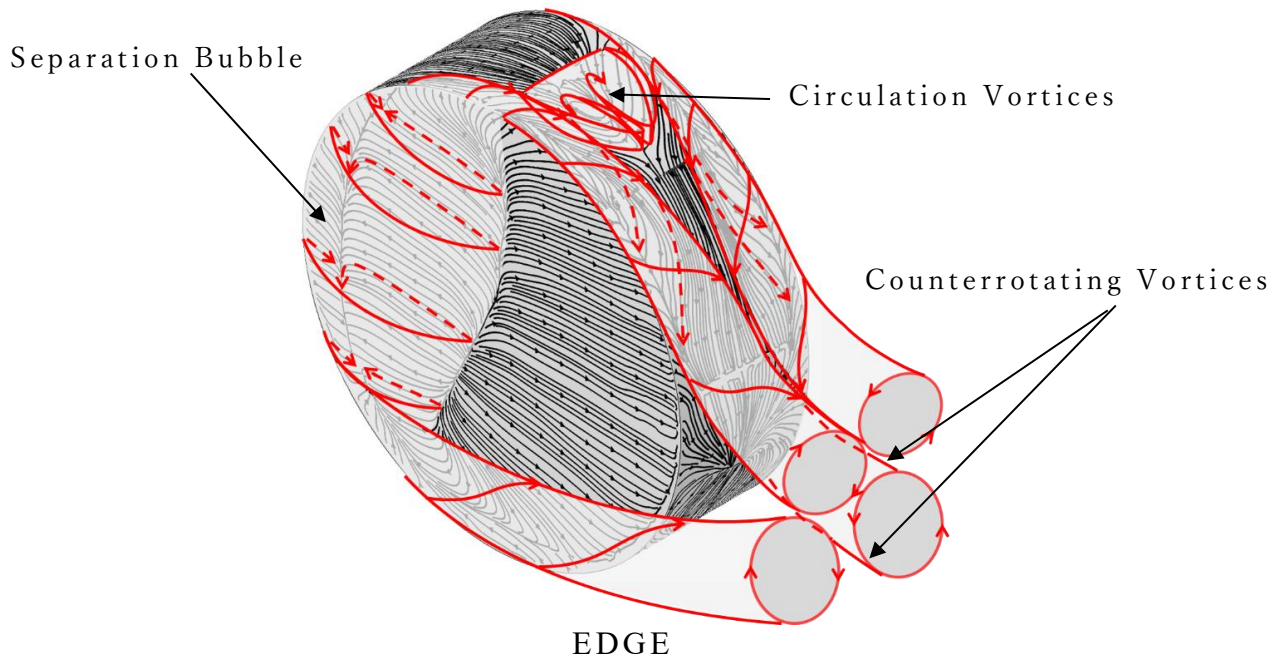
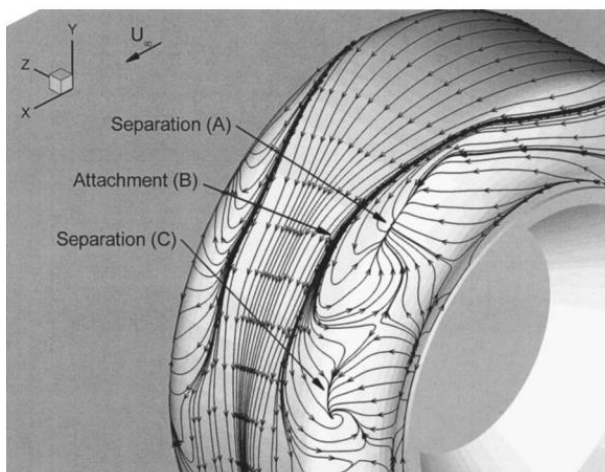
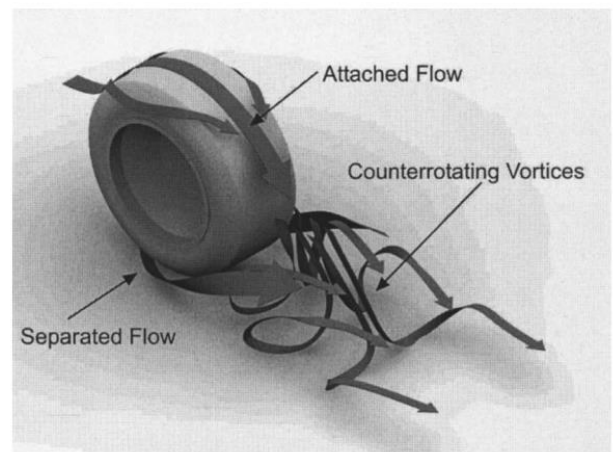


Fig. 6.9 非回転単独タイヤ周りの流れ構造



(a) タイヤ表面近傍の流線



(b) 流れの構造の模式図

Fig. 6.10 非回転単独タイヤにおける数値解析結果と流れ構造の模式図 (MaManus and Zhang, 2006)

6.2 車体影響を考慮した非回転タイヤ周りの流れ構造の解明

前節では、非回転単独タイヤにおける形状要素が流れ場に及ぼす影響という観点で議論してきた。そして、ショルダー形状や曲率、トレッド溝の有無、ホイールの有無が特徴的な流れ構造をどのように変化させるのかを明らかにし、GLOF 解析結果を含めたタイヤ周りの流れ構造を示した。一方で、本節では非回転単独タイヤ周りの流れと車体との干渉影響を論じ、車体影響を考慮した非回転単独タイヤ周りの流れ構造について評価する。車体には、AeroSUV

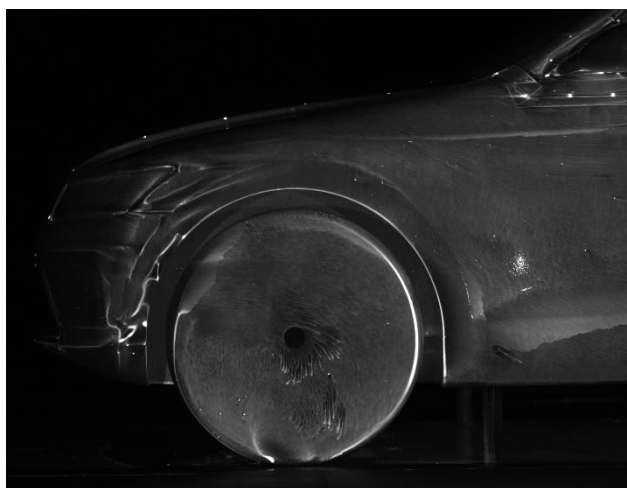
(Estate) を採用し、前節と同様な形状要素の異なるタイヤを装着してフロントタイヤ側面及びフロントタイヤ周りのボディの一部を対象とした GLOF 計測を実施した。

6.2.1 蛍光油膜可視化結果

Fig. 6.11 は形状要素の異なる 6 種類の非回転タイヤを装着した場合のフロントタイヤ側面及びフロントタイヤ周辺ボディの蛍光油膜法による可視化結果を示す。Fig. 6.11 よりタイヤ側面の流れ場は単独タイヤの場合と比較して大きく異なっているのがわかる。また、フロントタイヤ周辺ボディではフロントタイヤより前方のボディのエッジに起因した剥離と推察できる明線やフロントタイヤ後方では斜めに吹き降ろすような流れが観測された。次節では、画像解析結果より車体との干渉影響を考慮した非回転単独タイヤ側面及びフロントタイヤ周辺ボディの詳細な流れ場を示し、タイヤの形状要素の違いがフロントタイヤ側面及びフロントタイヤ周辺ボディの流れ場に及ぼす影響について詳細に評価する。



(a) EDGE



(b) R SMALL

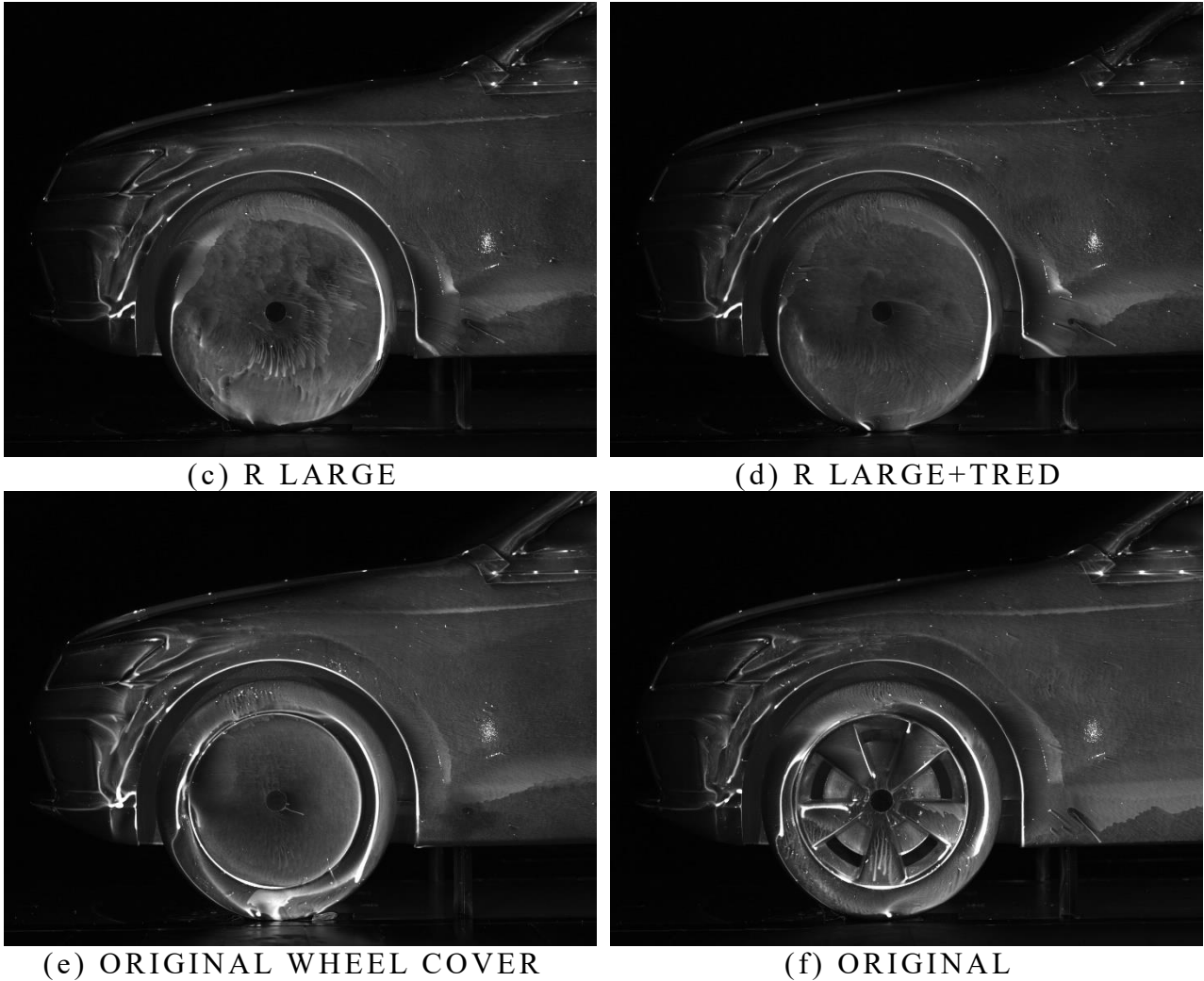


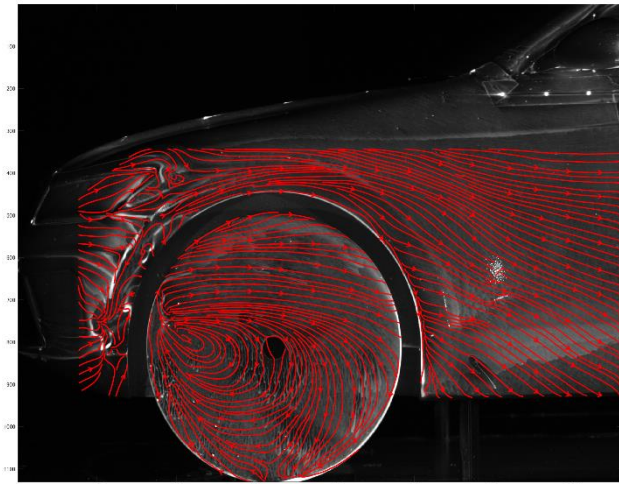
Fig. 6.11 非回転単独タイヤ側面の蛍光油膜可視化結果 ($Re = 8.0 \times 10^5$)

6.2.2 形状要素の異なるタイヤが車体側面流れ場に及ぼす影響

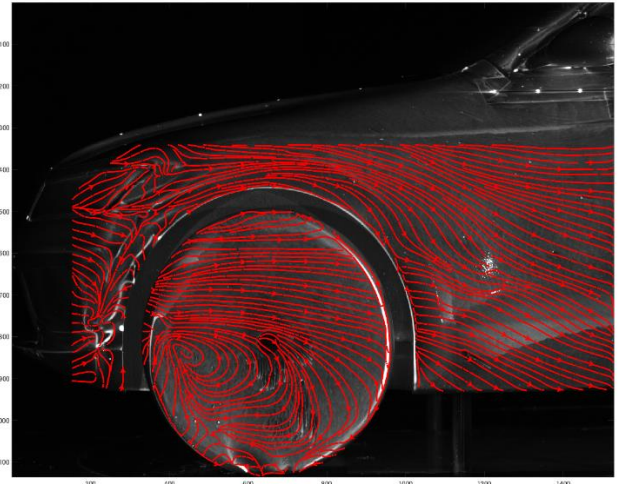
Fig. 6.12 は形状要素の異なる 6 種類の非回転タイヤを装着した場合のフロントタイヤ側面及びフロントタイヤ周辺ボディの GLOF 解析結果を示す. Fig. 6.12(a)より, 車体装着時の非回転タイヤ側面の流れ場としてホイールハウスに覆われたタイヤ上部では単独タイヤの流れ場と異なり剥離泡ではなく順方向の流れやタイヤ上部のショルダー部近傍で上面側へと吹き上がるような流れ場が観測された. 一方で, 前方から見て露出しているタイヤ下部では上流側中央のショルダー部を起点とした大規模なスパイラルが支配的な流れ場が観測された. また, 車体下部を通過して流入する気流は約 15° のヨー角を伴ってフロントタイヤに衝突する(Wickern, et al., 1997)ため, スパイラルの起点は単独タイヤと比較して高い位置になる. ここで AeroSUV を提案した Zhang

et al は初期の風洞実験データおよび CFD 解析結果を紹介しており、GLOF 解析結果より観測されたフロントタイヤ側面のスパイラルは Fig. 6.13 のフロントタイヤ下部で発生する縦渦と対応できる。Fig. 6.13 はタイヤ周りの渦構造を $C_{p,t} = 0$ の全圧力の等値面で示したものであるが、AeroSUV は DrivAer と比較してタイヤ下部での渦が大きく長くなる。また、Zhang et al はこのタイヤ下部での渦の一部が後方のアンダーボディに干渉することで抗力増加につながることを明らかにしている。従って、車体装着時にタイヤ下部での縦渦に起因するタイヤ側面でのスパイラルに対して各形状要素がどのように影響を及ぼすのかを明らかにすることが重要である。

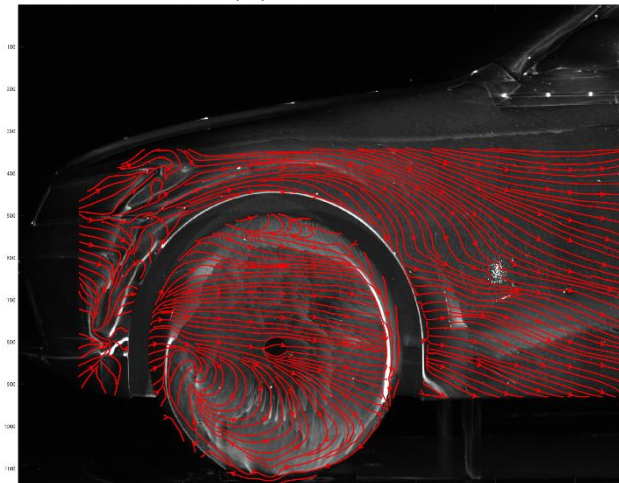
Fig. 6.12 の (b),(c) より、ショルダー形状が曲率を有し、曲率が拡大するにつれて Fig. 6.12(a) よりもタイヤ側面でのスパイラルの領域が縮小することがわかる。また、Fig. 6.12(a) よりフロントタイヤ後方のアンダーボディでは右下に吹き下げるような流れが摩擦応力線図より観測できる。しかし、Fig. 6.12(b) や (c) では同じ領域において吹き下げるような流れが抑制されているのがわかる。これは、タイヤ側面で観測されたスパイラルがショルダーの曲率に伴って縮小することに起因していると推察できる。つまり、フロントタイヤ下部での縦渦の縮小に伴い後方のアンダーボディへの干渉影響が減少しているといえる。このようなタイヤ下部での縦渦のアンダーボディの干渉影響は Fig. 6.12(d) や (e) でも同様の傾向が示されており、特に Fig. 6.12(e) の ORIGINAL WHEEL COVER でタイヤ下部での縦渦によるアンダーボディへの干渉影響が最も抑制されているのがわかる。一方で、Fig. 6.12(f) の ORIGINAL ではスポイラーによってフロントタイヤ後方のアンダーボディへの干渉影響として EDGE と同程度の吹き下げるような流れが観測されている。



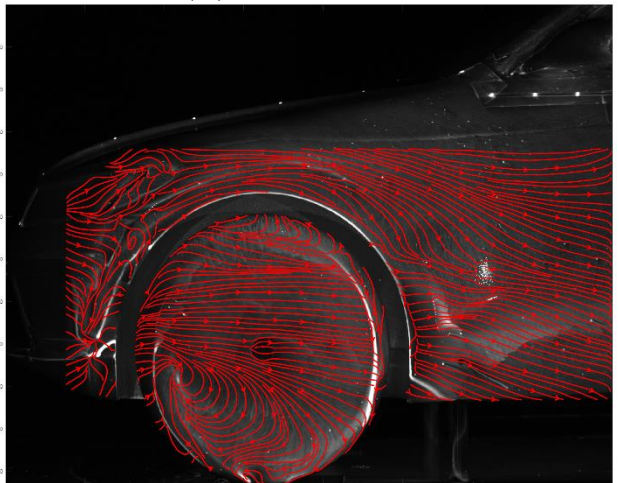
(a) EDGE



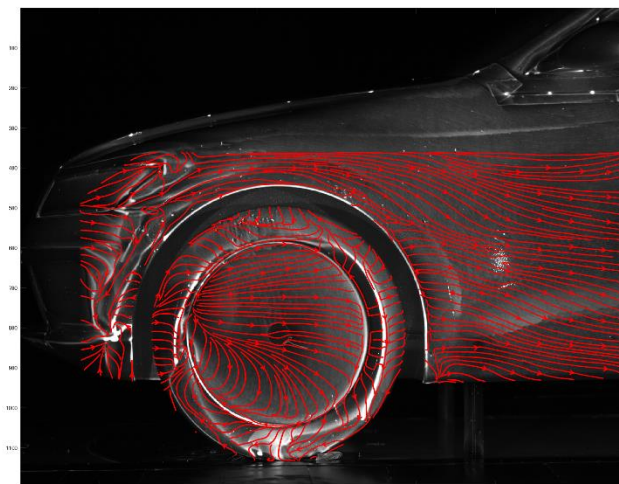
(b) R SMALL



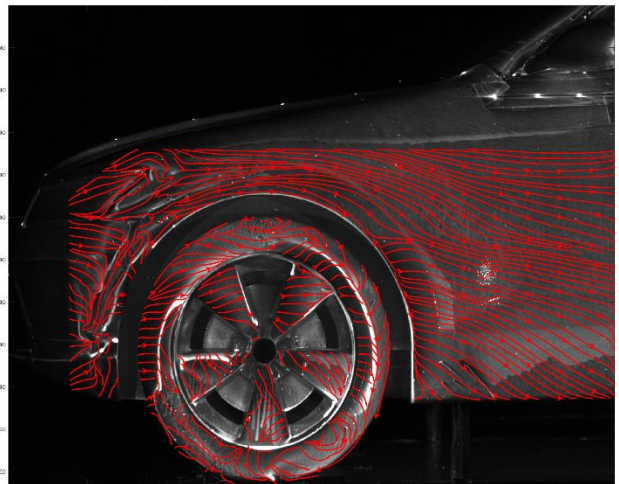
(c) R LARGE



(d) R LARGE+TRED



(e) ORIGINAL+WHEEL COVER



(f) ORIGINAL

Fig. 6.12 非回転単独タイヤ側面の蛍光油膜可視化結果 ($Re = 8.0 \times 10^5$)

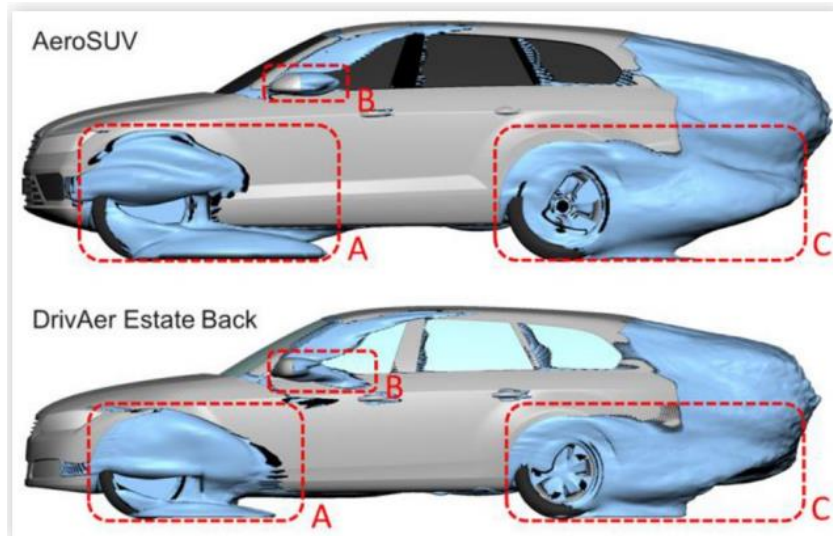


Fig. 6.13 CFDによる $C_{p,t} = 0$ の全圧力の等値面 (上) AeroSUV (下) DrivAer (Zhang, et al., 2019)

6.3 まとめ

本研究は形状要素の異なるタイヤ模型を用いて非回転単独タイヤの場合に異なる形状要素が流れ場にどのような影響を及ぼすか。また、車体影響を考慮した場合にフロントタイヤ及びフロントタイヤ周りの流れ場にタイヤの異なる形状要素が流れ場にどのような影響を及ぼすか明らかにすることを目的とした。

非回転単独タイヤの場合には、基本的な流れ構造として上流側からの流れが前方のショルダー部で剥離し、タイヤ側面で再付着することによる剥離泡の形成やタイヤ下部での Jetting Flow と周囲流れとの干渉による縦渦の形成が明らかになった。この基本的な流れ場に対して、ショルダー形状は曲率が拡大するにつれて剥離泡が縮小する。トレッド溝は Jetting Flow を緩和し、タイヤ下部での縦渦を縮小する。ホイールの有無は、剥離泡の規模に影響を及ぼし、ホイールカバーがない場合は、エッジ形状と同程度の剥離泡が発生すると推察される。更に、タイヤ接地状況の違いによる流れ場の違いについても知見を得ることができた。加えて、非回転単独タイヤの側面、上面、背面からの流れ場の 3D マッピングから GLOF 解析結果を含めた非回転単独タイヤにおける流れの模式図を示すことができた。

車体影響を考慮した場合には、フロントタイヤ側面の流れ場は単独のタイヤと大きく異なり、タイヤ下部での縦渦が支配的な流れ場であることが明らかと

なった．また，タイヤの異なる形状要素が縦渦の規模やフロントタイヤ後方の流れ場に及ぼす影響を明らかにすることができた．

本研究では得られた非回転単独タイヤ及び車体影響を考慮したフロントタイヤ及びその周囲の流れ場は過去にない結果であり，今後のタイヤ周りの流れに関する研究において重要な知見を与えることができる．

7. 結言

本研究では、オプティカルフローをシャドウグラフ法及び蛍光油膜法に適用した流体画像診断技術を用いて高速衝突噴流現象を対象とした画像解析時における高速度カメラの時空間解像度の影響や、Ahmed 模型を対象とした剥離泡構造に対する Re 数効果や形状要素の異なる非回転単独タイヤ及び車体影響を考慮したタイヤ周りの流れ構造を明らかにした。

本研究によって得られた結果を以下に示す。

高速衝突噴流に対するトレーサー粒子を用いない定量的・非接触・非定常解析

- $NPR=1.5, 2.1, 2.7$ における二次元衝突噴流を、時空間分解能の高い最新の高速度ビデオカメラを用いたシャドウグラフ可視化により計測し、これらの時系列シャドウグラフ画像にオプティカルフロー法を適用し、スナップショット解としてオプティカルフロー場を得た。
- 高速度ビデオカメラの時間分解能を上げることで、噴流のせん断層から剥離する KH 渦の非定常周波数特性を定量的に観測した。
- $NPR=1.5$ では、KH 渦の移流だけでなく、壁面で発生する二次渦も明瞭に観察された。
- $NPR=2.1$ では、せん断層の鉛直振動に伴うコヒーレントな渦放出も捉えられた。
- シャドウグラフ画像との定性的な比較から、ノズル出口のマッハ数 1.3 に相当する $NPR=2.7$ でも解析結果は妥当であることが示唆された。
- 高速度ビデオカメラの時空間分解能の向上は、より高速な流れ現象への適用の可能性を示唆する結果であった。

Ahmed 模型の剥離泡構造に対する Reynolds 数効果の解明

- スラント面上の剥離泡構造は $Re = 1.5 \times 10^5$ より低い Re 数では ω 型、 $Re = 1.5 \times 10^5 \sim Re = 2.0 \times 10^5$ で ω 型から C 型へ遷移し、 $Re = 2.0 \times 10^5$ 以上では C 型へ剥離泡構造が変化することが観測された。一般的に、剥離せん断層内の逆流におけるせん断応力は非常に小さい。加えて 25° の傾斜がついたスラント面において詳細な流れ場が観測された本研究の結果は、薄膜塗装や

定量的な膜厚推定方法の有効性を示すものである。

- スラント面側縁の縦渦は， Re 数の増加に伴い伸長して剥離泡構造の ω 型から C 型への構造変化に寄与する。
- ω 型の剥離泡の形成は，ループ面からの乱流の流れ込みにより剥離せん断層の再付着が早まることに加え，側縁の縦渦による横流れの影響が小さいことに起因する。
- Re 数増加に伴う Ahmed 模型の抗力減少は，剥離泡内の負圧領域の縮小によるものであるが，剥離泡の ω 型から C 型への構造変化が非線形な抗力変化をもたらすものではないことが示された。
- GLOF 法によって， Re 数変化によるスラント面上の剥離泡構造変化を伴う詳細な流れ場が示された。これらは，従来の風洞実験や CFD 解析では捉えられなかった Ahmed 模型の流れ場に対する新たな知見を示すことができた。

複雑なタイヤ周りの流体力学的メカニズムの解明

- 非回転単独タイヤの場合には，基本的な流れ構造として上流側からの流れが前方のショルダー部で剥離し，タイヤ側面で再付着することによる剥離泡の形成やタイヤ下部での Jetting Flow と周囲流れとの干渉による縦渦の形成が示された。
- 基本的な流れ場に対して，ショルダー形状の曲率が拡大するにつれて剥離泡は縮小する。
- トレッド溝はタイヤ下部前面での Jetting Flow を緩和し，タイヤ下部に形成される縦渦を縮小する。
- ホイールの有無は，剥離泡の規模に影響を及ぼし，ホイールカバーが無くスポークを有する場合は，エッジ形状と同程度の規模で剥離泡が形成されることが示された。
- タイヤ接地状況の違いによる流れ場の違いにより剥離泡や縦渦に影響を及ぼすことが明らかになった。
- 非回転単独タイヤの側面，上面，背面からの流れ場の 3D マッピングから GLOF 解析結果を含めた非回転単独タイヤにおける流れの模式図が示された。
- 車体影響を考慮した場合には，フロントタイヤ側面の流れ場は単独のタイヤ

と大きく異なり，タイヤ下部での縦渦が支配的な流れ場であることが明らかとなった．

- タイヤのショルダー形状の曲率拡大やトレッド溝による縦渦の縮小は，フロントタイヤ後方のアンダーボディへの干渉影響を減少させる．
- GLOF 法によって，非回転単独タイヤ及び車体影響を考慮したフロントタイヤ及びその周りの詳細な流れ構造が示された．これらの知見は，今後の自動車空力に関する研究の発展に寄与することが期待できる．

参考文献

- Adrian, R. J., Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **23**(1), pp. 261-304, 1991, <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.23.010191.001401>.
- Ahmed, S. R., et al., Some Salient Features of the Time-Averaged Ground Vehicle Wake, SAE Technical Papers, 840300, 1984, <https://doi.org/10.4271/840300>.
- Alajbegovic, J., et al., Aerodynamic Simulation of a Standalone Rotating Tread Tire, *International Journal of Automotive Engineering*, **8**(4), pp. 171-178, 2017, https://doi.org/10.20485/jsaeijae.8.4_171.
- Ashton, N., et al., Assessment of RANS and DES methods for realistic automotive models, *Computers and Fluids*, **128**, pp. 1-15, 2016, <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2016.01.008>.
- Ashton, N. and Revell, A., Key factors in the use of DDES for the flow around a simplified car, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **54**, pp. 236-249, 2015, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.06.002>.
- Axerio, J., et al., Computational and Experimental Investigation of the Flow Structure and Vortex Dynamics in the Wake of a Formula 1 Tire, SAE Technical Paper 2009-01-0775, 2009, <https://doi.org/10.4271/2009-01-0775>.
- Axon, L., et al., An Evaluation of CFD for Modelling the Flow Around Stationary and Rotating Isolated Wheels, SAE Technical Paper 980032, 1998, <https://doi.org/10.4271/980032>.
- Barron, J. L., et al., Performance of Optical Flow Techniques, *International Journal of Computer Vision*, **12**(1), pp. 43-77, 1994, <https://doi.org/10.1007/BF01420984>.
- Bello-Millán, F. J., et al., Experimental Study on Ahmed's Body Drag Coefficient for Different Yaw Angles, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **157**, pp. 140-44, 2016,

<https://doi.org/10.1016/j.jweia.2016.08.005>.

- Brown, J. L. and Naughton, J. W., The Thin Oil Film Equation, NASA/TM-1999-208767, 1999.
- Cheng, S. Y., et al., Experimental Study of Yaw Angle Effect on the Aerodynamic Characteristics of a Road Vehicle Fitted with a Rear Spoiler, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **184**, pp. 305-312, 2019, <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2018.11.033>.
- Cogotti, A., A Parametric Study on the Ground Effect of a Simplified Car Model, SAE Technical paper 980031, 1998, <https://doi.org/10.4271/980031>.
- Corpetti, T., et al., Dense Estimation of Fluid Flows, IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 24(3), pp. 365-380, 2002, <https://doi.org/10.1109/34.990137>.
- Corpetti, T., et al., Fluid Experimental Flow Estimation Based on an Optical Flow Scheme, Experiments in Fluids, 40(1), pp. 80-97, 2006, <https://doi.org/10.1007/s00348-005-0048-y>.
- Croner, E., et al., Aerodynamic Characterization of the Wake of an Isolated Rolling Wheel, International Journal of Heat and Fluid Flow, **43**, pp. 233-243, 2013, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.04.008>.
- Diasinos, S., et al., The Effects of Simplifications on Isolated Wheel Aerodynamics, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **146**, pp90-101,2015, <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2015.08.004>.
- Fackrell, J.E., The Aerodynamics of an Isolated Wheel Rotating in Contact with the Ground, PhD Thesis, University of London, 1974.
- Goldstein, R. J. and Kuehn, T. H., Optical System for Flow Measurement: Shadowgraph, Schlieren, and Interferometric Techniques, Fluid Mechanics Measurement, 2nd Edition, pp.451-508,

1996, <https://doi.org/10.1201/9780203755723>.

Haussecker, H. and Fleet, D. J., Computing Optical Flow with Physical Models of Brightness Variation, *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, **23**(6), pp.661-673, 2001, <https://doi.org/10.1109/34.927465>.

Heft, A., et al., Introduction of a New Realistic Generic Car Model for Aerodynamic Investigation, SAE Technical Paper 2012-01-0168, 2012, <https://doi.org/10.4271/2012-01-0168>.

Horn, B. K. P. and Schunck, B. G., Determining Optical Flow, *Artificial Intelligence*, **17**, pp. 185-203, 1981, [https://doi.org/10.1016/0004-3702\(81\)90024-2](https://doi.org/10.1016/0004-3702(81)90024-2).

Hucho, W. H., The Optimization of Body Details-A Method for Reducing the Aerodynamic Drag of Road Vehicles, SAE Technical paper 760185, 1976, <https://doi.org/10.4271/760185>.

Hucho, W. H. and Sovran, G., Aerodynamics of Road Vehicles, *Annual Review Fluid Mechanics*, **25**(1), pp. 485-537, 1993, <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002413>.

Klein, C. and Engler, R. H., Visualization of Aerodynamic Effects on a Double-Delta Wing Aircraft Model using Pressure Sensitive Paint (PSP) Technique, *Journal of Visualization*, **2**(1), pp. 9-16, 1999, <https://doi.org/10.1007/BF03182546>.

Leśniewicz, P., et al., Aerodynamic Analysis of an Isolated Vehicle Wheel, *Journal of Physics: Conference Series*, **530**(1), 012064, 2014, <http://iopscience.iop.org/1742-6596/530/1/012064>.

Liu, T. and Shen, L., Fluid Flow and Optical Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **614**, pp.253-291, 2008, <https://doi.org/10.1017/S0022112008003273>.

Liu, T. and Sullivan, J. P., Luminescent Oil-Film Skin-Friction Meter, *AIAA Journal*, **36**(8), pp. 1460-1465, 1998, <https://doi.org/10.2514/2.538>.

Liu, T., et al., Photogrammetry Applied to Wind Tunnel Testing, *AIAA*

- Journal, **38**(6), pp. 964-971, 2000, <https://doi.org/10.2514/2.1079>.
- Liu, T., et al., Geometric and Kinematic Aspects of Image-Based Measurements of Deformable Bodies, *AIAA Journal*, **42**(9), pp. 1910-1920, 2004, <https://doi.org/10.2514/1.1960>.
- Liu, T., et al., Global Luminescent Oil-Film Skin-Friction Meter, *AIAA Journal*, **46**(2), pp. 476-485, 2008, <https://doi.org/10.2514/1.32219>.
- Liu, T., et al., Skin Friction Fields on Delta Wings, *Experiments in Fluids*, **47**(6), pp. 897-911, 2009, <https://doi.org/10.1007/s00348-009-0686-6>.
- Liu, T., et al., Comparison between Optical Flow and Cross-Correlation Methods for Extraction of Velocity Fields from Particle Images, *Experiments in Fluids*, **56**(8), 2015, <https://doi.org/10.1007/s00348-015-2036-1>.
- Lucas, B. D. and Kanade, T., An Iterative Image Registration Technique with an Application to Stereo Vision, *Proceedings of the 7th International Joint Conference on Artificial Intelligence (IJCAI) 1981*, August 24-28, Vancouver, British Columbia, pp. 674-679, 1981.
- Maas, H. G., et al., Particle Tracking Velocimetry in Three-Dimensional Flows – Part 1. Photogrammetric Determination of Particle Coordinates, *Experiments in Fluids*, **15**(2), pp. 133-146, 1993, <https://doi.org/10.1007/BF00190953>.
- Meile, W., et al., Non-Symmetric Bi-Stable Flow around the Ahmed Body, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **57**, pp34-47, 2016, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2015.11.002>.
- Naughton, J. W. and Brown, J. L., Surface Interferometric Skin-Friction Measurement Technique, *AIAA Paper*, 96-2183, 1996, <https://doi.org/10.2514/6.1996-2183>.
- Nouzawa, T., Analysis of Wake Pattern for Reducing Aerodynamic Drag of Notchback Model, *SAE Technical Paper 900318*, 1990, <https://doi.org/10.4271/900318>.

- Nouzawa, T., et al., Unsteady-Wake Analysis of the Aerodynamic Drag of a Notchback Model with Critical Afterbody Geometry, SAE Technical Paper 920202, 1992, <https://doi.org/10.4271/920202>.
- Serre, E., et al., On Simulating the Turbulent Flow Around the Ahmed Body, A French–German Collaborative Evaluation of LES and DES, *Computers and Fluids*, **78**, pp. 10-23, 2013, <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2011.05.017>.
- Squire, L. C., The Motion of a Thin Oil Sheet Under the Boundary Layer on a Body, *Journal of Fluid Mechanics*, **11**(2), pp. 161-179, 1961, <https://doi.org/10.1017/S0022112061000445>.
- Wickern, G., et al., Rotating Wheels - Their Impact on Wind Tunnel Test Techniques and on Vehicle Drag Results, SAE Technical Paper 970133, 1997, <https://doi.org/10.4271/970133>.
- Wittmeier, F. and Kuthada, T., Open Grille Drive Aer Model - First Results, *SAE International Journal of Passenger Cars – Mechanical Systems*, **8**(1), pp. 252-260, 2015, <https://doi.org/10.4271/2015-01-1553>.
- Zhang, C., et al., Introduction of the AeroSUV - A New Generic SUV Model for Aerodynamic Research, SAE Technical Paper 2019-01-0646, 2019, <https://doi.org/10.4271/2019-01-0646>.
- 浅井圭介, 菅篤人良による圧力分布の計測技術, 可視化情報学会, 18 巻, 69 号, pp. 97-103_1, 1998.
- 依田大輔, 他, PSP の低速流れへの応用, 可視化情報学会, **34**(132), 2014.
- 宇佐見一輝, 蛍光油膜法の高精度化を目指した画像解析手法の改良に関する研究, 九州大学大学院修士論文, 2022.
- 小林亮太, セダン型車両の横風時における後流構造解析に対する蛍光油膜法の適用, 九州大学大学院修士論文, 2021.
- 高岡大樹, 表面摩擦応力ベクトルの計測による車体周りの渦特性解明, 九州大学大学院修士論文, 2019.
- 原田大, オプティカルフロー法と光学的可視化手法を融合した高速流解析技術

の開発,九州大学大学院修士論文,2017.

流れの可視化学会,流れの可視化ハンドブック,朝倉書店,1986.

謝辞

大学院での研究活動を行うにあたり,多くの方々のお力添えを受け,本論文を完成させることができました.この場を借りて厚く御礼申し上げます.

内田孝紀 准教授,安養寺正之 先生には,指導教員として多忙にも関わらず,未熟な私に対して多くの時間を割いて頂きご指導いただきましたこと,誠にありがとうございました.ここに心より御礼申し上げます.

広島大学の中島卓司 准教授,マツダ株式会社の清水圭吾 様には実験準備や日程調整など本論文の作成に当たり多くのお力添えを頂きました.心より御礼申し上げます.

Le Quy Don Technical University の Tran The Hung 先生には,一年間という短い期間でしたが,共に研究を行うことができ同研究分野における見識を広げることができました.心より御礼申し上げます.

篠原由香 秘書,小野裕子 秘書,浜辺直子 秘書には研究活動における事務関連など,陰ながら様々な便宜を図っていただきました.心より御礼申し上げます.

これまで共に切磋琢磨しあえた先輩,同期,後輩にも感謝の意を表します.

最後に,大学院への入学からこの博士課程修了に至るまで,経済的にも精神的にも支えてくれた両親,家族に感謝の意を表します.日頃よりたくさんの支援をして下さり,十分に学業や研究活動に打ち込める環境を与えてくださったことに深く感謝申し上げます.

令和5年7月4日

土黒 聖斗