

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Gépészmérnöki Kar,
Áramlástan Tanszék

**Közúti járművek forgó kereke körüli áramlás
jellemzői, módszer kidolgozása áramlások
elemzésére**

Doktori értekezés
Ph.D. fokozat megszerzésére

Készítette: Rékert Tamás
Témavezető: Dr. Lajos Tamás

Budapest, 2006.

Characteristics of flow field past rotating wheels of cars, development of a method for analysis of flows

Author: Tamás Rékert

Abstract

The Ph.D. thesis discusses the effect of wheels and wheelhouses on the aerodynamic characteristics of cars. The research is based on the application of computational fluid dynamics (CFD) as a tool, thus comprehensive verification and validation had to be carried out. For the validation, experiments published in the literature were used. A new method was developed for the investigation and description of three-dimensional, complex turbulent flow fields based on the combination of previously existing methods. Forces and their change due to the presence of wheelhouses and wheels were determined on sub-surfaces of the vehicle to map the mechanism leading to the increase in both aerodynamic drag and lift acting on cars. For understanding the real mechanisms in separated flows, their unsteady nature was investigated by means of detection of coherent structures. For this purpose Proper Orthogonal Decomposition (POD) method was studied and improved.

Tartalomjegyzék

1. BEVEZETÉS	9
2. AZ EGYEDÜLÁLLÓ ÉS KERÉKHÁZBAN FORGÓ KERÉK KÖRÜLI ÁRAMLÁS SZAKIRODALMÁNAK ÖSSZEFOGLALÁSA	12
2.1 AZ EGYEDÜLÁLLÓ KERÉK KÖRÜLI ÁRAMLÁS	12
2.1.1 Kezdeti modellek a kerék körül kialakuló áramlás jellemzésére	12
2.1.2 Nyomáeloszlás meghatározása a kerék tengelyére merőleges szimmetriasíkjában	13
2.1.3 Áramkép meghatározása mérés útján	15
2.1.4 Az áramlás szerkezetét befolyásoló tényezők	16
2.1.5 Integrál mennyiségek mérése	17
2.1.6 Kerék körüli áramlás numerikus szimulációja	18
2.2 A KERÉKHÁZBAN FORGÓ KERÉK KÖRÜLI ÁRAMLÁS	20
2.2.1 Vizsgálat mérés útján	20
2.2.2 Kerékházban forgó kerék körüli áramlás numerikus vizsgálata	21
2.3 INSTACIONÁRIUS ÁRAMLÁSOK VIZSGÁLATA	21
2.3.1 A „klasszikus” elemzés, statisztikai stacionáriusság	22
2.3.2 Koherens struktúra koncepció	23
2.3.3 Koherens struktúrák meghatározási módjai	24
3. VIZSGÁLATI LEHETŐSÉGEK, AZ EGYEDÜLÁLLÓ, ILLETVE KERÉKHÁZBAN FORGÓ KERÉK KÖRÜLI ÁRAMLÁS ELEMZÉSÉRE	28
3.1 ÁRAMLÁSI JELLEMZŐK KÍSÉRLETI VIZSGÁLATA	28
3.2 NUMERIKUS SZIMULÁCIÓ, ALKALMAZOTT MODELL	29
3.3 NUMERIKUS ÁRAMLÁSTANI MODELL VERIFIKÁCIÓJA	30
4. NUMERIKUS ÁRAMLÁSTANI SZOFTVER VALIDÁCIÓJA EGYEDÜLÁLLÓ, ILLETVE KERÉKHÁZBAN FORGÓ KERÉK KÖRÜLI ÁRAMLÁS ESETÉRE	33
4.1 VALIDÁCIÓ EGYEDÜLÁLLÓ FORGÓ KERÉK KÖRÜLI ÁRAMLÁS SZIMULÁCIÓJÁRA	33
4.2 VALIDÁCIÓ KERÉKHÁZBAN FORGÓ KERÉK KÖRÜLI ÁRAMLÁS SZÁMÍTÁSÁRA	35
5. ÁRAMLÁS VIZSGÁLATA EGYEDÜLÁLLÓ FORGÓ KERÉK KÖRÜL	39
5.1 AZ ÁRAMKÉP SZERKEZETÉNEK ELEMZÉSE, A KERÉK PROFILJÁNAK HATÁSA	39
5.2 FELHAJTÓERŐ- ÉS ELLENÁLLÁSTÉNYEZŐ ELOSZLÁS TENGELYIRÁNYBAN	46
6. ÁRAMLÁS VIZSGÁLATA KERÉKHÁZBAN FORGÓ KERÉK KÖRÜL	48
6.1 AZ ÁRAMLÁS LEÍRÁSI MÓDSZERE	49
6.1.1 Áramvonalak	50
6.1.2 Örvényességen alapuló módszerek	50
6.1.3 Össznyomás	50
6.1.4 Kritikus pontok elmélete	51
6.1.5 Nyíróerő vektorok felületi burkológörbéi	51
6.2 MODELL A GÉPJÁRMŰVEK KERÉKHÁZÁBAN KIALAKULÓ ÁRAMLÁS LEÍRÁSÁRA	53
6.2.1 A karosszéria alatti részben kialakuló áramlás	53
6.2.2 Beáramlás a kerékházba	55
6.2.3 Áramlás szerkezete a kerékház belsejében	57
6.2.4 A kerékház szél alatti része, kiáramlás	57
6.2.5 A kerék és kerékház geometriájának, illetve a kerék forgásának hatása az áramlás szerkezetére	58
6.2.6 Dinamikailag jelentős áramlási struktúrák	61
6.2.7 A kerékházban kialakuló áramkép örvényváz modellje	64
6.3 A JÁRMŰMODELLRE HATÓ ERŐK VIZSGÁLATA	65
6.3.1 Erők megoszlása a járműmodell felületein, a kerék és kerékház hatása	65
6.3.2 A kerékház-nyílások letakarásának hatása a járműmodell aerodinamikai jellemzőire	67
7. AZ INSTACIONÁRIUS LEVÁLÁSOS ÁRAMLÁS VIZSGÁLATA	72
7.1 A PILLANATNYI ÁRAMKÉPEK JELENTŐSÉGE	72
7.2 MEGHATÁROZÓ ÁRAMLÁSSZERKEZETI ELEMELK	72
7.3 A POD ELJÁRÁS ISMERTETÉSE	74

7.4 A POD MÓDSZER TESZTELÉSE SZINTETIKUS ÁRAMKÉPEKEN.....	79
7.4.1 Szintetikus áramkép elemek	79
7.4.2 Ismert, különálló mintázatokból álló szintetikus áramképek vizsgálata.....	80
7.4.3 A POD eljárás vizsgálata átlapolódó elemeket tartalmazó szintetikus képek halmazán	83
7.4.4 Részlegesen átlapolódó, azonos előfordulással jellemezhető struktúrák adathalmazának vizsgálata	85
7.4.5 Véletlen zaj hatása az eredményekre	88
7.4.6 Térbeli felbontás hatása a POD módusok mintázatára	90
8. KERÉKHÁZHOZ HASONLÓ ÜREGBEN KIALAKULÓ ÁRAMLÁS INSTACIONÁRIUS TULAJDONSÁGAINAK VIZSGÁLATA.....	91
8.1 EGYSZERŰSÍTETT GEOMETRIA KERÉKHÁZBAN TÖRTÉNŐ ÁRAMLÁS VIZSGÁLATÁRA.....	91
8.2 MÉRÉS ISMERTETÉSE, A STATISZTIKAI ELEMZÉS EREDMÉNYEI	92
8.3 AZ ÜREGBEN KIALAKULÓ ÁRAMLÁS POD ANALÍZISE	94
8.3.1 A pillanatnyi sebesség POD sorfejtése	94
8.3.2 Örvényjellemzők POD analízise, intenzitás/energia fogalmi POD analízis esetén	96
8.3.3 A POD analízis örvényjellemzőinek kapcsolata a fizikai örvényjellemzőkkel	100
8.4 TURBULENCIA KELETKEZÉSÉNEK MECHANIZMUSA GÉPJÁRMŰ KERÉKHÁZÁT MODELLEZŐ ÜREGBEN	102
ÖSSZEFOGLALÁS	105
IRODALOMJEGYZÉK.....	108
FÜGGELÉK.....	120

Jelölésjegyzék

Latin jelölések

$a(t)$	[m/s]	POD módusok időfüggő együtthatója. *
A	[m ²]	keresztmetszet, felület
A, \mathbf{A}	[-]	örvény jelzése
\mathbf{A}_Ω	[1/s]	örvényesség tenzor
\mathbf{A}_S	[1/s]	deformációsebesség tenzor
B, b	[m]	szélesség, méret
C_D, C_L	[-]	ellenállástényező, felhajtóerő-tényező **
C_p	[-]	nyomástényező
D	[m]	sárvédőív átmérő, vagy dimenzió (pl. 3D = háromdimenzió)
d	[m]	kerék átmérő
d	[m]	geometriai részlet jelölése
$e^{(k)}$	[m ² /s ²]	a k-ik POD módus energiatartalma. *
e_δ	[m ² /s ²]	a POD módusok összenergia tartalma. *
F	[-]	a feltételes átlagolás küszöbértéke
H	[m]	méret, de előfordul örvények jelöléseként is
k	[m ² /s ²]	turbulens kinetikus energia
K	[-]	POD módusok száma
L, l	[m]	hosszméret jelölés, de előfordul örvény jelöléseként is
Ma	[-]	Mach szám
N_t	[-]	instacionárius áramlás pillanatfelvételeinek száma
p	[Pa]	statikus nyomás
p_∞	[Pa]	zavartalan áramlás statikus nyomása
P	[m ² /s ³]	turbulens kinetikus energia produkciója
P_n	[m ² /s ³]	POD sorfejtéshez képzett időfüggő turbulens kinetikus energia produkció elem
q	[Pa]	dinamikus nyomás
Q	[1/s ²]	Sebességderivált tenzor második skalár invariánsa
\mathbf{r}	[m]	helyvektor, komponensei x, y, z
$\mathbf{R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$	[m ² /s ²]	korrelációs mátrix
Re	[-]	Reynolds szám
t	[s]	idő
$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$	[m/s]	pillanatnyi sebesség vektor, komponensei u, v, w
$\mathbf{u}'(\mathbf{r}, t)$	[m/s]	a pillanatnyi sebességvektor ingadozó komponens vektora, komponensei u', v', w'
$\mathbf{U}(\mathbf{r})$	[m/s]	átlagsebesség vektor, komponensei U, V, W
y^+		dimenziótlan faltávolság határrétegek esetén

* mértékegysége a POD műveletekre alkalmazandó mennyiség dimenziójának négyzete, sebesség esetén m^2/s^2 .

** Az értekezésben a felhajtóerő- és az ellenállástényezőket a következőképpen definiáljuk:

$$C_D = \frac{F_D}{(\rho/2)U_\infty^2 A}, \quad C_L = \frac{F_L}{(\rho/2)U_\infty^2 A}, \quad \text{ahol } F_D \text{ [N] ellenállást, } F_L \text{ [N] felhajtóerőt jelent,}$$

U_∞ [m/s] a zavartalan áramlás sebessége, A [m²] a test áramlás irányába eső vetületének felülete.

Görög jelölések

ε	[m ² /s ³]	turbulens kinetikus energia disszipációja
φ	[°]	szög, szöghelyzet
$\Phi(\mathbf{r})$	[-]	POD módus, bázisfüggvény
λ_2	[1/s ²]	sebességderivált tenzor szimmetrikus és antiszimmetrikus részének négyzetösszegeként kapott tenzor második sajátértéke
λ	[m ² /s ²]	sajátérték *
ν	[m ² /s]	kinematikai viszkozitás
σ	[m/s]	átlagsebesség körüli szórás
ω	[1/s]	turbulens kinetikus energia specifikus disszipációs ráta $\omega = \varepsilon / k$
$\omega(\mathbf{r}, t)$	[1/s]	a sebesség rotációja, örvényesség

Rövidítések

ÁNTPÁ	Átlagáramképet nem tartalmazó pillanatnyi áramképek
ÁTPÁ	Átlagáramképet tartalmazó pillanatnyi áramképek
CFD	Computational Fluid Dynamics (Numerikus áramlástan szimuláció)
FZ	Kerék talajon való felfekvési zónája
LDV, LDA	Lézer-Doppler sebességmérés
LES	Large Eddy Simulation (Nagy örvény szimuláció)
PIV	Particle Image Velocimetry (részecskekép sebességmérés)
POD	Proper Orthogonal Decomposition
RANS	Reynolds-átlagolt Navier-Stokes egyenlet
RMS	Root Mean Square
SST	Shear Stress Transport turbulencia modell verzió
URANS	Instacionárius Reynolds-átlagolt Navier-Stokes egyenlet

* mértékegysége a POD műveletekre alkalmazandó mennyiség dimenziójának négyzete, sebesség esetén m^2/s^2 .

Nyilatkozat

Alulírott Rékert Tamás kijelentem, hogy ezt a doktori értekezést magam készítettem és abban csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, amelyet szó szerint, vagy azonos tartalomban, de átfogalmazva más forrásból átvettem, egyértelműen, a forrás megadásával megjelöltem.

Budapest, 2006. február 15.

.....
Rékert Tamás

Köszönetnyilvánítás

Doktori munkám elkészítése során nyújtott támogatásért és szakmai segítségért szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek **Lajos Tamás** professzor úrnak. A Fluent programrendszer megismertetéséért és a numerikus áramlástan alapok elsajátításában nyújtott segítségéért szeretném kifejezni köszönetemet **Dr. Kristóf Gergely**nek. A kutatás során kapott eredmények alapos kritikájáért és a közös eszmefuttatásokért külön köszönetet szeretnék mondani barátomnak, **Lohász Máténak**. Köszönöm **Dr. Pap Elemér**nek és a **Magdeburgi Egyetem**nek a lehetőséget, hogy elsajátíthattam a PIV mérés technika alapjait. Köszönöm **prof. Dr.-Ing Jörg Franke** és **prof. Dr.-Ing Wolfram Frank** professzornak a Siegeni Egyetemen történő kutatásaim támogatását, **Dr.-Ing Henning Siemens** és **Dipl.-Ing Jürgen Frey** mérnököknek a Drezdai Egyetemen történő méréseim lehetővé tételét. Külön köszönetet szeretnék mondani **Michel L. Riethmuller**, **Dr. Jeroen van Beeck** és **Dr. Patrick Rambaud** professzoroknak, valamint **Tóth Balázsnak** a belgiumi Kármán Tódor Intézetben végzett kutatásaim konzultálásáért és támogatásáért.

Köszönetemet szeretném kifejezni **Dr. Kullmann László** tanár úrnak, valamint **Dr. Stépán Gábor** professzor úrnak a munkám során nyújtott szakmai, publikációs tevékenységbeli és erkölcsi támogatásáért.

A BME Áramlástan Tanszéken végzett méréseimnél nyújtott segítségükért köszönetet mondok **Goricsán Istvánnak**, **Balczó Mártonnak** és **Jejsó Istvánnak**.

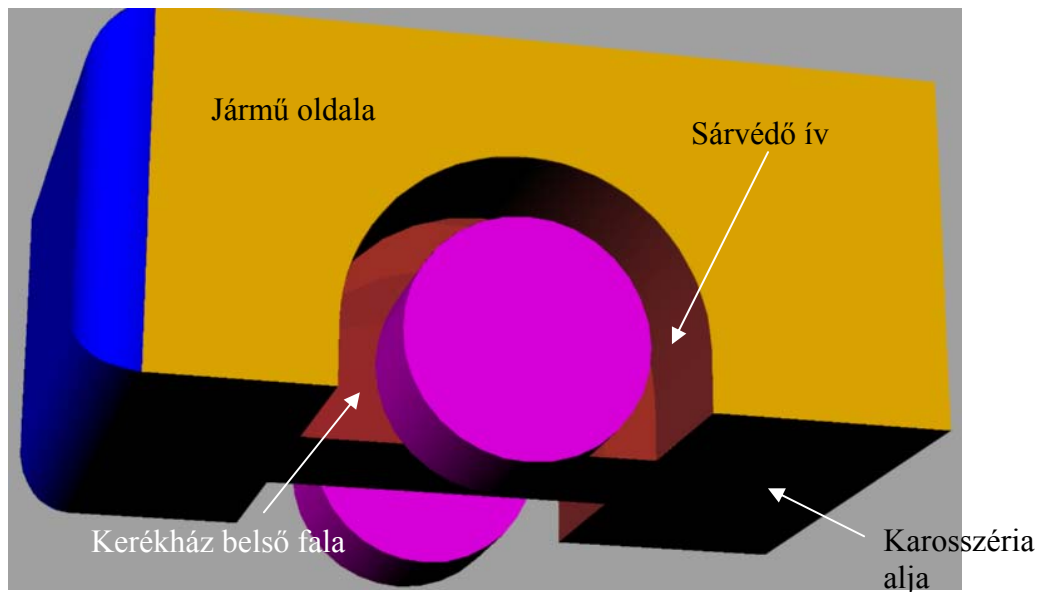
1. Bevezetés

Gépjárművek tervezése és üzemeltetése esetén az aerodinamikai szempontok csak az utazósebesség megnövekedésével váltak jelentőssé. Hucho [27] részletes ismertetést ad a közúti járművek aerodinamikai fejlődéséről és a légellenállás- valamint a felhajtóerő csökkentés evolúciójának mérföldköveiről. A felhajtóerő keletkezése minden közúti járműre jellemző, rontja a menetstabilitást, a kerekek és az útfelület közötti kulcsfontosságú kapcsolat hatásosságát. A légellenállás az adott sebességű haladáshoz szükséges motorteljesítményben, közvetve az üzemanyag fogyasztásban játszik fontos szerepet. A gépjármű aerodinamika mindezen paraméterek kedvező irányú fejlesztését tűzte ki célul, és vezetett igen látványos eredményekre az elmúlt évtizedek során.

A karosszéria alakjának vizsgálata és formálása hatásos és látványos feladat, amellyel az ellenállástényezőben az elmúlt 5 évtizedben 60%-nál nagyobb csökkenést értek el, jelentős üzemanyag fogyasztás csökkenést eredményezve. 90km/h utazósebesség felett a légellenállás részesedése a jármű összellenállásában (súrlódási veszteségek, gördülési ellenállás, légellenállás) már túllépi a 60%-ot, ennek csökkentése tehát hosszabb távú, nagysebességű utazások esetén számottevő üzemanyag megtakarításhoz vezethet. Az üzemanyag árak nagymértékű növekedése és a környezetvédelmi szempontok felértékelődése következtében folytonos igény állt és áll fenn a kisebb üzemanyag fogyasztás elérése iránt, amit főként a járművek tömegének csökkentésével kívánnak elérni [89]. Mindez ahhoz vezet, hogy az útfelület és a kerekek közötti tapadási súrlódás mértéke csökken, ezáltal romlik a jármű vezethetősége. A jelenlegi utazósebesség igények megmaradása esetén a megfelelő tapadási erőket a járműre ható aerodinamikai felhajtóerő csökkentésével növelhetjük.

A vonatkozó szakirodalom bemutatja, hogy a járművek légellenállása átlagosan 30%-kal, felhajtóerő-tényezője 40%-kal növekedik a kerék és kerékház nélküli alapmodellhez képest, ha azon kerékházakat alakítunk ki, amelyekben kerekek forognak. Ezen értékek körüli eredményekre jutott számos szerző, [85], [14], [11], [47], így ezek az adatok jó nagyságrendi becslésre adnak lehetőséget.

A valóságban a közutakon előforduló járműveken a kerékházak kialakítása jelentősen eltérő lehet. Autóbuszok és személygépkocsik esetében beszélhetünk kerékházról, mivel a kerék három oldalról burkolt térben van. Tehergépkocsik esetén sokszor csak egy sárvédő ívet találhatunk a kerekek felső része fölött, de azok két oldalról nyitott térben forognak. Vizsgálataink az autóbuszok és személygépkocsik kerékházaiban kialakuló áramkép meghatározására terjednek ki. Ezek sematikusán a 1. ábrához hasonlóak az értekezésben alkalmazott elnevezések megjelölésével. Az ábrázolt kerékházban foglal helyet a kerék, amely részlegesen kinyúlik belőle.



1. ábra Kerékház sematikus ábrája.

Az 1. ábrán látható idealizált, az értekezésben vizsgált kerékházhoz képest a valós kerékházak abban különböznek, hogy bennük a kerék felfüggesztésére szolgáló tengelyek, illetve lengéscsillapító elemek foglalnak helyet. A tengelyek átvitele a kerékház felületein képzett nyílásokon keresztül történik, melyek nem légtömörök, így rajtuk keresztül áramlik a levegő. Geometriai különbségek lehetnek például a sárvédő ív, valamint a kerékház belső falának találkozásánál, ahol sokszor nagy ívű lekerekítések fordulnak elő. Sok esetben a karosszéria alja nem síkfelület, hanem nyitott a motortérnél, vagy csövek haladnak keresztül rajta. Mindez befolyásolja a kerékházhoz érkező áramlás paramétereit. A karosszéria alatti részben és a kerékházakban kialakuló áramlás ismerete – azon túl, hogy bővíti a légellenállás- és a felhajtóerő csökkentésére szolgáló eszközök halmazát – lehetőséget ad az úttesten lévő víz porlasztásának, a karosszéria sárosodásának megismerésére és befolyásolására is, aminek forgalom biztonsági és komfort szempontból van jelentősége.

A járművek körüli áramlás jellemzően a *tompa testek körüli áramlások* kategóriájába tartozik. A karosszéria és a kerekek felületén kialakuló határréteg leválk és a leválás jelentősen befolyásolja az áramlási viszonyokat. Turbulens áramlás kialakulására lehet számítani. A leváló határréteg felgöngyölődése során keletkező örvények mérete összemérhető a körüláramlott test jellemző méretével, ezért dinamikai jelentőségük nem elhanyagolható. Az áramlás a turbulencia sajátosságaiból következően instacionárius, de a numerikus áramlástanban alkalmazott turbulencia modellek segítségével átlagértékeket tekintve stacionárius áramlásként kezelhető [25], [36], [43], [60], [83]. A hangsebességhez képest viszonylag kis sebességek ($Ma < 0,25$) lehetővé teszik, hogy a közeg sűrűségét állandónak tekintsük.

A kerékház teljes térfogatát leválási buborék tölti ki, amelyben a sebességek a karosszéria többi részénél jellemző sebességekhez képest kicsik. Ennek megfelelően numerikus szimuláció során a turbulenciát olyan modellekkel kell figyelembe venni, amelyek alkalmasak leválási buborékokban történő áramlás meghatározására is.

A turbulencia tompa testek körüli áramlásra gyakorolt hatását kimerítően tárgyalják az áramlástan tankönyvek (lásd. pl. [39]). Alapvető hatása a testek falán kialakuló határrétegben az

áramló közeg kinetikai energia növelése az áramlás nagyobb sebességű folyadékcsomagjainak a kisebb sebességű folyadékcsomagokkal való keveredésének révén. A kinetikai energia növekedés miatt a fali csúsztatófeszültség megnövekszik, de a határrétegben áramló közeg nagyobb távolságot tud megtenni növekvő nyomással szemben, így a határréteg leválása hosszabb út megtétele után történik meg. A leválási pontnak a test szél alatti oldala felé történő eltolódása általában a leválási buborék méretének csökkenéséhez, valamint a benne uralkodó átlagos nyomás növekedéséhez vezet, így az ellenállás jelentősen csökkenhet. A leválási pont eltolódása a felhajtóerőt is jelentősen befolyásolja.

A doktori értekezés gépjárművek egyedülálló forgó, és kerékházban forgó kereke körül kialakuló áramkép elemzésével foglalkozik. A vizsgálatot többféle megközelítésből végeztük el, hogy az eredmények, megállapítások általánosíthatók legyenek. Az áramkép meghatározásához numerikus szimulációt (CFD) alkalmaztunk, amelynek segítségével az áramképet meghatározó fő sajátosságok megismerhetők azáltal, hogy az áramlási tér minden pontjában ismert az áramlás minden jellemzője. A numerikus szimuláció megbízhatóságát részletesen vizsgáltuk a numerikus paraméterek (verifikáció), valamint a valósághoz való viszony (validáció) szempontjából annak érdekében, hogy az eredményekből érdemi következtetéseket vonhassunk le.

A kerék körüli áramlás kutatása elvezetett a hagyományos áramlástan elemzésen túlmenő kiegészítő módszerek és eljárások tanulmányozásához és továbbfejlesztéséhez, amelyek betekintést nyújtanak az instacionárius áramlás részleteibe, megismerhetővé téve az átlagáramkép kialakulásában nagy szerepet játszó áramlási struktúrákat. Ismeretükben választ adhatunk az időben átlagolt áramképek kialakulásának módjára. A bemutatott módszer a POD (Proper Orthogonal Decomposition) a későbbiekben tárgyalt koherens struktúrák kimutatására és az áramlás dinamikai modellezésére alkalmas eljárás. A módszer segítségével lehetőségünk nyílik az áramlás hatékonyabb befolyásolását szolgáló intézkedések megtervezésére.

2. Az egyedülálló és kerékházban forgó kerék körüli áramlás szakirodalmának összefoglalása

2.1 Az egyedülálló kerék körüli áramlás

Az áramlási jelenség megértését megkönnyíti, ha az egyszerűbb esetek felől közelítünk a bonyolultabb konfigurációk felé. Ezért a kerékházban kialakuló áramlás jellemzőinek feltérképezéséhez először célszerű az úttesten gördülő, burkolat nélküli, úgynevezett egyedülálló kerék körüli áramlás tulajdonságait. A szakirodalomban publikált, az alábbiakban ismertetett kutatások főként a kerekeken a valóságban megtalálható felületi mintázatot elhagyták és sima felületű kerekek körüli áramlás jellemzőit vizsgálták. A publikációk között fellelhetők olyan munkák, amelyekben az egyedülálló kerék rendelkezett valóságos kerékfelülettel, de más publikációk ennek jelentőségét elhanyagolhatónak ítélték meg és a kerék oldalfelületeit lezárták [11]. Az alábbiakban ismertetjük továbbá olyan publikációk eredményeit is, amelyek az előbb említett, általában elhanyagolásra kerülő felületi (téli/nyári) mintázatnak a kerékre ható erőkre, valamint a kerék mögötti nyom néhány jellemzőinek alakulására vonatkozóan végeztek vizsgálatokat. Kitérünk azon munkák eredményeinek említésére is, amelyek a kerék szélességének az áramlási eredetű erőkre, valamint a kerék felületén kialakuló nyomáseloszlásra gyakorolt hatását elemezték. A szakirodalmi összefoglaló az értekezésben foglalt kutatások alapjait mutatja be és az alábbiakban értekezés szerzőjének gondolatait egyértelműen megkülönböztettük.

2.1.1 Kezdeti modellek a kerék körül kialakuló áramlás jellemzésére

Az egyedülálló kerék aerodinamikai szempontból egy áramlásba helyezett véges hosszúságú henger. Kezdetben a jól ismert tulajdonságokkal jellemezhető végtelen hosszú henger esetéből indult ki Stapelford és Carr [80], hogy modellt állítsanak fel a kerék körül kialakuló áramlásra. Nagy jelentőséget tulajdonítanak a végtelen hengernél fellépő Magnus hatásnak (Flattner rotor), amely a felhajtóerő viszonyokat befolyásolja hosszú henger esetén. A kerék véges hengernek tekinthető és a szélesség és az átmérő viszonyának csökkenésével a henger előtt kialakuló túlnyomás és a henger mögött kialakuló depresszió a kerék oldalai mentén is kiegyenlítődhöz. A jelenséget tovább bonyolítja, hogy a talaj közelítésével jelentősen megváltozik az áramkép. Cogotti [11] méréseket végzett forgó kerék esetére, amely során részletesen vizsgálta a talajtól mért távolság hatását. A talaj és a kerék közötti rés megszűnésével a nyomáseloszlás, így az ellenállás és felhajtóerő is jelentősen megváltozik. A talajjal való kapcsolat és a véges kiterjedés következtében [11] és [80] szerzőinek megállapításai szerint a kerék körüli áramlás jellegzetességei nem kezelhetők síkáramlások segítségével, az áramlást háromdimenzióban kell elemezni.

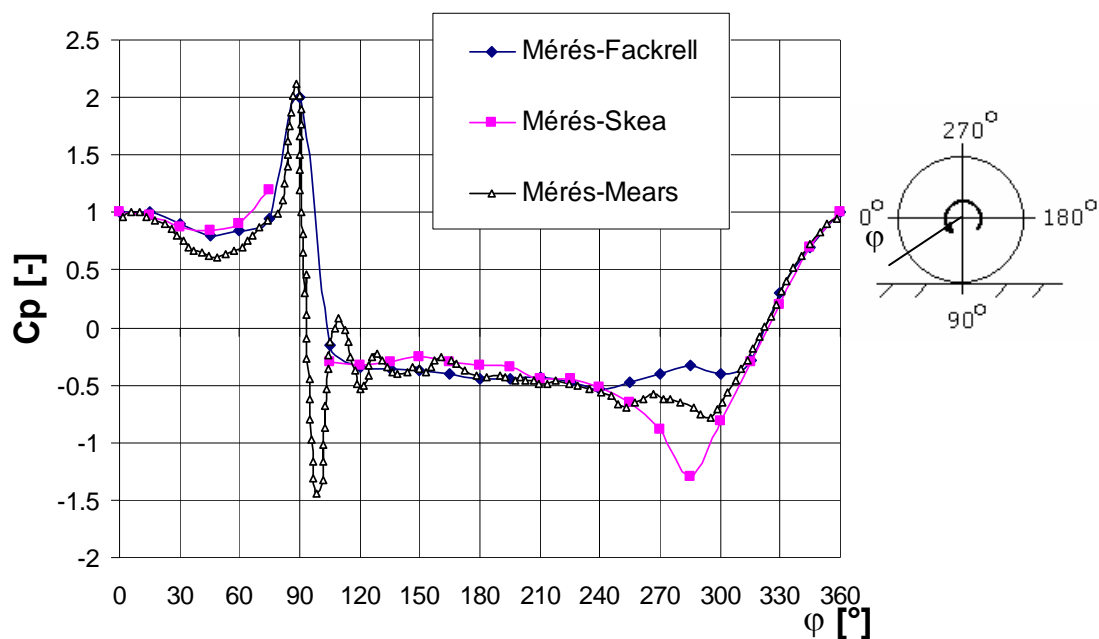
2.1.2 Nyomáseloszlás meghatározása a kerék tengelyére merőleges szimmetriasíkjában

A kerekek körüli áramlást az 1980-as évektől kezdték behatóbban vizsgálni, mivel az akkori Formula 1-es versenyautók sebessége olyan tartományban volt, ahol az aerodinamikai tulajdonságok kulcsfontosságú szerepet játszottak. Az első mérési eredményt Fackrell(1973) [16] publikálta egyedülálló forgó kerékre vonatkozólag. Munkája úttörőnek minősíthető, mivel először szerelt forgó kerékbe nyomásmérő műszert (kondenzátor mikrofont). Cikkében jelentős hangsúlyt kap a méréstechnika ismertetése, amellyel gyorsan forgó test felülete mentén tudta mérni a nyomáseloszlást. Megfontolást igényelt a kerék forgásából, felületének rugalmasságából eredő „nyomásingadozások” és az áramlás következtében létrejövő statikus nyomás jeleinek megkülönböztetése. Ugyanabban az időben végzett mérést Stapelford és Carr (1969) [80], akik kívülről helyeztek a kerék felületéhez közel statikus nyomás szondát. Fackrell méréséhez hasonló eljárással vizsgáltak különböző szélességű kerekeket Skea és szerzőtársai (2000) [78], később pedig Mears és szerzőtársai (2002) [44].

A cikkek által közölt mérési eredmények egymással többé-kevésbé megegyeznek (lásd. 2. ábra). A nyomástényező eloszlást mutató görbe első sajátossága az, hogy a kerék és útfelület felfekvési zónája (továbbiakban FZ) előtt ($60^\circ < \varphi < 90^\circ$), a nyomástényező szokatlan módon meghaladja a $C_p = 1$ -es értéket. A nyomástényezőt az értekezésben az (1.1) összefüggésnek megfelelően definiáljuk, amelyben q [Pa] a zavartalan áramlás sebességéből számított dinamikus nyomás, p (Pa) a felületen mért statikus nyomás, p_∞ [Pa] a nyomás értéke a zavartalan áramlásban.

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{q} \quad (1.1)$$

A térerő és a súrlódás elhanyagolása mellett feltételezzük, hogy a torlópontban a dinamikus nyomás veszteségmentesen zérusra csökken, így a statikus nyomás az össznyomással lesz egyenlő. Ekkor azonban a nyomástényező, C_p értékének 1-nek kellene lennie [39]. A kerék FZ előtti tartományában lévő jelenség arra utal, hogy energia bevitel történik, ami megnöveli az össznyomást [3], [16], [77]. Ilyen jelenség akkor fordul elő, ha a viszkózus erők szerepe nem hanyagolható el [3], [16], [77]. Ekkor a súrlódás hatása már kizárja a C_p torlópontra értékére vonatkozó megállapítás érvényességét. A kerék forgó felületén és a talajon kialakuló csúsztatófeszültség az FZ előtti régióba „préseli” a közeget, ami az össznyomás további növekedéséhez vezet. Amennyiben a kerék szélessége csökken, úgy ez a nyomásnövekedés a várakozásoknak megfelelően mérséklődik [78], [16]. Ez a zóna méréstechnikailag is komoly problémát jelent, hiszen a kerék deformálódása, illetve a talajt szimuláló futószalag rezgése nem kívánatos nyomásingadozásokat hozhat létre [44], [78].

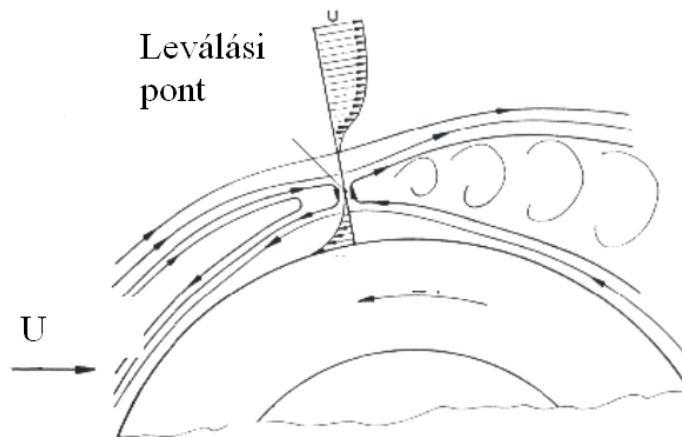


2. ábra. Nyomástényező eloszlás a kerék középmetszetének kerületén ([16], [80], [78])

A nyomástényező eloszlás görbéjének másik szembetűnő tulajdonsága a közelítőleg állandó nyomás ($-0,5 < C_p < -0,4$) a kerék mögött kialakuló leválási buborékban ($110 < \varphi < 255$). Ez mindegyik mérésnél jó közelítéssel azonos volt. A különböző szerzők által mért nyomáseloszlások jelentősen különböztek a kerék szél feletti felületének felső részén ($255 < \varphi < 315$), ahol Fackrell [16] és Mears [44] a leválási buborékban található nyomással közel azonos értékeket mért, míg Skea [78] és Stapelford [80] mind Fackrell méréseihez, mind egymáshoz képest is eltérő eredményeket kaptak.

Stapelford [80] mérései esetén a magyarázat az értekezés szerzőjének megítélése szerint lehet, hogy a kerék homlokfalán a statikus nyomássonda és a felület közötti résben az áramlás felgyorsul, amely a statikus nyomás csökkenéséhez vezet. Skea [78] és szerzőtársainak mérései azonban további megfontolást igényelnek, hiszen ők a nyomást ugyanúgy mérték, ahogy Fackrell [16]. Továbbá megfigyelhetjük, hogy Mears [44] mérései ugyanezen tartományban Skea [78] és Fackrell [16] mérési eredményei közé esnek. Az eltérés megítélésünk szerint a kerék tetején keletkező sajátos áramkép tulajdonságaival lehet kapcsolatban.

A forgó kerék felülete a kerék felső részén az áramlással szemben mozog, közelítőleg kétszer akkora sebességgel, mint a hozzá érkező zavartalan áramlás sebessége. A szakirodalom [73] szerint a kerék fölött a 3. ábrán látható, a határréteg leválásához hasonló hatású áramlási jelenség figyelhető meg. Az áramlásban egy torlópont alakul ki a kerék mozgó felülete közelében, amely mögött egy kis sebességgel, közel állandó nyomással, nagy turbulencia intenzitással jellemzett, azaz leválási buborékhoz hasonló jellemzőkkel rendelkező áramlási tér alakul ki. Ezen áramlási tér egyik oldalán a külső „egészséges” áramlás, másik oldalán a kerék futófelülete által a tapadás törvénye következtében mozgott közeg áramlik.



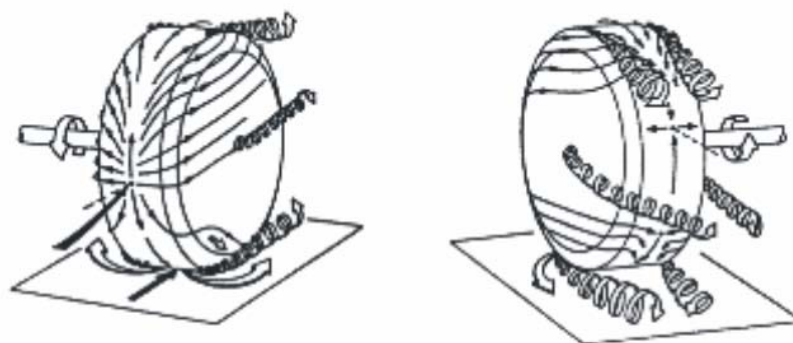
3. ábra A kerék tetején kialakuló leválási zóna függőleges szimmetriasíkbeli vázlata [73]

Fackrell [16] mérésekor ez a torlópont és „leválási buborék” előbb alakult ki, mint Skea [78] mérései esetén, míg Mears [44] méréseinél a „leválási buborék” kezdete az előbbi két mérésnél meghatározott pontok közé esett. A leválást igen sok tényező befolyásolhatja, többek között a kerék rezgési állapota, a felület egyenletessége, a mérési elrendezés esetleges eltérései, valamint a belépő sebességprofil.

A kerék szélessége is jelentős hatást gyakorol a középmetszet kerülete menti nyomástényező eloszlásra. Keskenyebb kerekek esetén ugyanis Skea mérései [78] szerint eltűnik a depressziós csúcs a kerék tetején és a Fackrell [16] mérésehez hasonló nyomástényező eloszláshoz jutunk.

2.1.3 Áramkép meghatározása mérés útján

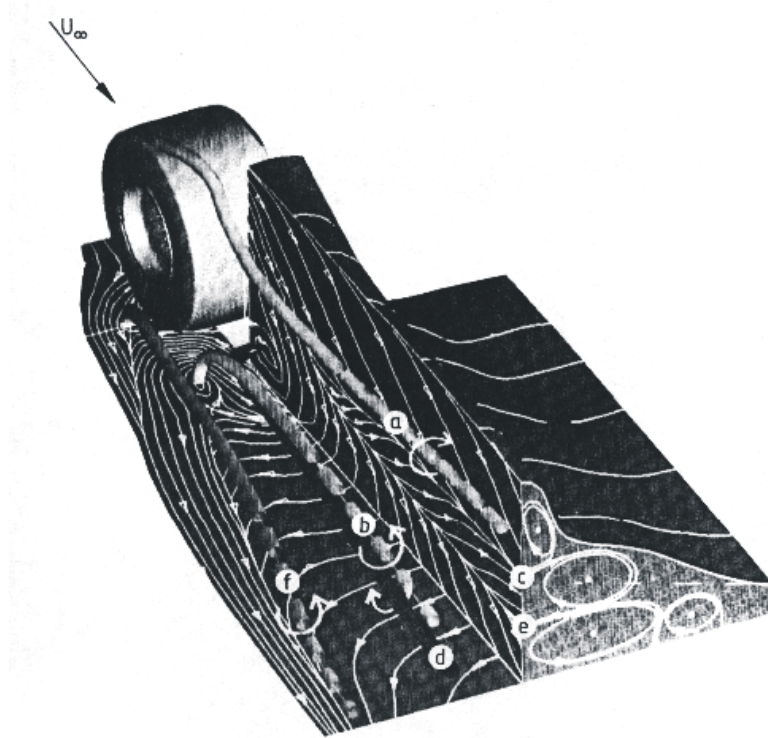
Mérés útján egy ilyen háromdimenziós (3D) áramlás áramképét igen nehéz meghatározni. Az áramlás turbulens, a kerék pedig forog, emiatt a láthatóvátételi módszerek nehézkessé válnak és nagy kutatói intuíció szükséges a kerék körül kialakuló áramkép feltérképezéséhez. Az áramkép szerkezetét kezdetben olajköd segítségével vizsgálták [16], [11], [47], valamint össznyomás eloszlást mértek a kerék nyomában [61], [73]. Lehetőség volt álló kerekeknél a felületi olajfilm láthatóvátételi eljárás alkalmazására [73], de ez forgó kerekek esetén nem lehetséges. Fackrell az áramlás láthatóvátétele során a 4. ábrán látható áramlási modellt állította fel [16], [27].



4. ábra Első áramlási modell útfelületen guruló kerék esetére [16], [27]

A modell jól szemlélteti a kerék mögötti nyom jellegzetes szerkezetét, amely alapvetően nyitott, a haladási iránnyal közelítőleg párhuzamos tengelyű örvényeket tartalmaz. Cogotti [11], valamint Stapelford és Carr [80] is hasonló eredményre jutott, de ők talaj nélkül vizsgálták a kerék körüli áramlást. Fackrell [16] által erősen hangsúlyozott jelenség az ún. „jetting”, amely az FZ előtt kialakuló túlnyomás következtében létrejövő oldalirányú levegő kiáramlás. Az áramképet össznyomás eloszlás meghatározásával és olajfilm vizualizációval vizsgálta Potthof és Fiedler [61], valamint Schiefer [73]. Schiefer [73] az össznyomás különböző értékekhez tartozó izo-felületeit ábrázolva igen szemléletes eredményre jutott (lásd. 5. ábra).

Az általa kapott áramkép szintén nyitott leválási zónát ábrázol kizárólag a haladási iránnyal közelítőleg párhuzamos tengelyű örvényekkel. A talajközeli áramkép hitelességét némileg rontja, hogy a mérést álló talaj mellett végezték (a kerék görgőn forgott). Az 5. ábrán látható, hogy a haladási iránnyal közelítőleg párhuzamos tengelyű örvények közül a legjelentősebbeket az „a” és „d” jelű csővel ábrázolták, amely jól egyezik a Fackrell [16] által publikált elképzeléssel (4. ábra). Ez az áramkép ábrázolási mód az úgynevezett *örvényváz* modell.



5. ábra Áramkép szemléltetése össznyomás felületekkel [73]

2.1.4 Az áramlás szerkezetét befolyásoló tényezők

Az egyedülálló kerék körül kialakuló áramlás szerkezetét befolyásoló tényezők a szakirodalom alapján a következőkben foglalhatók össze:

- Reynolds szám
- A kerék felületi érdessége

- A kerék szélessége
- A kerék profilja

A Reynolds szám a kerék átmérőjével és a zavartalan áramlás sebességével számolva a vizsgálatok során $6\cdot 10^5$ tartományban foglalt helyet, amelyben a határréteg már turbulensnek tekinthető. A kerék tompa test jellege következtében a leválások helye a Reynolds szám előbb említett tartományában történő változtatásakor nem módosul jelentősen: Fackrell [16] publikációjában a több Reynolds szám mellett végzett mérései során igen hasonló nyomástényező eloszlásokról számol be, cikkében az összes mérési eredményének átlagát is közli, amely kevésbé tér el az egyes kerek körül mért nyomástényező-eloszlásoktól, ami jelzi az áramlás Reynolds számtól való elhanyagolható mértékű függését.

A kerék felületi érdességének hatását mérés útján vizsgálták Merker és szerzőtársai [48], valamint Potthoff és szerzőtársai [61]. Az érdesség növekedése a határrétegnek a kerék futófelületéről történő „korai” leválását okozza, amely a 2. ábrán látható 260 és 310° közötti szögtartományban kialakuló depressziós csúcs megszűnéséhez vezet. Ennek megfelelően az érdesebb felületű egyedülálló kerekre ható felhajtóerő csökken, ugyanakkor az ellenállás növekszik.

A kerék szélessége fontos szerepet játszik a kerék körüli áramlás szerkezetében. A hengerek szélességét a b/d oldalviszonnyal jellemezhetjük, ahol b [m] a kerék szélessége, d [m] a kerék átmérője. Az oldalviszony hatásának vizsgálatára Skea és szerzőtársai [78], valamint Potthoff és szerzőtársai [61] publikáltak mérési eredményeket. Potthoff és szerzőtársai [61] szélesebb kerek esetén növekedést tapasztaltak mind az ellenállástényezőben, mind a felhajtóerő-tényezőben. A felhajtóerő az oldalviszony csökkenésével csökken, ami a Skea és szerzőtársai [78] által publikált nyomáseloszlásokkal is alátámasztható. Keskeny kerek esetén ugyanis az előbbieken említett, a 2. ábrán látható 260 és 310° közötti szögtartományban kialakuló depressziós csúcs megszűnik. Fackrell [16] és Skea és szerzőtársai [78] tapasztalatai szerint a kerék és a talaj között elhelyezkedő felfekvés zóna előtt kialakuló túlnyomás is csökken a kerék szélességének csökkenésével.

A kerék profil alak hatása nyitott kérdés. Az értekezésben ezért az egyedülálló kerék körüli áramlás szerkezetének elemzését a profil hatásának szemszögéből is elvégezzük.

2.1.5 Integrál mennyiségek mérése

Az ellenállástényező és felhajtóerő-tényező mérések szolgáltatják a leginkább reprezentatív aerodinamikai mennyiségeket, bár az áramkép részleteire nem adnak információt. Egyedülálló forgó kerekre ható erőket a mozgó felületek kölcsönhatása miatt igen bonyolult módon lehetne pontosan megmérni, ezért ezeket a vonatkozó publikációk szerzői mind a statikus nyomás felületi integrálása útján határozták meg. Álló kerék esetén a mért ellenállástényező $C_D=0,76\pm 15\%$, a felhajtóerő-tényező pedig $C_L=0,77\pm 15\%$ intervallumba estek a [16], [44] irodalmakban publikált mérésekben azonos geometriájú kerek esetén. Forgó kerék esetén az ellenállástényezőre $C_D=0,58\pm 15\%$, a felhajtóerő-tényezőre $C_L=0,44\pm 15\%$ adódott. Megfigyelhető, hogy a kerék forgásának következtében mind az ellenállástényező, mind a felhajtóerő-tényező jelentősen,

rendre 23%-al és 43%-al csökkent. Mindez megítélésünk szerint az áramlás szerkezetének átalakulására utal.

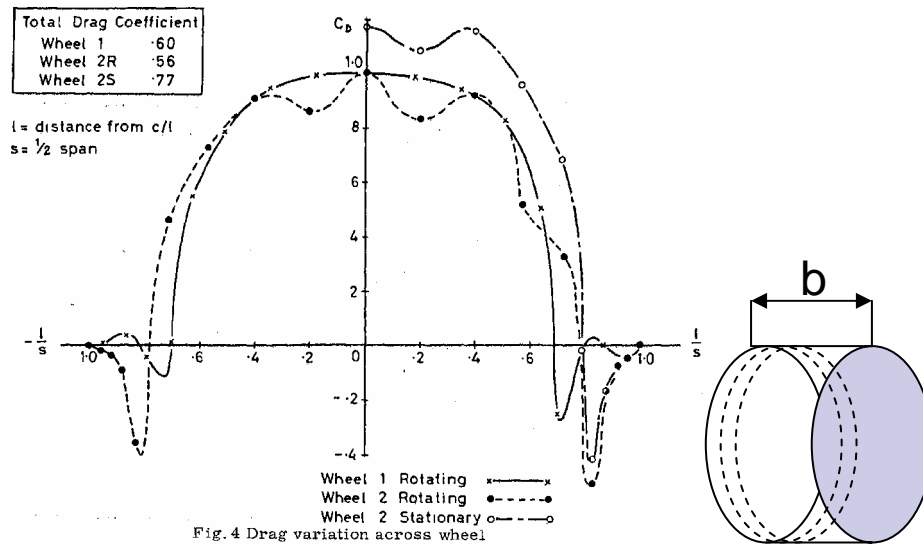
2.1.6 Kerék körüli áramlás numerikus szimulációja

A zavartalan áramlásban útfelületen gördülő kerék körüli áramkép részletesebb meghatározására a számítástechnika gyors fejlődésének következményeként alkalmazhatóvá vált numerikus szimuláció útján nyílt lehetőség. Az első, kerékre vonatkozó numerikus szimulációkat az Euler egyenlet megoldásával kísérelték meg és a numerikus diffúzióra [18] bízta a viszkozitás hatását [73]. Ezek a számítások nem adtak értékelhető eredményt, ezért itt csak említést teszünk róluk. A viszkozitás hatását is figyelembe vevő numerikus szimulációt Axon és szerzőtársai [3], valamint Skea és szerzőtársai [77] végeztek először. Axon és szerzőtársai [3] célja főként az áramkép leírása és annak Fackrell [16] korábbi mérésével való összehasonlítása volt. A jelen értekezéshez hasonlóan ők is FLUENT szoftvert használtak. Igen jó egyezést kaptak Fackrell [16] mérési eredményeivel, kivéve a kerék tetején lévő régiót, melyben az ő számításaik során is nagy depresszió jelentkezett, akárcsak Skea [78] méréseiben (lásd. 2. ábra $260^\circ < \varphi < 315^\circ$ között). Axon és szerzőtársai [3] azt tapasztalták, hogy a kerékprofil geometriájának igen kis hatása van a középsíkban kialakuló áramképre.

Ugyanabban az évben (1998) Skea és szerzőtársai [77] egy éles profilú, Fackrell [16] által alkalmazottal azonos oldalviszonyú (szélesség/átmérő viszonyú) kerékre végeztek numerikus szimulációt. Céljuk a numerikus paraméterek hatásának vizsgálata volt a kerék középmezőjének területén kialakuló nyomástényező eloszlására. Örvényviszkózitás turbulencia modelleket alkalmaztak, három különböző felbontású hálót, különböző rendű differencia sémákat, valamint különböző falkezelési megoldásokat. A hálósűrűség csak a nagyon durva felbontás esetén okozott nagyobb eltéréseket főként a kerék tetején a 2. ábrán látható, már említett 260° és 315° közötti tartományban. A séma rendje is csak a kerék tetején lévő régióban uralkodó depresszió nagyságát, illetve kiterjedését befolyásolta. Az egyik jelentős változást a határréteg modellezésének módja okozta. A falközeli áramlás helyes meghatározásához a logaritmikus faltörvényt, valamint többféle, alacsony Reynolds számú tartományokban is jól működő turbulencia modellt alkalmaztak. Eredményként azt kapták, hogy a logaritmikus faltörvény alkalmazásával lehetett a Fackrell [16] által mért nyomáseloszlást a 260° és 315° között legjobban megközelíteni. Számítási eredményeinkből és a turbulencia modellezés elméleti elemzéséből megállapítottuk, hogy a közelítés jó működése azzal magyarázható, hogy a logaritmikus faltörvény tartalmazza a turbulens ingadozások anizotrópiájának hatását. A kerék homloklapfelületén a határréteg igen vékony ($\sim 0,002d$, ahol d [m] a kerék átmérője), ezért a kerék görbülete jó közelítéssel elhanyagolható. Így a síklapra levezetett eredmények fizikailag tapasztalataink szerint itt is helyesek maradnak.

Időfüggő RANS (URANS) számítást végzett Basara és szerzőtársai [5] zavartalan áramlásban útfelületen gördülő kerék esetére. A számítást egy relatíve ritka numerikus hálón végezték el, amely még nem adott lehetőséget Nagy Örvény Szimulációra (LES). Eredményeiket megfelelő ideig integrálva meghatározták a nyomáseloszlást a kerék középmezőjének területén, amely teljesen egybeesett Fackrell [16] eredményeivel. A kulcskérdés a kerék felső részén a határréteg leválása. Fackrell [16] és Basara [5] vizsgálatai eredményeként a határréteg jóval előbbi leválását állapították meg, mint Skea [78], valamint Mears [44] méréseik, és az összes többi numerikus

szimulációt végző szerző számításai alapján. A mérések elvégzői az eltéréseket mind a kerék profiljában való eltéréseknek tulajdonították.



6. ábra. A kerék tengelyének irányában kialakuló, az ábra jobb oldalán látható szaggatott vonallal elhatárolt sávokra számolt ellenállástényező eloszlása különböző profilú kerekek esetére [16]. Wheel 1: lekerekített profil, Wheel 2: éles profil

Fackrell [16] kerekek áramlástanai vizsgálatokor a palástfelületet (futófelületet) a kerék tengelye irányában a 6. ábra jobb oldalán látható illusztráción szereplő szaggatott vonallal jelzett, elhatárolt sávokra osztotta fel. Az ezeken a sávokon integrált nyomásmegoszlásból ellenállástényezőket számolt. Az így kapott sávokra vonatkozó ellenállástényezők kerék-tengely mentén történő alakulását a továbbiakban *ellenállástényező eloszlás*nak fogjuk nevezni. Publikációjában a kevésbé lekerekített profilú kerekek esetén hullámosságot fedezett fel az ellenállástényező átlagos tengelyirányú eloszlásában, de a magyarázatot ennek eredetére a jövő kutatóira bízta.

Összefoglalva megállapítható, hogy az egyedülálló kerék körüli áramlás leírására irányuló kutatások eredményeként ismeretessé váltak a forgó kerék felületén kialakuló nyomáseloszlás, a kerékre ható felhajtóerő és ellenállás, a kerék nyomában kialakuló áramkép főbb részletei. A szakirodalomban találhatóak mérési eredmények a kerék szélességének, valamint a Reynolds számnak az áramlás jellemzőire (elsősorban a nyomáseloszlásra) való hatásának elemzésére vonatkozóan. Ellenállás és felhajtóerő-tényezők, valamint a kerék mögötti leválási buborékban kialakuló össznyomás eloszlások ismeretesek a felületi érdesség, valamint a kerék forgási állapota függvényében.

Hiányos információ áll azonban rendelkezésre a kerék felületének közelében kialakuló áramlási viszonyokról, az ott jellemző áramkép szerkezetéről, valamint a kerék profil alakjának az áramképre gyakorolt hatásáról. A Fackrell [16] által említett „különleges” sajátosságú tengelyirányú ellenállástényező eloszlások kialakulásának okát is homály fedi. Ezért mindezeket ezen értekezésben részletesen elemezzük és a szakirodalom által közölt tényekkel is alátámasztott magyarázatot adunk.

2.2 A kerékházban forgó kerék körüli áramlás

2.2.1 Vizsgálat mérés útján

Kerékházban forgó kerék esetére az első jelentős eredményt Cogotti [11] mérései jelentették, aki paraméter vizsgálatot hajtott végre a kerékház méreteire vonatkozóan, amely során meghatározta az ellenállás erő és a felhajtóerő geometriától való függését. Méréseit álló talaj és forgó kerék mellett végezte egy áramvonalas járműmodellen, amelyen csak egy pár kerék volt adott kerékház esetén. A kerékház átmérőjét és mélységét változtatva határozta meg az ellenállást és a felhajtóerőt.

A geometriai paraméter vizsgálatot később Fabijanac [15] megismételte egy teljesen más alakú járműmodellen, amely csak abban egyezett Cogotti [11] járműmodelljével, hogy szintén csak egy pár kerék volt rajta és a homlokfelületről a közeg határréteg leválás nélkül jutott a kerékházhoz. A trendek és a légellenállás, valamint a felhajtóerő változások értékei nagyon hasonlóak voltak Cogotti [11] mérési eredményeihez.

Axon és szerzőtársai [4] a 10. ábrán látható modellen végeztek mérést, amely egy kerékből és körülötte egy áramvonalas hozzávezetést biztosító burkolatból állt. A mérési eredményeiket a számításaik validálásához használták. Többek között az ő eredményeiket is felhasználjuk a saját számításaink érvényesítésére. Ők is erőmérést végeztek, valamint nyomáseloszlásokat határoztak meg a kerékházban.

Skea és szerzőtársai [78] mindkét végén nyitott kerékházat vizsgáltak méréseik során, amely nem képez a járművek kerékházához hasonló, egyik oldalról zárt térfogatot. Méréseik során nyomásmegoszlásokat határoztak meg a kerék és a kerékház felületén.

Járművekre vonatkozóan csak erőmérési adatok állnak rendelkezésre. Merker és Berneburg [47] egy Opel Calibra személygépkocsin végeztek szélcsatorna méréseket álló és forgó kerekekkel ellátott, illetve kerekek nélküli kerékházakkal, valamint kerekek és kerékházak nélkül. Ugyanezeket a méréseket végezték el Wickern és Zwicker [85] egy Volkswagen Golf típusú gépjárművel azzal a különbséggel, hogy ők csak álló kerekek mellett tudtak mérni, valamint kerekek jelenlétében a kerékházaknak csak az oldalát takarták le, az alsó nyílást nem zárták be. Mindkét mérés sorozat azonos tendenciát tükröz. A járműre ható ellenállás 30-40%-kal növekszik meg a kerékházak megnyitásával és a kerekek hozzáadásával. Wickern és Zwicker [85] méréseiből mindazonáltal kiderül, hogy a hátsó kerekek kerékházakból történő eltávolításával az ellenállás az előbb említett 30-40%-os növekedés helyett csak 10%-ot növekszik. Mindez arra utal, hogy a hátsó kerekek jelentősége aerodinamikai ellenállás erő szempontjából sokkal nagyobb, mint az első kerekéké. Munkájukban a felhajtóerőre nem találunk utalást. Ugyanerre az eredményre jutottak Elofsson és szerzőtársai [14], akik mozgó talaj mellett Volvo típusú gépkocsira végeztek Wickern és Zwicker [85] méréséhez nagyon hasonló vizsgálatot. Elofsson és szerzőtársai [14] mozgó talajon, forgó kerekekkel is tudtak mérni, így a Merker és Berneburg [47] által közölt eredményekkel összehasonlítható eredmények állnak rendelkezésünkre. Az utóbbi két szerzőcsoport azonos eredményre jutott annak tekintetében, hogy amennyiben a kerekek forognak, úgy mind az ellenállás, mind pedig a felhajtóerő csökken az álló kerekeknél mértekhez képest. Elofsson és

szerzőtársai [14] méréseiből azonban az is kiderül, hogy az álló talaj, de kisméretű, tömített görgőkön forgó kerekek esetén is csökken az ellenállás és a felhajtóerő, mégpedig hasonló mértékben, mint a talaj mozgásakor. A talaj mozgása, vagy megállítása egy nagyságrenddel kisebb változást okozott a légellenállásban és a felhajtóerőben, mint a kerekek forgása, vagy megállítása. A változások tehát egyértelműen a kerékházakban, illetve a jármű mögötti nyomban történhetnek a kerékházak és kerekek hatására.

2.2.2 Kerékházban forgó kerék körüli áramlás numerikus vizsgálata

Kerékházban forgó kerekek körüli áramlás numerikus szimulációjára nagyon kevés publikált eredmény van. Axon és szerzőtársai [4], valamint Skea és szerzőtársai [78] végeztek numerikus szimulációt a modelljükre. Mindkét publikáció a kerék középmetaszetében, illetve a kerékház néhány pontjában közöl statikus nyomás értékeket mérésből és számításból. A mérési és számítási eredményeiket összehasonlítják és a numerikus szimuláció pontosságára vonatkozó megállapításokat tesznek, azonban a kerékházban kialakuló áramkép elemzésére nem térnek ki.

Autógyárak reklámanyagai gyakran közölnek teljes autó körüli áramlás numerikus szimulációjáról ábrákat [91], [92], [93], de ezek eredményeit rendszerint nem publikálják tudományos célra használható formában. A vonatkozó szakirodalomban publikáló valamennyi szerző [4], [11], [14], [15], [47], [85] geometriafüggetlen minősítette az áramlást, és ezért nem próbálkoztak azzal, hogy a járművek kerékházában általánosítható áramlási struktúrát keressenek.

2.3 Instacionárius áramlások vizsgálata

Az áramlás jellemzésére alapvetően két lehetőségünk van a kiindulási adatok, illetve az eredmények jellegétől függően. Az áramlás a kerék körül, illetve a kerékházban instacionárius, azaz ha a jelenséget mérésrel vizsgáljuk, akkor a mintavétel instacionárius adatok halmaza, amely adatok mind egy-egy adott időpillanatban jellemezték a sebességteret egy pontban, vagy síkban. Ugyanakkor, statisztikailag stacionáriusnak is kezelhető az áramlás, mivel a pillanatnyi értékekből számolt átlagértékek jó közelítéssel időben változatlanoknak tekinthetők. Ekkor azonban az áramlási jellemzők időbeli részleteit elvesztjük.

Az átlagsebesség tér és az attól való eltérés eloszlása általában jó támpontot ad a mérnöki tervezéshez, ezért ezek napjainkban az áramlástan elemzések fontos eszközeinek tekinthetők. Ez az elemzési módszer azonban nem szolgáltat elegendő és helyes információt például olyan esetben, mint a hosszú körhenger mögött kialakuló Kármán örvénysor. Itt ugyanis az időben egymás után következő pillanatnyi áramképek átlagolása során elvesztjük a henger felületéről történő periodikus határréteg leválás jelenségének részleteit és azt kapjuk, hogy nem hat a hengerre az áramlásra merőleges irányú erő. Ilyen és hasonló esetekben, ahol nagy méretű és elmozduló áramlási struktúrákkal (örvényekkel) kell számolnunk, a jelenség megértéséhez és a helyes műszaki döntések meghozatalához szükséges az áramlás időbeli részleteinek ismerete.

Amennyiben akár számításból akár mérésből rendelkezésünkre állnak pillanatnyi áramképeket tartalmazó adatok, sok információt elveszthetünk, ha kizárólag csak statisztikai átlagokat számolunk és „elmoszuk” az áramlásban valóságosan előforduló struktúrákat. Ez elsősorban

olyan esetekben következhet be, ahol a határréteg leválásakor olyan örvények keletkeznek, amelyek térben elmozdulnak, elúsznak. Ezen áramlási struktúrák vezetnek a statisztikai átlagolás eredményeként látható áramképhez, valamint turbulencia intenzitás eloszláshoz.

Megítélésünk szerint a pillanatnyi áramképekben valós fizikai folyamatok rejlenek, melyeknek megismerése sok esetben szükséges az áramlás megértéséhez. Az instacionárius jelenségek számítás, vagy mérés során kapott több milliónyi számértéke jóval több információt tartalmaz, mint amennyi egyszerű átlagolásból nyerhető. Mindehhez meg kell fogalmaznunk, hogy mit keresünk, és amit keresünk, azt hogyan határozhatjuk meg az áramképekből. Az átlagáramkép kialakulásának okát megértve lehetőségünk nyílik hatékonyabb tervezési beavatkozások elvégzéséhez, jobb hatásfokú berendezések alkotásához.

2.3.1 A „klasszikus” elemzés, statisztikai stacionáriuság

Általában az instacionárius áramlásokat egy ú.n. statisztikai átlag létezésének feltételezése mellett elemzik és az átlag körüli ingadozások mértékéből következtetnek az áramlás instacionáriuságára. A statisztikai áramlástan elemzést sok szakkönyv tárgyalja, pl. [60], [25], [83], [43], [6]. A hivatkozott szakkönyvek erre vonatkozó alapvető koncepcióját összefoglaló jelleggel felvázoljuk.

A klasszikus értelemben vett átlagot a (2.1) összefüggés fejezi ki.

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{X} \sum_{i=1}^X \mathbf{u}(\mathbf{r}, t, i), \quad (2.1)$$

ahol X a mérésből, vagy számításból rendelkezésre álló pillanatnyi áramképek száma, $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ [m/s] a statisztikai értelemben vett átlagsebességtér, $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t, i)$ [m/s] pillanatnyi sebességtér, t [s] időt jelent, i index jelöli pl. a mérési alkalom (a felvett idősor) sorszámát. A statisztikai átlag lehet időfüggő és ezt használja ki a későbbiekben említésre kerülő URANS (Időfüggő Reynolds-átlagolt Navier-Stokes egyenletek) megoldásán alapuló numerikus eljárás. Vizsgálatainkhoz az egyszerűsítés érdekében feltételezzük, hogy az áramlás *statisztikai értelemben stacionárius*, vagyis a statisztikai átlag *időtől független*. Ekkor *ergodicitás* feltételezése mellett a statisztikai átlagot „helyettesíthetjük” az időátlaggal:

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}) = \frac{1}{T - t_0} \int_{t=t_0}^T \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) dt \quad (2.2)$$

Ergodikusnak nevezünk egy jelenséget [60], ha $i \rightarrow \infty$ és $(T - t_0) \rightarrow \infty$ esetén a (2.1) időtől független változata és a (2.2) összefüggések által adott $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ átlagértékek egymással azonosak. Az átlagérték körüli *szórás*, vagy *variancia* [60]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{X-1} \sum_{i=1}^X (\mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i) - \mathbf{U}(\mathbf{r}))^2}, \quad (2.3)$$

vagy, az áramlástanban sokkal elterjedtebben használt *RMS* (Root-Mean-Square):

$$U_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{X} \sum_{i=1}^X (\mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i) - \mathbf{U}(\mathbf{r}))^2} \quad (2.4)$$

Látható, hogy elegendően nagy X esetén a (2.3) és (2.4) összefüggések közel azonos értéket adnak. Az U_{RMS} $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ abszolút értékével dimenziótlánított formáját, és annak speciálisan vett átlagát ($1/\sqrt{3}$ -szorosát) turbulencia intenzitásnak nevezzük (Γ_u) és ezt a mennyiséget vesszük alapul a sebességingadozások jelzőszámaként. A klasszikus áramlástan nézőpont szerint az időbeli átlagtól eltérő, véletlenszerű sebességingadozásokkal jellemezhető áramlásokat nevezzük turbulens áramlásoknak.

A (2.2) összefüggésből az összes előforduló sebesség átlagát kapjuk, amelyről belátható, hogy értéke és iránya az adott pontban lévő sebességet legjobban jellemző érték és irány. Az *RMS*, vagy a turbulencia intenzitás érték egy pontban pedig azt fejezi ki, hogy e pontban a pillanatnyi sebességvektorok átlagosan mennyire térnek el e leginkább jellemző átlagértéktől. Ugyanezen fogalmak elmondhatók a nyomásokról és azok ingadozásairól is.

Sok esetben az időbeni átlag és a turbulencia intenzitás ismerete elegendő az áramlás bizonyos szintű megértéséhez, és a műszaki döntések meghozatalához, ezen információk alapján már lehetséges a tervezés, vagy fejlesztés.

2.3.2 Koherens struktúra koncepció

A turbulencia jelenségének kutatásában már évtizedek óta jelen van a tisztán statisztikai és sztochasztikus szemléletmóddal némiképp ellentétes, a turbulenciát determinisztikus, mozgásokkal jellemzett jelenségként kezelő szemléletmód (lásd. pl. [30]). A koncepció a valós áramlásban kialakuló örvények mozgásának, méretének, egymással való kölcsönhatásának és egyéb tulajdonságainak vizsgálatán alapszik. Örvénynek nevezzük azokat az áramlási struktúrákat, amelyek a középpontjukkal együtt mozgó koordináta rendszerben önmagába záródó, kör alakú áramvonalakkal jellemezhetők [23], [39], [32], [22].

Az örvények az áramló közeggel elmozdulnak és az áramlási tér egy adott pontján áthaladva ott sebességingadozást okoznak, amit turbulens sebességingadozásnak nevezünk. Bizonyos feltételek esetén (nagy Reynolds szám) az így keletkezett örvények instabillá válnak és deformálódásuk (megnyúlásuk, hullámosodásuk) miatt több, kisebb méretű örvényre bomlanak [33]. A nagyméretű örvények kinetikai energiája megoszlik a deformálódás során létrejött kisebb örvénycsomagok között. A nagyobb örvények szétbomlása útján keletkező egyre kisebb és kisebb örvényeken áthaladva a sebességgradiensek egyre nagyobbak, így a viszkózus disszipáció mértéke egyre növekszik, míg egy bizonyos méret alatt az örvények kinetikai energiája disszipáció révén hővé alakul [60], [43]. Az előbb vázlatosan ismertetett folyamatot turbulens kinetikai energia kaszkádnak hívjuk, melynek részleteit a Kolmogorov hipotézis tárgyalja [25], [83], [60], [43]. A nagy kinetikai energiájú örvények általában hosszabb ideig vannak jelen az áramlásban, mint a disszipációval jellemzett kis méretű örvények, ezért ezeket *koherensnek* tekinthetjük. Ezek a koherens örvények az áramlási terek fontos részeit alkotják. A szakirodalom [31] azonban az

áramlások jellemzőinek teljes körű vizsgálata érdekében nem korlátozza le az áramlásban helyet foglaló jellemzőket kizárólag örvényekre, hanem az általános *koherens struktúra* fogalmat használja.

A koherens struktúrákra vonatkozó jelenleg elfogadott definíció [31] alapján a következő: *egy áramlási térben koherens struktúra mindazon képződmény, amely a legkisebb (tovább nem bomló, disszipáció révén megszűnő) méretű képződmények élettartamánál jelentősen hosszabb időn át korrelál önmagával.*

Az általános definíció ellenére azonban általában örvényeket értünk koherens struktúrákon [30], [31], [32].

A nagy méretű és nagy kinetikai energiájú örvények, amelyek az áramlási térre, környezetükre nagy hatással vannak, koherens struktúrának tekinthetők, hiszen élettartamuk a disszipatív skálákat képviselő apró örvények élettartamához képest nagyságrendekkel nagyobb. A továbbiakban azon örvényekre, amelyek környezetükre jelentős hatással vannak, a „*dinamikailag aktív*” jelzőt fogjuk alkalmazni. Az örvényesség áramlásban lejátszódó konvektív szállítását a koherens struktúrák határozzák meg, míg a nem koherens, kis méretű örvények által okozott konvekciót diffúzióknak nevezzük. Dinamikai aktivitás szerint történő osztályozást mutatnak be [17] szerzői.

A turbulens, leválásos áramlások vizsgálatában az áramlás jellege szabja meg a szemléletmódot: homogén és izotróp turbulencia esetén kisebb jelentősége van a turbulens áramlás pontos szerkezete ismeretének, viszont például a határréteg leválás következményeként keletkezett örvények által dominált áramlások vizsgálatánál különbséget teszünk a jelentős dinamikai aktivitást is kifejtő, koherens struktúráknak tekinthető nagyobb örvények és az apró ingadozásokat okozó, főként tehetetlenül sodródó örvények között, és törekedni kell az előzők minél pontosabb leírására, jellemzőik, hatásaik megismerésére.

2.3.3 Koherens struktúrák meghatározási módjai

A koherens struktúra koncepció használatának alapja a koherens örvények elkülönítése a számítási, illetve mérési eredmények halmazából. Kézenfekvő lépés az örvények sebességvektorok segítségével történő érzékelése, melynek alapja az örvény klasszikus definíciója, miszerint az örvényt alkotó áramvonalak az örvény középpontjával együtt mozgó koordináta rendszerben körbe záródnak. Ennek alkalmazhatóságát, hibáit elemzi Jeong és Hussain [32]. Ennek az eljárásnak az alkalmazása igen nehézkes, mivel sok örvény esetén a középpontjukkal együtt mozgó koordináta rendszerek megállapítása összetett és sok esetben nem kivitelezhető feladat.

Az örvényekre jellemző örvényesség vektor ($\mathbf{rot}(\mathbf{v})$) a sebességderiváltak segítségével számítható és segítségével örvények különíthetők el az áramlási térben. Az örvényesség azonban nemcsak örvényekben, hanem nyírórétegekben, valamint határrétegekben is nagy, ahol örvények még nem alakultak ki, de nagy a deformációsebesség. A koherens örvények meghatározásához azonban még a kis deformációsebességgel jellemzett tartományokon is akadályt jelent a turbulens áramlásokban jellemző sokféle különböző méretű örvény által okozott, kis amplitúdójú, véletlenszerűnek tűnő ingadozásokkal jellemezhető térbeli eloszlású örvényesség, amelyet Green [22] háttérörvényességnek nevez.

Az örvények nyírórtegektől, illetve határtegektől való elkülönítésére Hussain [31] tett javaslatot az általában Q -val jelölt mennyiség bevezetésével, amely a következőképpen definiálható:

$$Q = \frac{1}{2} \left(\|\mathbf{A}_\Omega\|^2 - \|\mathbf{A}_S\|^2 \right) = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} + 2 \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} + 2 \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \right] \quad (2.5)$$

$$\|\mathbf{A}_\Omega\|^2 = sp(\mathbf{A}_\Omega \mathbf{A}_\Omega^T), \quad (2.6)$$

ahol \mathbf{A}_Ω az örvényesség tenzor (amelynek ij -edik eleme $A_{\Omega,ij} = 1/2 \cdot (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i)$), a sebességderivált tenzor antiszimmetrikus része, \mathbf{A}_S deformációsebesség tenzor (amelynek ij -edik eleme $A_{S,ij} = 1/2 \cdot (\partial u_j / \partial x_i + \partial u_i / \partial x_j)$), a sebességderivált tenzor szimmetrikus része. A Q a sebességderivált tenzor második skalárinvariánsaként állítható elő. A Q mennyiség kiküszöböli a sebességtér örvényességén alapuló örvénymegjelenítés hibáit [32], így például nem érzékel örvényt a nyírórtegekben, ahol a rotáció értéke nagy, de még nem alakulnak ki a dinamikai szempontból jelentős örvények, vagy a falak menti határtegekben, amelyekben az örvényesség szintén nagy. A Q – val Jeong és Hussain [32] egy olyan jelző mennyiséget vezettek be, amely az örvényesség és a deformáció különbségét képezi, amely számára a nyírórtegek „láthatatlanná” válnak, és csak a forgó közegcsomagok jelennek meg.

A Q mennyiség más megfontolásból is előállítható [32]: dinamikailag aktív örvények magján keresztülhaladva a statikus nyomás határozott minimummal rendelkezik, hiszen a közegrészek közelítőleg kör alakú, vagy spirális pályán haladnak az örvényszál körül, amihez az örvénymag/örvényszál felé csökkenő statikus nyomás szükséges. Belátható, hogy a Navier-Stokes egyenletet a nyomásgradiensre kifejezve, majd még egyszer térben deriválva a Δp (ahol Δ a Laplace operátor) és a Q mennyiség között fennáll a (2.7) összefüggés.

$$Q = -\frac{\Delta p}{2\rho} \quad (2.7)$$

Bár ez a Q mennyiség sok esetben zajos eredményt ad, elősegíti az áramkép megértését.

Később Jeong és Hussain [32] hiányosságokat találtak a Q mennyiség alkalmazásában, ezért egy új mennyiséget definiáltak, amelyet λ_2 jelzéssel láttak el. A λ_2 örvényjellemző az örvénytenzor négyzetösszegeként kapott tenzor második sajátértéke és képzése kétdimenzióban a (2.8) összefüggéssel írható le [32], ahol például az örvényesség tenzor négyzete (a deformációsebesség tenzor négyzetének elemeihez hasonlóan) az $A_{\Omega,ij}^2 = \sum_{k=1}^3 A_{\Omega,ik} A_{\Omega,kj}$ összefüggéssel képezhető. A λ_2 mennyiség képzése háromdimenzióban igen komplikált feladat, viszont kétdimenziós áramlásban a következő egyszerű összefüggéssel definiálható:

$$\lambda_2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.8)$$

A λ_2 levezetése a statikus nyomás minimumának keresésével függ össze, információtartalma a (2.5) összefüggésben tárgyalt Q mennyiség információtartalmával a tapasztalatok szerint azonos. Az elmélet szerint [32] a statikus nyomásnak ott van minimuma, ahol az $A_s^2 + A_\Omega^2$ tenzornak legalább két negatív valós részű sajátértéke van. Mivel az első sajátérték abszolút értéke a legnagyobb, valamint $\lambda_3 < \lambda_2 < \lambda_1$, ezért a $\lambda_2 < 0$ feltétel elegendő a két negatív sajátérték létezéséhez [32]. A gyakorlatban tehát a λ_2 negatív értékeinél nagy valószínűséggel örvényt detektálunk. Testek felületén, falak mentén mind a Q , mind pedig a λ_2 értéke definíció szerűen zérus [32].

Az előbbieken tárgyalt eljárások az örvények felderítésére, azonosítására szolgálnak a pillanatnyi áramképekben. A mérésekből, vagy számításokból származó, sok pillanatnyi áramképet tartalmazó adathalmazok jellemzésére lehetőségünk van az előbbi mennyiségek segítségével megjelenített örvények mozgóképre vitelére, amely segítségével szemléltethetjük az egyes örvények kialakulásának módját, életútját, majd megszűnését [33], [41], [50]. Ezek a mozgó képek azonban szubjektívvé teszik az elemzést, ezért szükséges a statisztikai eszközök használata. Ilyen például a koherens struktúrák jellemző méreteinek és haladási útvonalainak meghatározására alkalmas feltételes átlagolás [42], amelynek során csak azon áramképeket vesszük figyelembe a statisztikai átlag kiszámítása során, amelyeken léteznek egy előre meghatározott Q feletti értékkel jellemzett örvények.

A koherens struktúrák érzékelésének egyik leginkább kifinomult módszere a *wavelet transzformáció* [74], [81], [17]. Az eljárás alapja az áramlási tartomány valamely jellemzőjének konvolúciója egy véges kiterjedésű próbafüggvénnyel, amelyet *wavelet függvénynek* nevezünk. A próbafüggvény, a wavelet függvény alakját úgy választják meg, hogy az közelítőleg a vizsgált jellemző örvényen belüli eloszlásával egyezzen meg. A konvolúció során, ha a wavelet függvény éppen egy örvényt fed be, rezonancia történik és a konvolúciós integrál értéke maximumot vesz fel. A rezonanciák helyét és a hozzájuk tartozó wavelet függvény adatait, amelyek az örvény tulajdonságait tartalmazzák, adatbázisban tárolják a későbbi statisztikai elemzéshez.

A valós áramlásokban sokféle méretű örvény fordul elő, amelyek csak az azoknak megfelelő méretű wavelet függvényekkel való konvolúció esetén vezetnek rezonanciához. Ezért a wavelet transzformációhoz egy különböző méretekkkel jellemzett próbafüggvény családot kell létrehozni, amelyet a szakirodalom *wavelet family*-nek nevez [17], [74]. A függvénycsalád létrehozása szubjektív ugyan, de az örvények mérettartománya fizikai megfontolások alapján jó közelítéssel becsülhető.

A wavelet analízis eredményeként különböző méretű örvényeknek az áramlási térben való előfordulási gyakoriságát kaphatják meg, így megismerhető, hogy mely tartományokban milyen méretű örvények előfordulása jellemző.

Alternatív módszer az ezen értekezésben tárgyalt POD (Proper Orthogonal Decomposition) eljárás. Ez a módszer a Fourier transzformációhoz hasonlóan sorba fejt egy idősort, amelynek elemei különböző időpillanatokhoz tartozó áramképek. A POD eljárás különlegessége az, hogy az

által alkalmazott bázis (a Fourier sorfejtésnél ismert szinusz és koszinusz függvényektől eltérően) az áramképekből kerül származtatásra. A POD sor elemei a módusok, amelyek az időtől már független, koherens struktúrákat tartalmaznak. Ezt a módszert először Lumley és szerzőtársai [8] alkalmazták turbulens határréteg jellemzőinek részletesebb elemzésére. A POD sorfejtés tulajdonsága, hogy az információtartalmat maximalizálja a módusok képzésekor (lásd. később a 7. fejezetben). Ezért a POD módusok a leginkább alkalmasak az áramlás mechanikai értelemben vett dinamikai rendszerként történő modellezésére. Ennek az eljárásnak a szakirodalmi elnevezése ROM (Reduced Order Modeling) [12], [10], [8]. Jelenleg kiterjedt kutatások folynak a koherens struktúrák POD módszerrel történő meghatározására, amit az is mutat, hogy napjainkban is sok publikáció készül ebben a témában [12], [10], [53], [8], [76], [33], [41], [50], [51], [21], [9], [37], [19], [72]. A POD alkalmazási lehetőségeinek bővítéséhez az értekezésben összefoglalt kutatások is hozzá kívánnak járulni.

3. Vizsgálati lehetőségek, az egyedülálló, illetve kerékházban forgó kerék körüli áramlás elemzésére

Az egyedülálló kerék, valamint a kerékházban forgó kerék körül kialakuló áramlás szerkezetének elemzéséhez, jellemzéséhez meghatározandó az áramkép: a sebességvektorok, valamint a nyomáseloszlás az áramlási tér minden pontjában. A szakirodalom áttekintése során megállapíthatjuk, hogy a publikációk szerzői a kerék körüli-, illetve a kerékházban kialakuló áramlás sajátosságainak meghatározását mérés és numerikus szimuláció útján végezték.

Áramlástan probléma elemzésének három alapvető lehetősége van: a leíró differenciálegyenletek analitikus megoldása, a mérés és az áramlás numerikus szimulációja. Leválásos, illetve turbulens áramlások elemzésére az analitikus módszerek nem alkalmasak, ezért csak a mérés, illetve a numerikus szimuláció kerülhet szóba. A feladat igen összetett, hiszen a vizsgált áramlás tartalmaz leválásmentes, kis turbulencia intenzitású áramlással jellemezhető, valamint leválásos, örvények által kitöltött tartományokat, amelynek szerkezete időben átlagosan állandónak tekinthető.

3.1 Áramlási jellemzők kísérleti vizsgálata

Gépjárművekre, vagy azok modelljeire ható erők meghatározásához a szakirodalomban fellelhető publikációk szerzői mérleggel történő erő- és nyomatékmérést, a felületeken fellépő terhelések megismerése érdekében statikus nyomás eloszlás mérést, a járművek, kerekek mögött kialakuló áramlási nyom szerkezetének vizsgálatára össznyomás eloszlás mérést végeztek. A járműre ható erők tekintetében a mérleggel történő erő és nyomatékmérések a legpontosabbak, de a mért mennyiségek nem adnak magyarázatot például az ellenállás és a felhajtóerő kialakulásának okára.

A felületeken uralkodó áramlási viszonyokról a statikus nyomásmérés és a test felületéhez közeli áramlás olajfilm segítségével történő szemléltetése ad információt, de az áramlási térben lévő áramkép struktúrákról nem nyújt ismeretet. Az erő, illetve a statikus nyomás méréssel tapasztalt erő-, illetve nyomásingadozásból örvénysor leválására következtethetünk.

A felületen történő mérések, mint a statikus nyomás mérése, vagy az olajfilm segítségével történő áramlásszemléltetés, megbízhatók, de sokszor nem adnak kielégítő információt a térfogatban történő jelenségekről. A tér egy adott pontjában történő mérésre alkalmas eszközök, mint a hődrót [25], a Lézer-Doppler Anemométer [1], valamint az össznyomásmérés ([39], [23]) ismeretet nyújtanak az áramlás instacionárius és időátlagolt jellemzőiről, de leválási buborékokban a mérések jel/zaj viszonya kicsi, ezért esetünkben korlátozottan használhatók tudományos következtetések levonására. Instacionárius áramlás elemzésekor fontos az áramlási jellemzők egyidejű, térbeli eloszlásának ismerete is, amely az előbbi mérési módszerek segítségével nem lehetséges. A PIV (Particle Image Velocimetry) mérés technika, megfelelően pontos és tetszőleges 2D síkban (hagyományos PIV esetén két sebességkomponens, sztereo PIV esetén 3 komponens), vagy 3D térben (holográfia) egyidejű eredményeket szolgáltat az áramlási folyamat bármely

időpillanatában. Nehézségek sokszor a fény mérőtérbe való bejuttatásával, valamint a megfigyelő kamera megfelelő elhelyezésével kapcsolatban merülnek fel.

3.2 Numerikus szimuláció, alkalmazott modell

A leválásos áramlások meghatározására alkalmasak a Navier-Stokes, a kontinuitási egyenlet, energiaegyenlet és egyéb transzportegyenletek megoldására kifejlesztett numerikus módszerek (a véges differencia, a végeelem, a véges térfogatok, valamint a spektrális módszerek). Járművek körüli áramlás esetén a Reynolds szám 10^6 nagyságrendű, az áramlás turbulens. A turbulens áramlást DNS (Direkt Numerikus Szimuláció) segítségével lehet pontosan meghatározni, azonban ennek számítási igénye nagy. Ezért a Reynolds-átlagolt Navier-Stokes (RANS) egyenleteket oldjuk meg, ha stacionárius áramlást vizsgálunk és az időfüggő Reynolds-átlagolt Navier-Stokes (URANS) egyenleteket oldjuk meg, ha az áramlás instacionárius. Ebben az esetben nem számoljuk ki a turbulens áramlásban helyet foglaló összes örvényt, hanem azoknak csak a hatását modellezzük. A turbulens áramlás instacionárius, de a Reynolds átlagolással keletkező látszólagos feszültségek figyelembevételével, jó közelítéssel stacionárius áramlásként kezelhető.

Az áramlástan vizsgálat eredményeként időben átlagolt sebességteret, áramképet, nyomás- és turbulencia intenzitás eloszlást kapunk a teljes áramlási térre, amelyek jól használhatók az áramkép megértéséhez, valamint a mérnöki tervezés további lépéseinek segédleteként.

Az értekezésben ismertetett kutatások során a FLUENT kereskedelmi szoftvert használtuk fel az áramlás numerikus szimulációjához.

A kerék körül és a kerékházban kialakuló áramkép meghatározásához a következő numerikus áramlástan modell alkalmaztuk:

A Navier-Stokes és a kontinuitási egyenleteket stacionárius áramlás feltételezése mellett oldjuk meg, ezért a turbulencia hatását modelleznünk kell. Két, a leválásos áramlások modellezésére is alkalmas turbulencia modellt használtunk fel:

1. 'realizable' $k-\epsilon$ modell [75], amely a tapasztalat szerint [71] a legpontosabb erő értékeket eredményezi [71].
2. SST $k-\omega$ turbulencia modell [46], amely az áramlás szerkezetének legjobb közelítését adja

A $k-\omega$ turbulencia modell [46] további lehetőséget nyitott leválásos áramlások szimulációjára. A két említett turbulencia modell egymástól a következőkben különbözik: zavartalan áramlásból a fal típusú peremfeltételek felé haladva $k-\epsilon$ modell esetén a megoldandó egyenletek:

Zavartalan áramlás: 'realizable' $k-\epsilon$

Falközeli réteg: Wolfstein (kis Reynolds számokon érvényes) modell [87]

Fal melletti cella: lineáris, viszkózus alapréteg profil

Az SST $k-\omega$ turbulencia modell alkalmazásával pedig:

Zavartalan áramlás: 'realizable' $k-\epsilon$

Falhoz közeledve: $k-\omega$ turbulencia modell

Falközeli réteg: Wolfstein (kis Reynolds számokon érvényes) modell [87]

Fal melletti cella: lineáris, viszkózus alapréteg profil

Mindkét modellhez tartozik egy kis Reynolds számú áramlásra kifejlesztett turbulencia modell, amellyel a falközeli rétegben kialakuló áramlási viszonyokat vehetjük figyelembe. A kerékházban kialakuló áramlás számítása esetén, a falakon a tapadási törvény és a logaritmusos faltörvény érvényességét feltételezzük, az egyedülálló kerék körüli áramlás számítására pedig egy kis Reynolds számra érvényes turbulencia modellt [87] alkalmazunk. A hálót mind az egyedülálló kerék, mind a kerékházban forgó kerék körüli áramlás számítása esetén lokálisan sűrítjük, hogy ellenőrizzük a háló hatását az eredményekre.

A számítás során a kerék körüli áramlás időátlagolt szerkezetét szimmetrikusnak tételezzük fel, ezért a számítási tartományként szükségesen elhatárolandó térfogatnak csak a felét vesszük figyelembe. Mivel csak ott adhatunk meg peremfeltételeket, ahol az áramlás jellemzőit biztosan ismerjük – azaz a kerék közelében a felületének mozgásától eltekintve nem –, ezért azoknak a keréktől megfelelő távolságban kell lenniük. A peremfeltételeknek a vizsgált testtől való minimális távolságát Axelsson és szerzőtársai [2] elemezték gépjármű körüli áramlás számítása esetére és a következőkre jutottak: a belépő felületnek minimum $5d$ távolságra kell lennie a vizsgált testtől (d a test jellemző mérete), a kilépő felület, ahol a közeg elhagyja a számítási tartományt a testtől minimum $8d$ távolságban kell legyen. A tartomány tetejét és a keréktől távoli oldalát a kerék középsíkjához hasonlóan szimmetria peremfeltételekkel tudjuk figyelembe venni, amelyek szintén torzíthatják a megoldást. Ezért a tartomány teteje és oldala minimum $3d$ távolságra kell elhelyezkedjen a testtől.

Peremfeltételként belépésénél a közeg állandó össznyomását, a kilépésénél állandó statikus nyomást adunk meg, amely következtében a kialakuló dinamikus nyomás a kívánt Reynolds számú áramlást hozza létre, és lehetőség nyílik arra, hogy a test előrehatását is figyelembe vegyük. A vizsgált tartomány szabad térre nyíló felületeit súrlódásmentes falnak tekintjük, amely minden áramlástanai változó normális irányú gradiensét nullává teszi.

A számítások eredményeinek numerikus szempontok szerinti helyességéről *verifikáció*, míg a valós fizikai jelenség modellezésének helyességéről a számítási eredmények mérésekből származó eredményekkel való összehasonlítása, *validáció* útján győződhetünk meg.

3.3 Numerikus áramlástanai modell verifikációja

A számítások verifikációja során feladatunk a numerikus eljárásokból eredő, nem fizikai természetű, de az eredményeket jelentősen befolyásoló hibák meghatározása és kiküszöbölése. A mérési eljárások esetén ismert hibaelemzéssel analóg módon numerikus szimuláció esetén is számszerűsíteniünk kell az elkövetett hibákat. Ezen hibák első kategóriájával foglalkozunk ebben a fejezetben, ugyanis az itt levont következtetések általános érvényűek lesznek mind az egyedülálló kerék körül, mind a kerékházban kialakuló áramkép meghatározása esetén.

A verifikáció a fizikai jelenségtől elvonatkoztatva azt vizsgálja, hogy a numerikus szimuláció egy partikuláris megoldása mennyire érzékeny a diszkretizálási, valamint iterációs beállításokra. A numerikus szimulációs eljárások hibáit befolyásoló tényezőket részletesen tárgyalja Roach [70], valamint Ferziger és Peric [18]. A verifikáció során előforduló hibák három forrásból származhatnak:

1. numerikus differencia, illetve interpolációs sémák (szélfelöli súlyozás, több ponton alapuló módszerek hibái)

2. numerikus háló felbontása és szerkezete
3. iterációs hiba

A kereskedelmi programokat felhasználó kutatóknak korlátozott mértékben, de van lehetősége az előbb említett három tényezőt befolyásolni. A numerikus differencia sémák tekintetében a szakirodalomnak megfelelően minimális követelmény a másodrendű szélfelőli súlyozás, az elsőrendű módszerek az elmúlt évtizedek során végzett vizsgálatok alapján pontatlannak bizonyultak. A magasabb rendű differenciasémák a megoldás oszcillációját okozhatják, amely szintén hibás eredményt ad, vagy az iteráció divergenciáját eredményezi. Az áramlási modellünk felépítésének első elemeként tehát a másodrendű szélfelőli súlyozás differencia séma alkalmazása mellett döntöttünk. A „másodrendű” kifejezés nem egészen pontos, hiszen a szélfelőli súlyozás következtében a séma rendje 1,7 értékre redukálódik. Erre az értékre Richardson extrapoláció útján jutott Roach [70], valamint Ferziger és Peric [18]. Mindez azt jelenti, hogy a deriváltak közelítésében elkövetett hiba a hálót alkotó cellák élhosszáinak 1,7-edik hatványával arányos.

Az előbbivel szorosan összefügg a numerikus háló felbontása, hiszen ez a tényező befolyásolja a deriváltak közelítési hibáját. Mivel stacionárius számításokat végeztünk, ezért az egyenletes áramlással jellemzett terekben a hálófelbontás kicsi lehetett (a cellák lehettek nagyok), ugyanis a celláról cellára számított deriváltak ezekben a tartományokban közelítőleg zérus értékűek. A testek felületén kialakuló határrétegben, valamint a leválási buborékban azonban fontos a hálófelbontás növelése, hiszen a sebesség és nyomásgradiensek ezekben a tartományokban nagyok, így a deriváltak közelítésének pontossága kis cellaméreteket tesz szükségessé.

A numerikus háló felbontásának hibájáról a felbontás változtatása útján győződhetünk meg. Roach [70] három hálófelbontást javasol, melyekben egy kiinduló durva hálóból a cellák élhosszúságának megfelelésével alakul ki a következő numerikus háló. Amennyiben a kiinduló háló téglatest alakú cellákból áll, akkor a durva háló után következő második háló celláinak száma 8-szorosa a kiindulónak, a harmadik háló pedig ugyanezen cellaszám 64 - szeresét tartalmazza. Az adott peremfeltételekkel történő számítást mindhárom hálón függetlenül elvégezve, az eredményekkel Richardson extrapolációt végrehajtva megbecsülhető a háló által okozott hiba. Ilyen mértékű cellaszám növelés a gyakorlatban a számítástechnikai kapacitás korlátossága miatt nem lehetséges, ezért a teljes tartomány finomítása helyett csak lokális hálósűrítést alkalmazunk, majd megvizsgáljuk, hogy ennek hatására mennyit változott az eredmény. A lokális hálósűrítést olyan helyeken kell elvégeznünk, ahol nagy gradiensek fordulnak elő, hiszen itt a legérzékenyebb a számítási eredmény a differenciálás hibájára.

A következő fejezetekben ismertetett számítások során a lokális finomítás módszerét alkalmazva tettük a numerikus megoldást elfogadható mértékben hálófüggetlenné. A lokális finomítások helyszíne a határréteg, valamint a leválási buborék volt. A későbbiekben ismertetett számítások esetén a lokális hálósűrítést addig végeztük, amíg az ellenállás és felhajtóerő-tényezők megváltozása az utolsót megelőző hálósűrűség esetén kapott értékekhez képest 1%-ra csökkent.

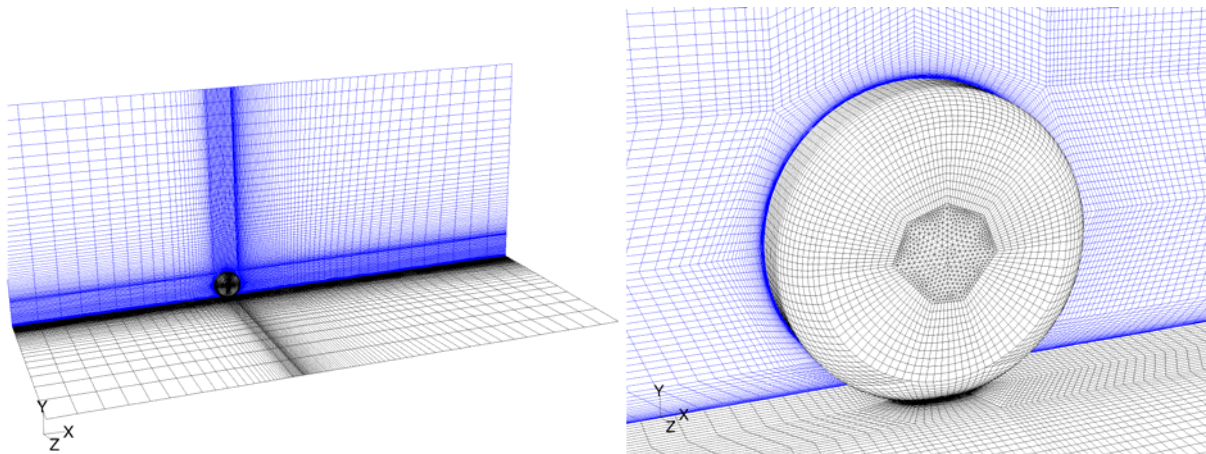
Az iterációs hibától eltekinthetünk, mivel minden számítást addig folytattunk, amíg az iterációk során a megoldandó egyenletek reziduuma, valamint a kerékre ható ellenállás és felhajtóerő változása gyakorlatilag zérusra csökkent.

Az előzőekben kizárólag a numerikus eljárásból eredő hibákat tárgyaltuk a fizikai jelenségtől függetlenül. A következő fejezetben azt vizsgáljuk, hogy a numerikusan már ismert hibákkal terhelt megoldás mennyiben tér el a modellezendő, valós fizikai folyamattól. Az egyedülálló kerék körüli, illetve a kerékházban forgó kerék körüli áramlás esete különböző, ezért mindkét esetre validálnunk kell a numerikus áramlástanai modellünket.

4. Numerikus áramlástan szoftver validációja egyedülálló, illetve kerékházban forgó kerék körüli áramlás esetére

4.1 Validáció egyedülálló forgó kerék körüli áramlás szimulációjára

A vizsgálatokban szereplő kerék átmérője 0,5m, szélessége 0,25m, a profil lekerekítési sugara 0,05m, ami megegyezik a Fackrell [16] és Mears [44] méréséhez felhasznált kerék geometriájával. Az előbb említett mérésekhez hasonlóan a számításokhoz felhasznált kerékmodell felülete is sima volt, elhanyagolva a közúti gumikon látható mintázatokat. A kerék felületét hasáb formájú cellák fedték be, amelyek lehetővé tették a határreteg megfelelő felbontását. A falak melletti első cellarétegben a dimenziótlan faltávolság, y^+ , ($y^+ = u_\tau y / \nu$, ahol $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ [m/s] a súrlódási sebesség, τ_w [Pa] a fali csúsztatófeszültség, ρ [kg/m³] az áramló közeg sűrűsége (lásd. pl. [39], [23])) értéke az első cellarétegben 1 körüli volt és a határreteg széléig 20 cella állt rendelkezésre.

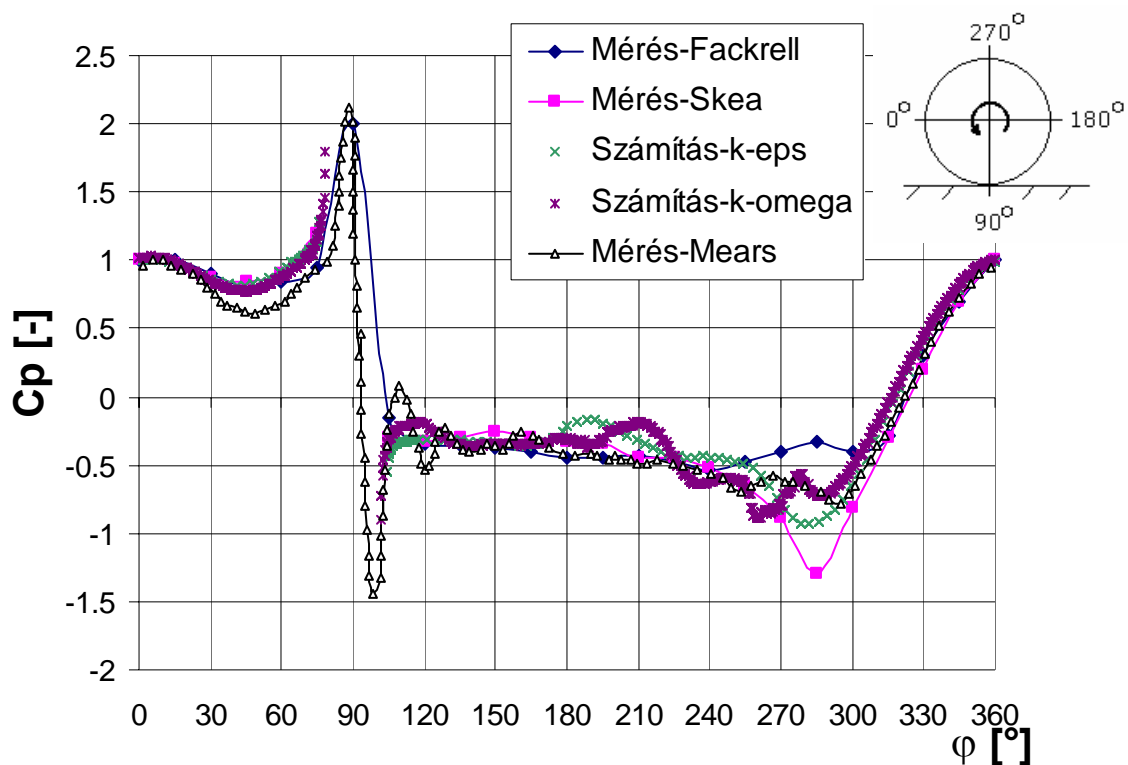


7. ábra A számítási tartomány és a kerék körüli sűrű háló szerkezete. Balra: a számítási tartomány; Jobbra: nagyítás a kerék felületére

A 7. ábra mutatja a számítási tartományt és a háló szerkezetét (968000 cella). A belépő peremfeltétel a keréktől jelen esetben $8d$ távolságra, a kilépő peremfeltétel $15d$ távolságra helyezkedett el. A tartomány teteje és oldala $10d$ távolságra került, hogy minimalizáljuk a peremfeltételek torzító hatását. A 7. ábra bal oldali képén látható, hogy a hálót jelentősen besűrítettük a kerék előtt és mögött lévő tartományokban, hogy a nyom szerkezetét is megismerhessük. A talaj mentén oldalirányban lehetőségünk volt ritkább hálót készíteni, mivel a keréktől távol a talaj együtt mozog az áramló levegővel, így ott nem kell nagy gradiensekre számítani.

A számítást kétféle turbulencia modellel ('realizable' $k-\epsilon$ és SST $k-\omega$) végeztük. A kerék középmetaszetének kerületén mért nyomáseloszlások sajátosságait már tárgyaltuk a 2.1 alfejezetben. A két különböző turbulencia modellel elvégzett számításaink eredményeként kapott nyomáseloszlás görbék jól egyeznek egymással a kerék homlokfelületén, valamint a nyom egy

részén. Eltérések tapasztalhatók a 180 és 220° közötti-, valamint a kerék tetején a 260 és 310° közötti tartományban. Ennek oka az, hogy a k- ϵ modell nem 260°-nál jósolta meg a határréteg leválását, ahogy azt a k- ω modell tette, hanem hátrébb, ezért a 180 és 220° közötti tartományban látható két, nyomásnövekedéssel jellemezhető visszafekvési pont is eltolódott egymástól. A számítási eredményeket összehasonlítva a mérésekkel, megállapítható, hogy a homlokfelületen, azaz a 90°-0°-270° szögtartományban a számítási eredmények Fackrell [16] méréseihez, 270°-180°-90° tartományban pedig Mears [44] méréseihez áll közelebb. Mears [44] mérési eredményeinek megbízhatósága a talaj közelében megkérdőjelezhető, mert feltehetőleg a mérés technikából következően, jól látható nyomásingadozás jelenik meg a nyomban a kerék felfekvési zónája mögött a 100 és 170° közötti szögtartományban.



8. ábra Nyomástényező eloszlás a kerék középmetszetének kerületén

A kerék középmetszetének kerületén kialakuló nyomáseloszlás még nem jelent teljes biztonságot a felől, hogy számításaink helyesen modellezik a fizikai valóságot, szükséges a számítási és mérési eredményeknek a kerék teljes felületén való összevetése. A teljes felületre vonatkozó nyomáseloszlásoknak csak dimenziótlantított integrálja, a felhajtóerő- és ellenállástényező hozzáférhető a szakirodalomban [16], [27], [61], [73], [77], [78], [80].

Az ellenállástényező értékére a 'realizable' k- ϵ turbulencia modell segítségével végzett számítások adták a mérésekkel legjobban egyező értékeket tetszőleges mértékű hálóbontás mellett. A mérések bizonytalansága is viszonylag nagy, hiszen a forgó kerékre ható erőket mérés esetén is a nyomás felületi integrálásából lehet meghatározni. Az ellenállástényező értéke számításaink szerint durva hálóbontás esetén 0,56-0,6 körül adódott a vizsgált kerekekre, ami a

mérés bizonytalanságán belüli eltérést jelent [16]. A számítás durva háló esetén túlbecsülte a nyomást mind a kerék előtt, mind az mögött. A háló finomításával a nyomáseloszlás a kerék középmetaszetében jobb egyezést mutat a mérésekkel, viszont az ellenállástényezőt 6%-al túlbecsüli a méréshez képest: 0.63 körüli érték adódik (a mérés bizonytalansága 15% [16], [77], [78]).

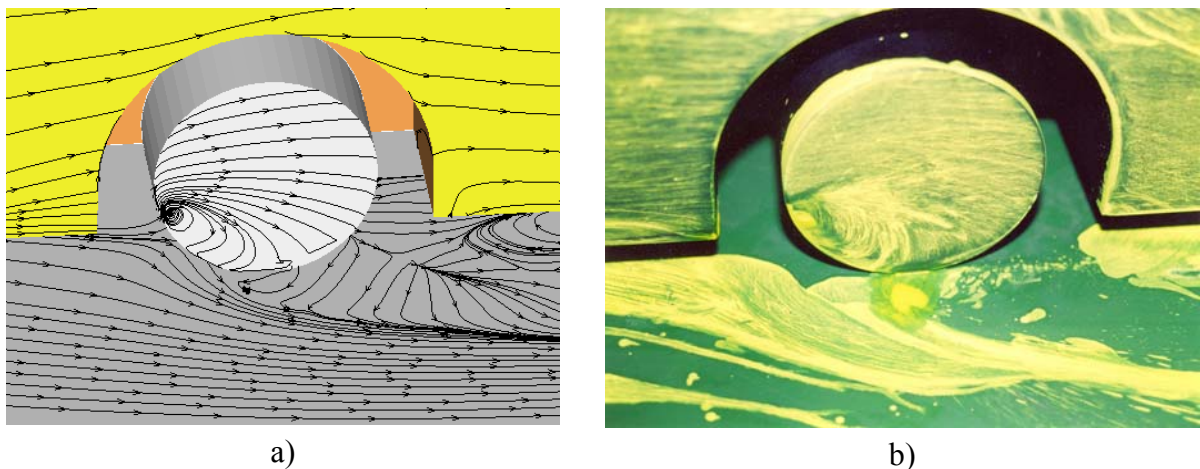
A felhajtóerő-tényezőt a 7. ábrán látható megfelelő felbontású numerikus hálón végzett számítások 5%-al ($k-\omega$), illetve 8%-al ($k-\epsilon$) túlbecsülték. A felhajtóerő-tényezőt a kerék tetején történő határréteg leválás befolyásolja, ezért meghatározásának pontosságát az itt uralkodó áramlási viszonyok helyes számítása jelentősen befolyásolja.

Tekintettel arra, hogy a számítási eredmények mérésektől való eltérése a mérések egymáshoz képesti eltéréseinek mértékét nem haladja meg, a kifejlesztett numerikus áramlástanai modellt megfelelőnek találtuk az áramlás leírására.

4.2 Validáció kerékházban forgó kerék körüli áramlás számítására

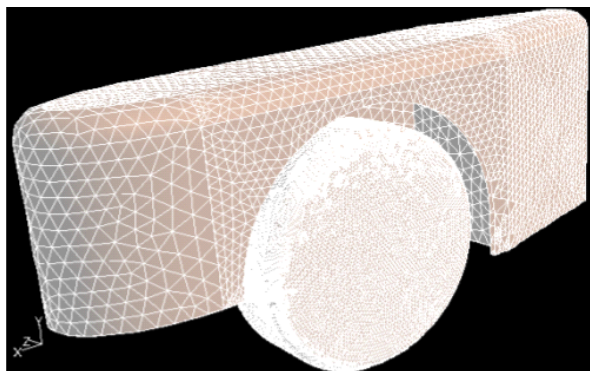
Kerékházban forgó kerék körüli áramlás vizsgálatát tekintve a szakirodalomban publikált mérési eredményként csak integrál mennyiségek (felhajtóerő, ellenállás), és kvalitatív eredményeket szolgáltatató felületi áramlásszemléltetések állnak rendelkezésre.

A számítási modell validációjának első lépéseként a mérésből és a számításból adódó felületi áramképeket hasonlítjuk össze egy egyszerűsített jármű körüli áramlásban. A felületi áramkép a fal melletti csúsztatófeszültség vektorok burkológörbéit mutatja, amit nyíróerő-vonalaknak is nevezhetünk (9. ábra). A mérést a Drezdai Műszaki Egyetem nagy szélcsatornájában végeztük a 22.c ábrán látható járműmodell esetére. Csak álló talaj és álló kerék vizsgálatára nyílt lehetőség, így erre az esetre is végeztünk számításokat. A Reynolds szám és a peremfeltételek jól egyeztek, így az eredmények is összehasonlíthatók. A mérési eredményen látható olajfilm csíkok és a számítás eredményeit mutató nyíróerő-vonalak 9. ábrán látható kvalitatív egyezése alátámasztja számítási eredményeink megbízhatóságát.



9. ábra. Olajfilm vizualizációs eredmények álló kerék esetére. a) számítás, b) mérés [66]

Miután a kvalitatív validáció kedvező eredményt adott, az alkalmazott számítási modellünk helyességét kvantitatív szempontból is elemeztük. Ehhez két vizsgálatot hajtottunk végre, melyekhez Axon és szerzőtársai [4] és Fabijanic [15] által publikált mérési eredményeket vettük alapul. A két szerző idealizált autómódel körüli áramlást vizsgált. Szembetűnő, hogy a járműmodellek csak egy, illetve egy pár kereket tartalmaznak. Ezzel az egyszerűsítéssel lehetőség nyílt a vizsgált jelenséget befolyásoló változók számának radikális csökkentésére, a kerékházban kialakuló áramkép általánosítható eredményekre vezető vizsgálatára, ugyanis nem játszik szerepet egy másik pár kerék zavaró hatása.



10. ábra Egyszerűsített járműmodell kerékekkel és kerékházzal (Axon és társai [4])

	C_{Ls}	C_{Ds}	C_{Dw}	C_{Dt}
Mérés	0,080	0,311	0,136	0,467
CFD (Szerző)	0,152	0,301	0,126	0,427
Különbség (ΔC)	0,072 (90%)	0,010 (-3%)	0,010 (-8%)	0,040 (-9%)

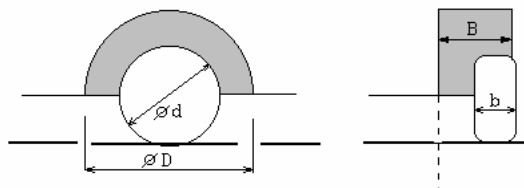
1. Táblázat. Axon és társai [4] által publikált mért és a szerző által számolt ellenállás- és felhajtóerő-tényező értékek. "s" a karosszériára, "w" a kerékre, "t" együtt a karosszériára és a kerékre utal

Axon és szerzőtársai [4] és Fabijanic [15] által alkalmazott modellek rendre a 10. és a 22.b ábrán láthatók. Fabijanic [15] és Axon [4] mérésük során futószalaggal szimulálták a talajt és külön mérték a kerékre, valamint a karosszériára ható erőket. A Reynolds szám a kerék átmérőjével számolva Fabijanic [15] mérése esetén $1,57 \cdot 10^5$, Axon és társai [4] mérése esetén $8,5 \cdot 10^5$. A szakirodalomban publikált mérésekből, valamint a számításainkból származó felhajtóerő- és ellenállástényezők összehasonítását az 1. Táblázat, és a 2. Táblázat mutatja. Fabijanic [15] munkájából csak a kerékre vonatkozóan találhatjuk meg az erőtenyezőket, míg Axon [4] a kerékre és az azt magába foglaló testre ható erőt is közölte. Mindkét vizsgálat esetén az ellenállás- és felhajtóerő-tényezőket a jármű modell homlokfelületére vonatkoztatták, ami megmagyarázza az abszolút értékekben látható nagy különbséget.

A táblázatok alapján elmondható, hogy a számított ellenállástényezőben mindkét publikált méréshez képest kevesebb, mint 12% eltérés mutatkozott, míg a felhajtóerő-tényező esetén 65%, illetve 90% relatív hibák is előfordulnak. A 90% eltérés annak köszönhető, hogy a felhajtóerő értéke a kísérleti jármű esetén igen kicsi volt és így igen érzékeny az állásszög értékére [15], [4], [11].

	C_{Lw}	C_{Dw}
Mérés	$0,020 \pm 0,007$	$0,038 \pm 0,008$
CFD (Szerző)	$0,007 \pm 0,001$	$0,034 \pm 0,001$
Különbség $\Delta C(\%)$	$\sim -0,013(-65\%)$	$\sim -0,004(-11\%)$

2. Táblázat. Fabijanic [15] által publikált mért és a szerző által számolt ellenállás- és felhajtóerő-tényező értékek. “w” a kerékre utal, a CFD eredmények bizonytalansága az eredmények verifikációjából származik



11. ábra A kerékház vizsgált paramétereit

Fabijanic [15] modelljén a kerék az áramlási térben keresztül húzódó hosszú rúdon volt a jármű karosszéria közelébe helyezve, amely megítélésünk szerint jelentősen befolyásolta a felhajtóerőt.

A kerékházban kialakuló áramlás szimulálására kifejlesztett modellünk további validálása érdekében – felhasználva Fabijanic [15] eredményeit – numerikus paramétervizsgálatot hajtottunk végre a kerékház áramlást leginkább befolyásoló méreteinek, a kerékház mélységének (B), valamint a kerékház átmérőjének (D) változtatásával (lásd. 11. ábra). A paramétervizsgálatot a 22.a ábrán látható modellre végeztük. A számítást teljes részletességgel [64] dokumentálja. A numerikus szimulációhoz felhasznált járműmodellek alap topológiai jellemzői megegyeznek a Fabijanic [15] által végzett mérések során használt modellével: a modell egy pár keréssel rendelkezett és a karosszéria alsó felülete sima volt.

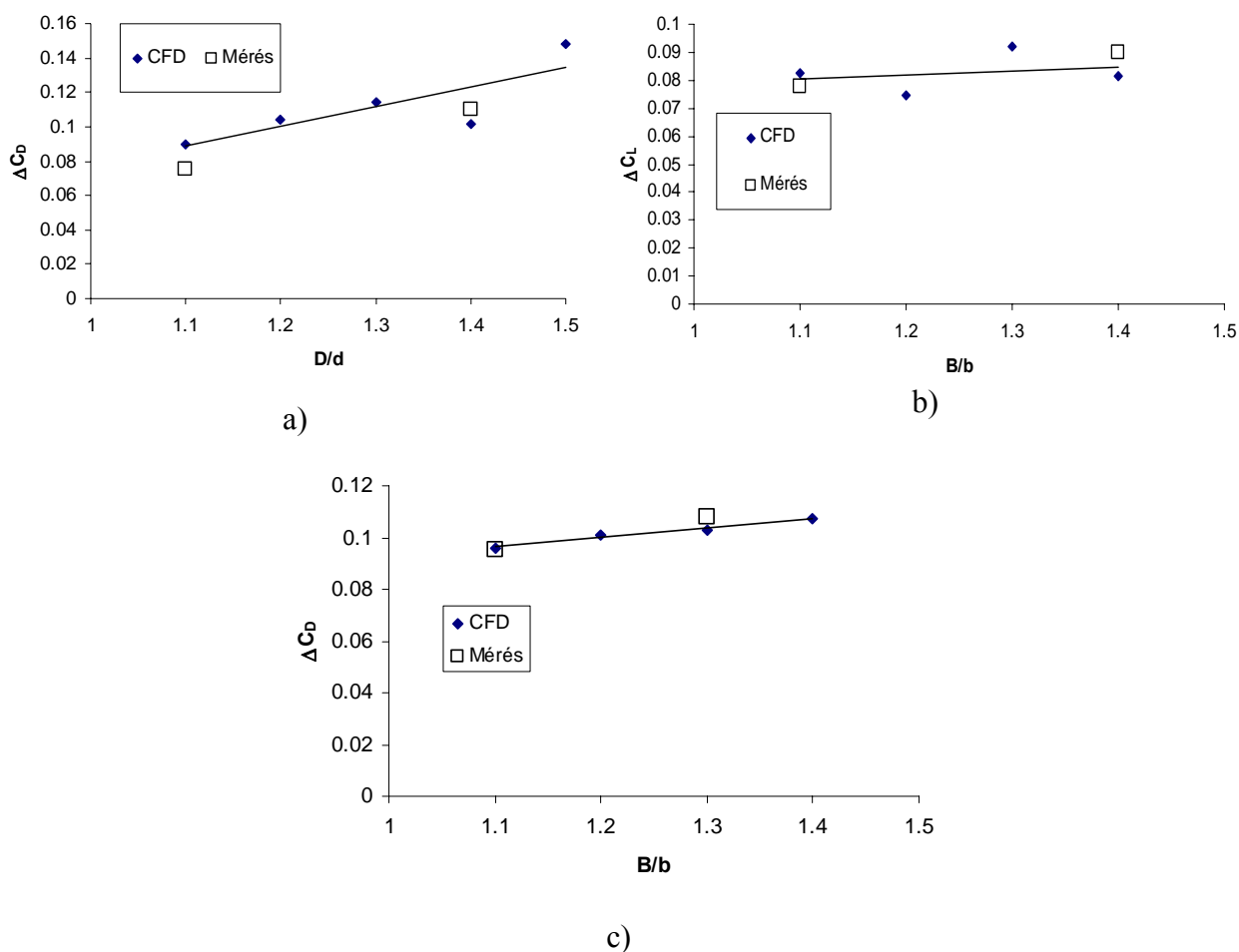
A szimulációs eredményeket Fabijanic [15] mérési eredményeihez hasonlítottuk. Az általunk és Fabijanic által vizsgált test geometriája, különbözik egymástól (lásd. 22.a és b ábrák), de az áramlás jellemzői igen hasonlóak abban, hogy a közeg határreteg leválás nélkül jut a kerékházig a test felülete mentén. A 22.a ábrán látható modell esetén a test alapmodelljének ellenállástényezője és felhajtóerő-tényezője $C_D=0,6$; $C_L=-0,17$, a 22.b ábrán látható modell esetén pedig $C_D=0,51$; $C_L=-0,13$.

A kerékátmérővel és a kerékszélességgel dimenzióatlanított geometriai paraméterek (lásd. 11. ábra) függvényében a 12. ábrán vittük fel a kerékházzal és forgó keréssel rendelkező modell, valamint a kerék és kerékház nélküli ún. alapmodell esetén mért és számolt felhajtóerő- és ellenállástényező különbségeit.

Mérési eredmények hiányában a ΔC_L d/D függvényében történő összehasonlítására nem nyílt lehetőségünk. A 12. ábrán bemutatott diagramok alapján megállapítható, hogy az erőtenyező

forgó kerék-kerékház hatására bekövetkező megváltozására, és ennek különböző geometriai paramétereiktől való függésére a számítások a mérésekkel jól egyező eredményeket adtak.

Az egyedülálló és kerékházban forgó kerék körüli áramlás vizsgálata során a számítással és a méréssel kapott eredmények kielégítő egyezésére alapozva – a vonatkozó szakirodalomban általánosan alkalmazott módon – megállapíthatjuk, hogy az általunk felhasznált számítási modell elfogadható pontossággal és megbízhatósággal leírja a valós áramlási folyamatokat.



12. ábra Numerikus szimulációval történő paramétervizsgálat eredményeinek összehasonlítása Fabijanac [15] mérési eredményeivel

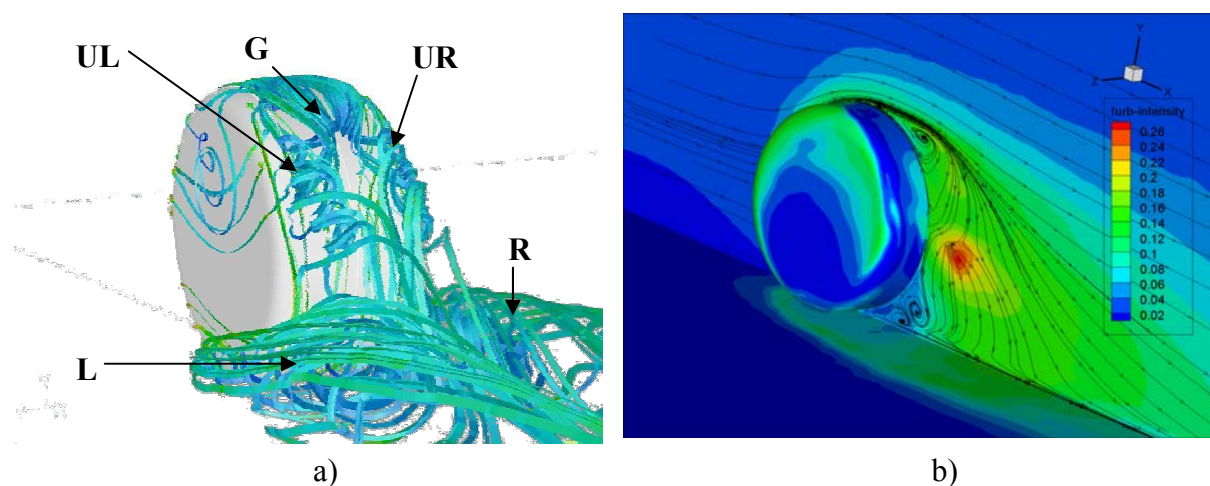
Ennek megfelelően a numerikus szimuláció eredményei felhasználhatók az áramlás jellemzőinek vizsgálatára, a különféle paraméterek hatásának megállapítására, valamint járművek karosszériájának aerodinamikai fejlesztésre vonatkozó javaslatok kidolgozására.

5. Áramlás vizsgálata egyedülálló forgó kerék körül

5.1 Az áramkép szerkezetének elemzése, a kerék profiljának hatása

A számításokhoz két kerék geometriát határoztunk meg. A forgó kerék átmérője mindkét esetben 0,5m, oldalviszonya $b/d = 0,5$, viszont az egyik esetben a kerék profilja lekerekített, és a lekerekítési sugár az átmérő 10%-a, 0,05m, míg a másik esetben a kerék profilja éles, lekerekítési sugara zérus. A kerék átmérőjével számolt Reynolds szám értéke $6 \cdot 10^5$, ami kb. 70 km/h haladási sebességnek felel meg.

Miután a tapasztalatok szerint [71] az áramkép szerkezetének legjobb közelítését a $k-\omega$ turbulencia modell segítségével kapjuk, ezért ennek eredményeit vesszük alapul az áramlás szerkezetének elemzésénél. A numerikus szimuláció körülményeit, az alkalmazott peremfeltételeket már a 3.2 és a 4.1 fejezetben tárgyaltuk.



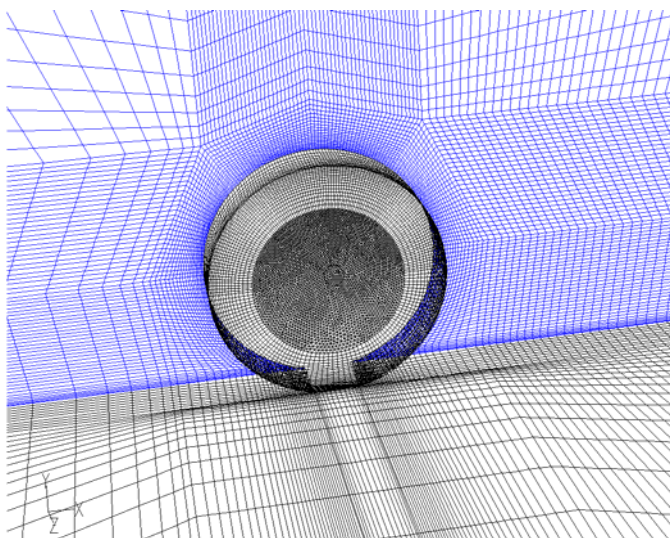
13. ábra Kerék körüli áramkép (a) Áramvonalak és turbulencia intenzitás kontúrok a kerék középmetszetében (b)). Áramlás bal fentről jobbra lefelé

A 13. ábra szemlélteti a leválási zóna szerkezetét. A nyom négy, a haladási iránnyal közelítőleg párhuzamost tengelyű örvényből (UL, UR, L és R, lásd. 13. ábra) és egy leválási buborékból (G) áll. Az örvények jelzéseit a nemzetközi szakirodalomban való közreadhatóság megkönnyítése érdekében láttuk el az előbb említett UL (Upper Left), UR (Upper Right), L (Left), valamint R (Right) jelzéssel. Az UL és UR örvények szimmetrikus párt alkotnak, csakúgy, mint L és R. Az UL és L a képen óramutató járásával egyező irányban forognak, míg UR és R azzal ellentétesen. UL és UR a kerék hátfalának ferde éléről történő határréteg leválás, L és R a kerék felfekvési zónája előtt feltorlódnó levegő oldalirányú kiáramlása és a határréteg kerék homlokfalának alsó éléről történő leválása eredményeként jönnek létre. A számításaink során kapott, a 13.a ábrán bemutatott áramkép igen jó egyezést mutat Fackrell [16] és Schiefer [73] kísérleti tapasztalataival (lásd. 4., 5. ábra), bár egy tekintetben eltérést tapasztalunk. A kerék tetején ugyanis megjelenik egy kisebb, a 13.a ábrán G jelzéssel ellátott leválási buborék. A G leválási buborék középmetszete a

13.b ábrán látható és nem szerepelt sem Schiefer [73], sem Fackrell [16] modelljében, több szerző pedig nem közölte publikációjában az áramkép szerkezetét.

Ezzel a leválási buborékkal van összefüggésben a 8. ábrán látható, 260° és 310° között megfigyelhető depressziós csúcs (lásd. 2. ábra Skea és Mears mérési eredményei) . A középmeteszlet áramvonalai mutatják, hogy a kerék mögötti tartomány felső részén visszaáramlás tapasztalható, amely a 8. ábra szerinti 180° pozíció környezetében torlóponthoz hasonló áramlást képez. Ez okozza a hátfali nyomás kismértékű növekedését, amelyet a 8. ábrán is megfigyelhetünk. A kerék hátfalának talaj közelében lévő tartományában összetett és instacionárius áramkép alakul ki, amely a turbulencia intenzitás kerék nyomában látható megnövekedéséből is látható (lásd. 13.b ábra). A szakirodalomban található publikációk is említik az áramlás erősen időfüggő jellegét ebben a tartományban, amiről egyedülálló kerék esetére mérés útján is meggyőződünk [69].

Numerikus szimulációt végeztünk éles profilú forgó kerékre is, melynek oldalviszonya és átmérője megegyezett az előbb vizsgált, 13. ábrán látható, lekerekített profilú kerékével. A számítási tartomány méretei, az áramlási modell, valamint a peremfeltételek azonosak voltak a 3.2 és a 4.1 fejezetben ismertettekkel. A numerikus háló struktúrája megegyezett a lekerekített profilú kerék esetén alkalmazott hálóéval (14. ábra) és összesen 625000 darab téglatest formájú cellából állt.

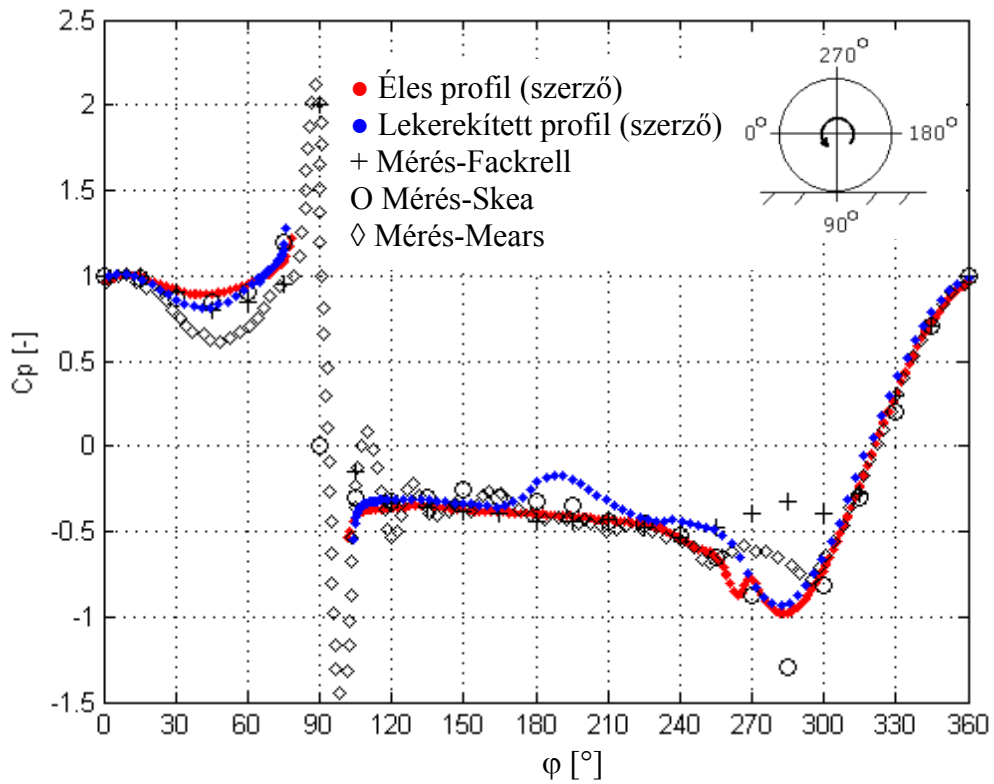


14. ábra Éles profilú kerék körüli áramlás szimulációjához készített háló szerkezete a kerék közelében (áramlás balról jobbra)

Az éles profilú kerék középmeteszletének kerületén kialakuló nyomástényező eloszlást a kerekített profilú kerékhez tartozó nyomástényező eloszláshoz hasonlítjuk a 15. ábrán.

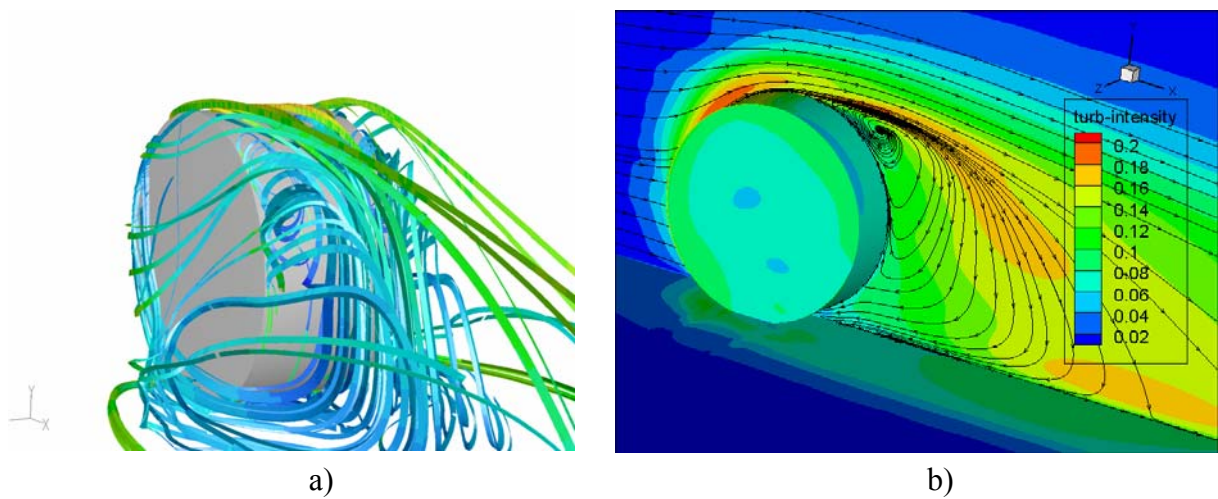
Az éles és lekerekített profilú kerékváltozaton látható nyomástényező eloszlásokban a homlokfelületen minimális különbség van, azaz itt a nyomáseloszlás a kerék profiljától gyakorlatilag független. A kerék tetején (270 - 300 fok közötti szögtartományban) a határréteg azonos struktúrájú és nem válik le a felületről. A kerék tetején csökkenő φ irányában tovább haladva a nyom felé azonban a két görbe kezd eltérni egymástól: az éles profilú kerék nyomában a

nyomástényező közel állandó értéket vesz fel már 230 foknál, ami nem jellemző a lekerekített profilú kerékre. A kerék középmetszetében a hosszanti örvények között tehát zárt leválási buborékhoz hasonló áramlás alakul ki, amelyben a nyomás közelítőleg állandó.



15. ábra Nyomástényező eloszlás éles és lekerekített profilú kerék középmetszetének kerületén

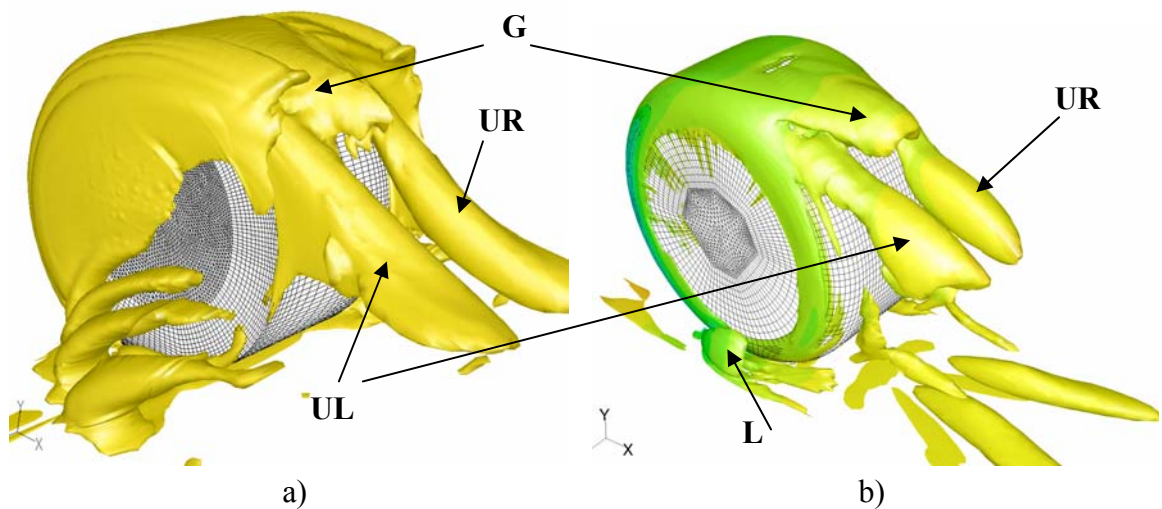
A kerék mögötti nyom szerkezete néhány részletben különbözik a lekerekített profilú kerék esetén tapasztalt szerkezettől (16. ábra).



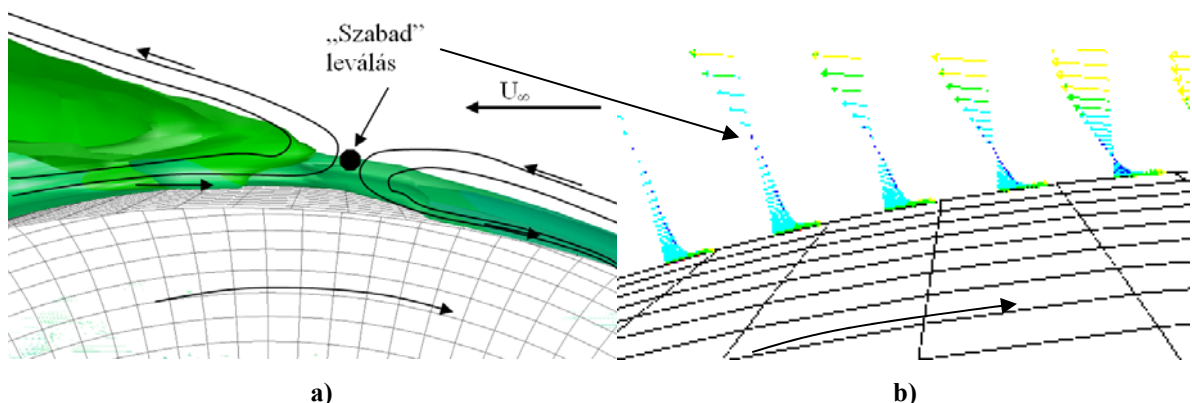
16. ábra Éles profilú kerék körüli áramlás szerkezete: a): áramvonalak; b): áramvonalak a középsíkban és turbulencia intenzitás

Az egészséges áramlás áramvonalai eltávolodnak a kerék oldaláról a homlokfal felőli éleken történő határréteg leválásnak köszönhetően, és az **L** és **R** örvények nagyobb kiterjedésűek, mint lekerekített profilú kerék esetén (v.ö. 16.a ábrát a 13.a ábrával). A középsíkban a nyomban viszonylag mérsékelt turbulencia intenzitást figyelhetünk meg, ami átlagosan kisebb, mint a lekerekített profilú kerék esetén (lásd. 16.b ábra). Érdekes megfigyelni, hogy a kerék tetején leváló határréteg következtében kialakuló leválási buborék a kerék nyomának teljes egészére kiterjed (16.b ábra) és a kerék szél alatti felülete közelében nem tapasztalható nagymértékű sebesség-ingadozás.

A forgó kerék tetején található leválási buborék szerkezetéről alternatív információt nyújt a sebességderivált tenzor második skalár invariánsa, a szakirodalomban leginkább Q jelöléssel ellátott mennyiség ((2.5) összefüggés) [32].



17. ábra $Q=10000$ értékhez tartozó iso-felületek éles profilú kerékre (a), valamint lekerekített profilú kerékre (b). Áramlás balról jobbra



18. ábra A kerék teteje közelében kialakuló „szabad” leválási zóna (a rácsos rész a kerék felületének egy részlete); a) szemléltetés a Q mennyiség állandó értékű felületeivel, b) szemléltetés sebességvektorokkal a kerék középsíkjában. Áramlás jobbról balra

A 17. ábra jól szemlélteti, hogy a két kerék körüli áramlás alapján véve hasonló. A lekerekített profilú kerék esetén (16.b ábra) a Q mennyiség is jól megmutatja az **UL**, **UR**, **G**, **L** és **R** örvényeket. Éles profil esetén (17.a ábra) az adott Q -hoz tartozó szintfelületek a kerék mellett kialakuló leválási buborékot is jól szemléltetik, amely nem jelentkezik lekerekített profilú kerék esetén. A kerék tetején a kerék függőleges, áramlással párhuzamos szimmetriásíkjának közelében lévő **G** jelű leválási buborék Q mennyiség segítségével történő megjelenítésében (17. ábra) jól láthatóan elkülönül az **UL** és **UR** jelöléssel ellátott hosszanti örvényektől. A **G** jelű leválási buborék (17. ábra) a kis sebességgel jellemzett, holtter jellegű leválási buborékok kategóriájába tartozik. Ezzel magyarázható a kerék középmezéjében jellemző nyomástényező eloszlási görbe által a 8. és a

15. ábrákon mutatott közelítőleg állandó nyomás a kerék nyomában. Az **UL** és **UR** örvények lekerekített profilú kerék esetén láthatóan a szél alatti oldal felé tolódnak.

Számításaink alapján kapott áramképeken azonosítható a 3. ábrán sematikusan bemutatott „szabad”, faltól távolabb kialakuló leválási zóna (lásd 18. ábra). A 18. ábra a kerék futófelületének felső részén kialakuló „szabad” leválási buborék számításaink alapján meghatározott szerkezetét mutatja.

A 18.a ábrán a Q felületeivel szemléltetjük a különleges módon szétváló tartományokat, míg a 18.b ábrán a kerék középsíkjában ábrázoljuk a sebességvektorokat. A „szabad” leválási pont ott helyezkedik el, ahol a sebességprofilnak a szabad térben függőleges (a felületre merőleges irányú) deriváltja zérus értékű, amely egyúttal ebben az esetben azt is jelenti, hogy a sebességprofilnak a faltól távol inflexiója van. A sebesség vektor ábra és a Q felületek mélyebb vizsgálata alátámasztja, hogy forgó kerék esetén a határréteg nem a felületről válik le. A tapadás törvénye miatt a felületen a közeg a kerék kerületi sebességét veszi fel és azt tapasztaltuk, hogy a sebességprofilok a kerék felületén nem rendelkeznek a felületre normális érintővel. Az örvények a felület felett kialakuló, a kerék által magával ragadott, valamint a zavartalan áramlásból érkező, egymással ellentétes irányban áramló közegek között kialakuló nyíróerő-vektorok révén keletkeznek.

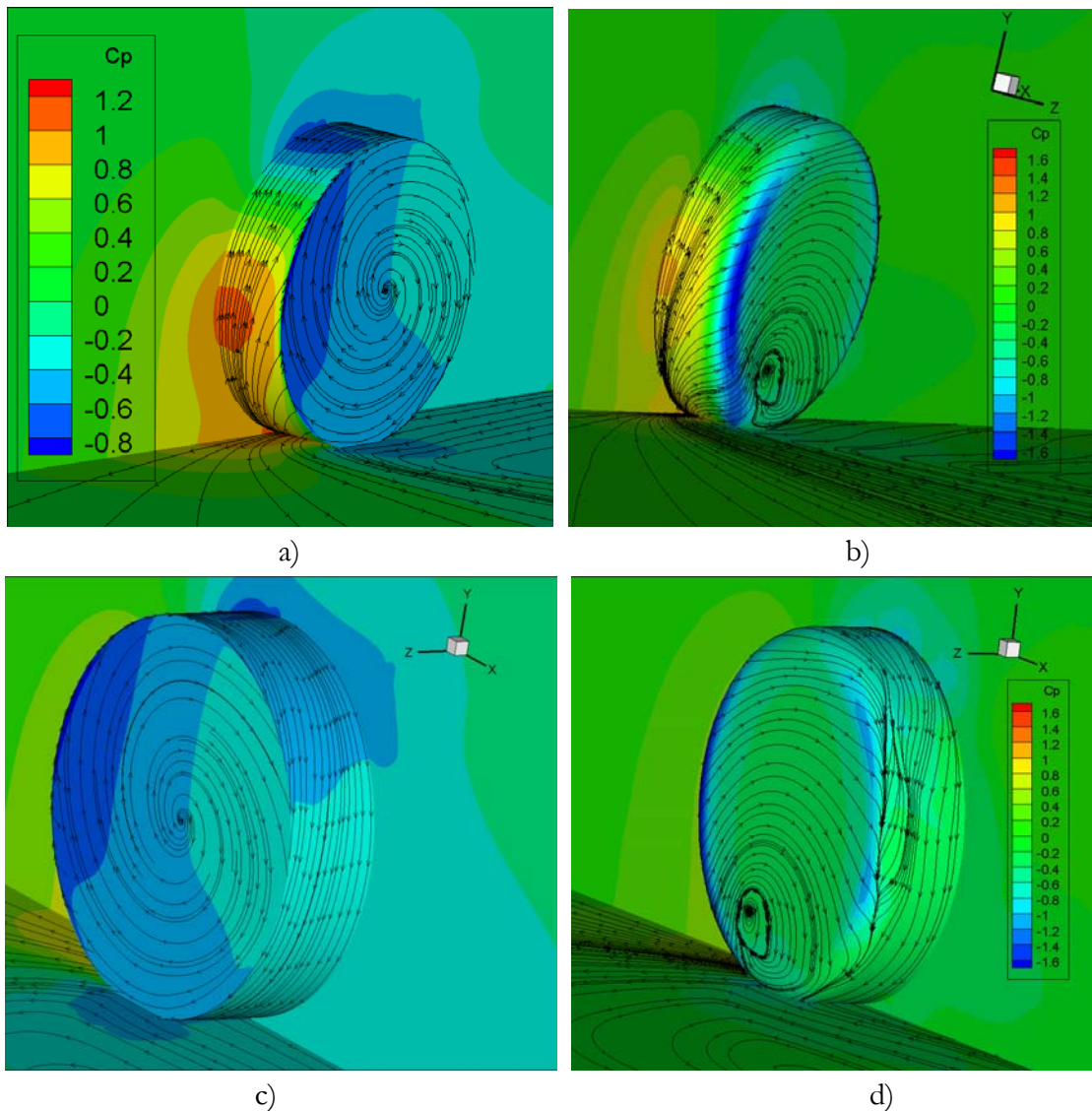
A kerék felületén kialakuló nyíróerő-vektorok burkológörbéit a 19. ábra szemlélteti. Jól látható, hogy éles profilú kerék esetén a kerék futófelülete és oldalfelülete mentén haladó áramlás egymástól függetlenül viselkedik, míg lekerekített profilú kerék esetén a futófelület és az oldalfal mentén haladó áramlások egymással szoros kölcsönhatásban vannak. A 19.c ábrán az éles profilú kerék futófelületének szél alatti tartományán a nyíróerő-vonalak széttartanak a kerék oldalfelülete irányába, ami a hosszanti **UL** és **UR** örvények hatása. Az oldalfelület teljes egészében leválási buborékban van (ld. 16.a és 17.b ábra), így a felületi áramvonalak alakját a kerék forgása határozza meg (19.a és c ábrák).

Más mintázatot látunk a lekerekített profilú kerék szél alatti felületén (19.d ábra), ahol az **UL** örvény hatására a kerék oldalai felé sodró áramlás és a kerék oldaláról érkező közeg leválási vonalat képez, amely hasonlóképpen elhatárolja az oldalfal felől érkező áramlást a hátfali áramlástól, mint ahogy azt az éles profilú kerék esetén maga az oldalél végzi. A kerék futófelületén a kerék függőleges szimmetriásíkja közelében a két keréknél tapasztalt áramlás igen hasonló, ami megmagyarázza a középsíkban mért és számolt nyomáseloszlások nagymértékű egyezését.

Tekintettel arra, hogy a 6. ábrán látható ellenállástényező tengelymenti eloszlása álló kerék esetén is megőrzi a forgó kerék esetén tapasztalt jelleget, a kerék felületén történő határréteg leválást álló kerék esetén is elemezhetjük. Ugyan a peremfeltételek eltérőek, a tapasztalat szerint

az így kapott kvalitatív eredmények értékesek az áramlási mechanizmusok megértése, a számítási eredmények során kapott ismeretek kiegészítése tekintetében. Általános és belátható tapasztalat, hogy a leválási vonal az álló kerék esetén a forgó kerékkel összehasonlítva a szél alatti tartomány felé tolódik, ami álló kerekek esetén a felhajtóerő és az ellenállásnövekedéséhez vezet [77], [16], [73], [64]. A **G** jelű leválási buborék itt is igen jól látszik. Álló kerék felső tartományában az oldalélekről leváló **UL** és **UR** örvények is kialakulnak [69].

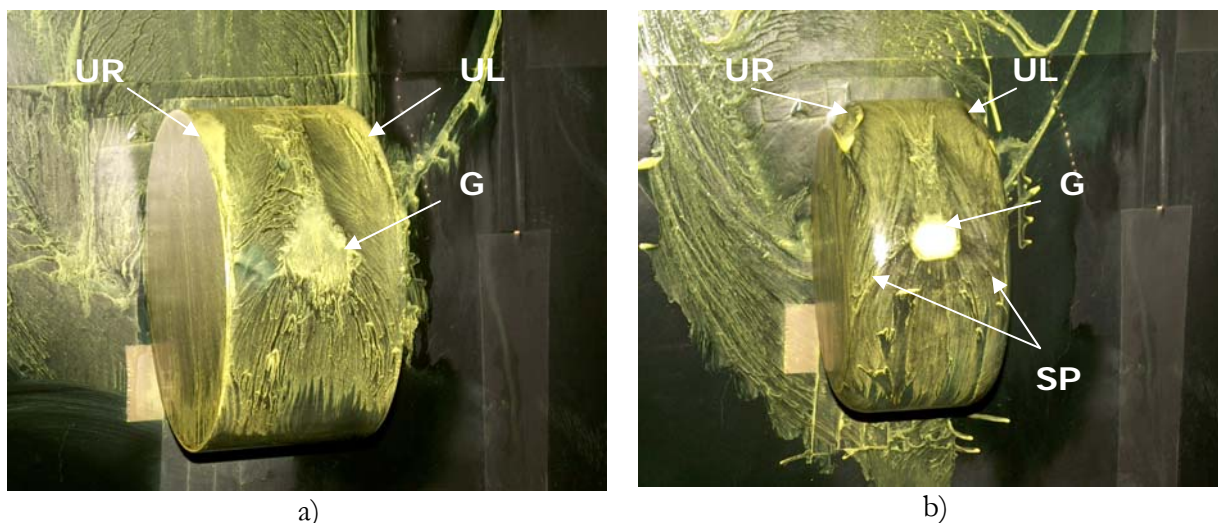
A kerék profil kerék felületéhez közeli áramlásra gyakorolt hatásának kvalitatív megismerése érdekében álló keréken olajfilm láthatóváltási kísérleteket végeztünk. A méréseket a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Gépészmérnöki Karának Áramlástan Tanszékén végeztük a Kármán Tódor Szélcsatorna Laboratórium függőleges szélcsatornájában.



19. ábra Éles (a), illetve lekerekített (b) profilú forgó kerék felületén kialakuló nyírőerő vektorok burkológörbéi. A c) és d) ábrák a kerekek szél alatti tartományát mutatják. Az ábrákon a kerekek egyik fele látható, mert szimmetriát feltételeztünk. Áramlás balról jobbra, az ábra szerinti x irányban.

A mérés részleteit a [69] jelentés tartalmazza. A 20. ábrán a két eltérő profillal rendelkező kerék talajtól legtovábbi része, a 8. ábra szerinti 0-180° közötti tartománya látható. Mindkét

kerék homlokfelületén megfigyelhető az egyenletes hozzááramlás, amely a kerék tetején kialakuló leválási buborék felé haladva kissé összetartó nyomvonalakat mutat. A kerék tetejének közepén a határréteg leválik és a kerék szélességének hozzávetőlegesen $\frac{1}{4}$ -ét kitevő szélességű, az ábrán **G** jelöléssel ellátott leválási buborék keletkezik. A kerék szél alatti részének (az ábrán a felső része) bal, illetve jobb szélén látható az **UL**, illetve **UR** örvények nyoma, amelyek a kerék tetejéről kiinduló háromszög alakú tartományt képeznek. Az **UL** és **G** örvény között (ugyanígy az **UR** és **G** örvény között) az áramló levegő a kerék palástfelületére simul, ami helyi depresszióhoz és ezáltal a felhajtóerő és az ellenállás növekedéséhez vezet. Ez a görbült áramvonalakkal jellemzett, a kerék palástfelülete mentén haladó közeg, mindkét kerék esetén a kerék 8. ábra szerinti 180° pozíciójáig halad, majd ott a határréteg leválik. A kerék függőleges szimmetriájában a **G** jelű leválási buborék folytatásaként kis sebességű zóna keletkezik mindkét kerékprofil esetén, amely kis sebességekkel jellemzett, holttér jellegű. Ezt alátámasztja a középmetsetben felvett nyomáseloszlások kerék nyomában lévő, közel állandó nyomással jellemzett tartománya.



20. ábra Olajfilm láthatóvátétel eredményei éles profilú (a), illetve lekerekített profilú (b) kerék esetére. Áramlás alulról felfelé.

Az **UL** és az **UR** örvények dinamikai hatása jelentős, ahogy azt a 17. ábrán bemutatott Q mennyiség is jelöli. A kerék oldalélei és a közepén elhelyezkedő **G** örvény közötti „csatornákon” beáramló levegőt ezek az örvények kényszerítik a kerék felületére. Ez a jelenség analóg a delta szárnyaknál tapasztalható áramlással, ahol a szárny belépőélei mentén keletkező hosszanti örvények megakadályozzák a határréteg leválását a szárny belső felületén, ahol felhajtóerő legnagyobb része alakul ki [36]. Lekerekített profilú kerék esetén az oldalfalokról „folytonosan” érkezik a közeg a kerék futófelületére (20.b ábra), így itt jóval egyenletesebb sebességeloszlást, valamint nyomáseloszlást tapasztalhatunk, mint éles profil esetén.

Forgó kerék esetére ez a mérés technika nem alkalmazható, így abban az esetben a 13., 14., 16., 17., 18., 19. ábrákon látható numerikus szimulációs eredményekre szorítkozunk, ahol a Q mennyiség állandó értékhez tartozó felületei három, jól elkülöníthető örvény jelenlétét mutatnak. Ebből arra következtethetünk, hogy a kerék felülete közelében forgó kerék esetén is

igen hasonló szerkezetű áramlás alakul ki, mint álló kerék esetén, csak a leválási pontok tolnának a kerék szél feletti tartománya felé.

5.2 Felhajtóerő- és ellenállástényező eloszlás tengelyirányban

A kerékre ható felhajtóerő és ellenállás jelentősen függ a kerék profiljától. Az éles, valamint lekerekített profillal rendelkező forgó kerekekre ható felhajtóerő- és ellenállástényezőket a 3. Táblázat tartalmazza.

Az éles profilú kerék ellenállástényezője a számítások szerint 51%-al, felhajtóerő-tényezője 16%-al nagyobb, mint a lekerekített profilú keréké, ami az áramképekben tapasztalható, az előbbiekben tárgyalt különbségeknek köszönhető. Ahhoz, hogy ennek a jelentős ellenállástényező és felhajtóerő-tényező növekedésnek okát megtudjuk, a szakirodalomhoz hasonlóan [16] a kerék felületét részfelületekre bontjuk, majd az azokra ható erőket határozzuk meg.

	Éles profil		Lekerekített profil	
	C_D	C_L	C_D	C_L
A szerző számítása	0,803	0,638	0,600	0,550
Mérés [77], [78], [16]	0,790	0,460	0,600	0,390

3. Táblázat Ellenállás- és felhajtóerő-tényezők éles, illetve lekerekített profilú kerekek esetén a szerző számításai, valamint Fackrell [16] és Skea ([77], [78]) mérései szerint.

A 21. ábrán látható diagrammokon a palást elemekre vonatkozó ellenállástényezők Fackrell [16] munkájához igazodva, a kerék középső sávjához tartozó értékkel normálva kerültek ábrázolásra. Vízszintes tengelyen jelenleg l [m] a kerék szélesség menti koordinátája a középsítől mérve, s a kerék félszélessége.

A vizsgálat során azt tapasztaltuk, hogy a kerék útfelülethez közeli részén a nyomáseloszlás monoton jelleggel változik, ezért ezen hullámosság okát a kerék felső felületén kell keresnünk. Ezen felső felületre vonatkozó ellenállástényező és felhajtóerő-tényező értékeket vittük fel a 21.a és b ábrán.

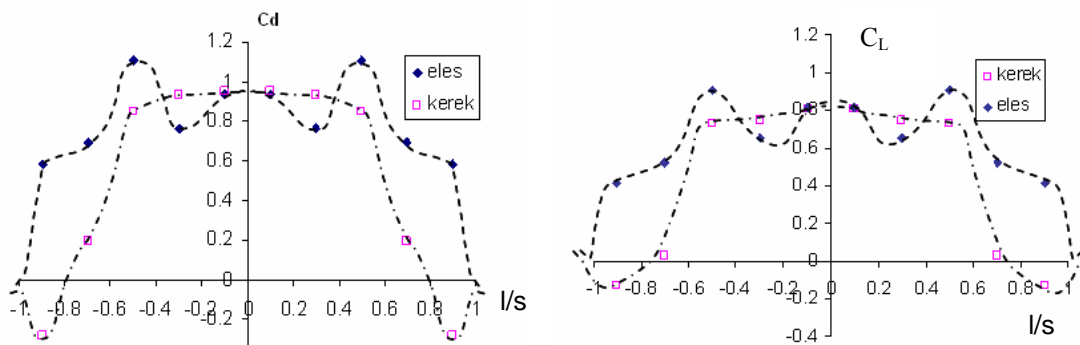
Az általunk végzett számítások szerint a 21.a ábrán látható ellenállástényező és a 21.b ábrán látható felhajtóerő-tényező hasonló tendenciát mutat az éles profilú kerék esetén. Lekerekített profilú kerékre számításaink eredményeként mindkét erőtenyezőre az oldallaphoz közeli részekről eltekintve hullámokat nem kaptunk. Ezek az eredmények egyeznek Fackrell [16] megállapításaival, amelyeket kisebb és nagyobb lekerekítéssel ellátott kerékprofilokra végzett mérései alapján tett (lásd. 6. ábra).

Az áramképek már bemutatott szerkezetének ismeretében (13., 16., 17., 20. ábrák) megállapítható, hogy a kerék felületéhez közel a nyomban hosszanti elrendezésű örvények vannak, amelyekben depresszió uralkodik, és a kerék felületére kényszerítik a közöttük áramló közeget. Ezeknek az örvényeknek a sajátosságai jelentősen befolyásolják a kerék ellenállás- és felhajtóerő-tényezőjének alakulását.

Éles profilú kerék esetén az **UL** és **UR** örvények közvetlenül a zavartalan áramlással kis szöget bezáró élekről válnak le, emiatt viszonylag nagy depresszió alakul ki bennük. A kerék

tetején ezektől függetlenül a 20. ábrán **G**-vel jelölt leválási zóna alakul ki. Az **UL** és **G**, valamint az **UR** és **G** között a közeg az intenzív **UL** és **UR** örvények hatására a felülethez simul ($l/s = \pm 0,6$ közelében). Ez vezet az erősen hullámos erőtenyező eloszláshoz éles profilú kerék esetén.

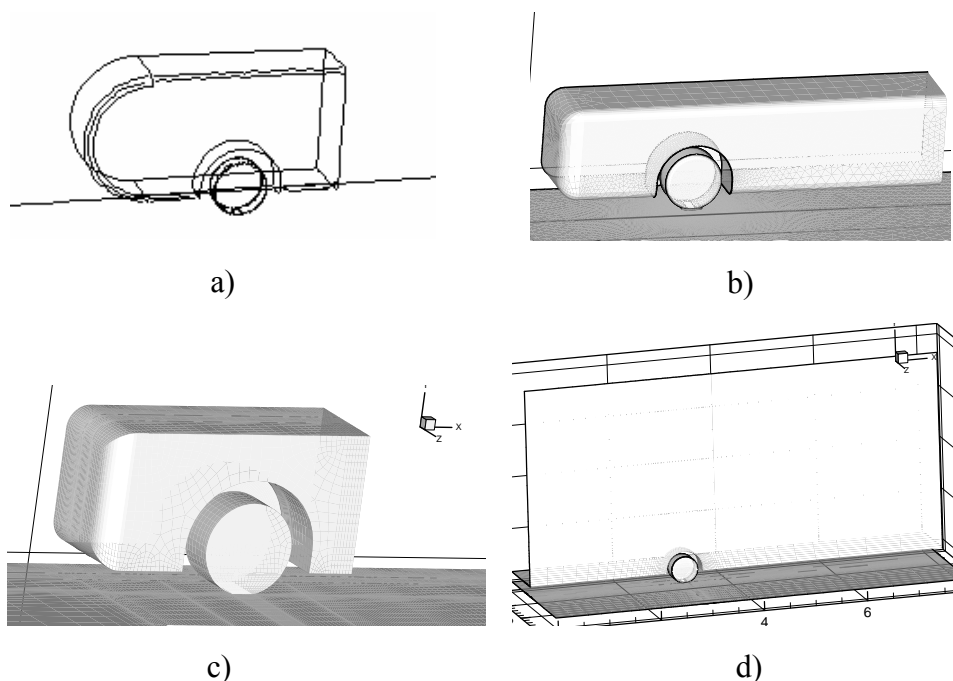
Lekerekített profilú kerék esetén az **UL** és **UR** örvények kisebb intenzitásúak, amit a Q izo-felületek kisebb kiterjedése mutat (lásd. 17. ábra) az éles kerékhez képest hátrébb keletkeznek. Az oldalfalak, és a kerék felülete mentén kialakuló áramlás lekerekített profilú kerék esetén szoros kölcsönhatásban van egymással. Mindezen sajátosságok a nyomáseloszlás egyenletességéhez vezetnek. Éles profilú kerék esetén az oldalfalak és a kerék futófelülete mentén kialakuló áramlások elkülönülnek egymástól, így a kerék futófelületén kialakuló, főként az **UL** és **UR** örvények által uralt tartományban a nyomás drasztikusan változhat. A felületre „kényszerített” áramlásban lekerekített profilú kerék esetén az oldalfalról érkező közeg áramlik tovább, éles profil esetén pedig az áramlások „elválasztódása” következtében a nagyobb sebességű zavartalan áramlásból származó közeg.



21. ábra Ellenállástényező eloszlások tengelyirányban. a) ellenállástényező eloszlás a szerző számításából; b) felhajtóerő-tényező eloszlás a szerző számításából;

6. Áramlás vizsgálata kerékházban forgó kerék körül

Az alábbiakban összefoglaljuk a kerékházban forgó kerék körüli áramlás numerikus vizsgálatával kapott eredményeket. Annak érdekében, hogy az eredményeink minél inkább általános érvényűek legyenek, egy olyan, forgó kereket tartalmazó kerékházra alakítunk ki áramlási modellt, amely nem tartalmazza a valóságban előforduló felfüggesztő elemeket, tengelyátvezető-, kerékhűtő nyílásokat. Az előzőekben a vizsgált egyedülálló kerék álló levegőben gördült az útfelületen. Közúti járművek esetén a talajon gördülő kerék kerékházban forog, amelyet nagyrészt leválási buborék tölt ki. Az áramlás tehát két részre bontható: a kerék kerékházból „kilógó”, a karosszéria alatti részben lévő része körüli, viszonylag nagy sebességekkel jellemezhető áramlás, valamint a kerékház belsejében lévő, általában kisebb sebességű áramlás. Miután a 4. fejezetben azt tapasztaltuk, hogy a numerikus áramlástanai modellünk által adott eredmények jól közelítik a mérések során kapott eredményeket, elvégezhető az áramkép elemzése, annak numerikus szimulációval kapott eredménye alapján.



22. ábra A kerékházban kialakuló áramlás vizsgálatához alkalmazott modellek

Az értekezésben 4 különböző járműmodell geometria körüli áramlást elemeztünk. A vizsgált modellek a 22. ábrán láthatók. A szakirodalomban alkalmazott módon a gépjárművek áramlástanai sajátosságait modellező járműveknél elegendő csak egy tengely figyelembe vétele [11], [15] két keréssel, a valóságos „két tengely – négy kerék” konfigurációval szemben. A kerekek átmérője a 22.a), c) és d) ábrákon látható modellek esetén 0,5 m, míg a b) ábrán látható modellen 0,105m, utóbbival igazodva Fabijanac [15] méréseihez. A 22.c ábrán látható modell Fabijanac [15] általános érvényű gépjármű modelljének egyszerűsített változata. A menetiránnyal párhuzamos éleket ezen modell esetén nem kerekítettük le, mivel numerikus szimuláció szempontjából ez

kedvezőbben kezelhető. A menetiránnyal párhuzamos élek lekerekítésének megszüntetése azonban, tekintve az értekezésben alkalmazott megfűvás irányát, nem okoz jelentős változást az áramképben. A későbbiekben az éles hosszanti élek miatti kedvezőbb kezelhetőség miatt a 22.c ábrán látható modellt használtuk fel. Minden vizsgálatot álló levegő feltételezésével és a járműhöz rögzített koordináta-rendszerben végeztünk, azaz a hozzááramlás sebessége mindenütt azonos volt, a talaj sebessége pedig megegyezett a hozzááramlás sebességével. A kerék átmérőjén és a zavartalan hozzááramlás sebességén alapuló Reynolds szám $1,57 \cdot 10^5$ - $9 \cdot 10^5$ tartományban változott, ami 17km/h (a mérés-technika által korlátozott érték [15]) és 97 km/h haladási sebességnek felel meg.

A 22.a) ábrán látható modell homlokfala különbözik a többitől. Ez a modell –, amely a Cogotti [11] mérését felhasználó validációhoz készült – szolgált a homlokfal, valamint a kerékház geometria áramlásra gyakorolt hatásának vizsgálatára. A 22.b) és c) ábrákon látható modellek homlokfalai hasonlóak, viszont a kerék és homlokfal közötti távolság, valamint a kerék és hátfal közötti távolság különbözik a két esetben úgy, hogy a 22.c) ábrán látható modell esetén ezen távolságok kisebbek, mint a 22.b) ábrán látható modell esetén (Fabijanic [15] modell). A 22.d) ábrán látható modell esetén a kerék előtti karosszéria rész végtelen hosszú.

6.1 Az áramlás leírási módszere

A gépjárművek kerékházában kialakuló áramlás bármely időpillanatbeli képe, valamint az időbeli átlagos áramkép háromdimenziós és igen összetett. Ahhoz, hogy megérthessük az áramkép részleteit, kialakulásának módját, valamint észlelhessük az esetleges geometriai változások áramképre gyakorolt hatását, egy, a numerikus szimuláció eredményeinek „láthatóvá tételére” alkalmas kvalitatív leíró modellre van szükség.

Ennek fejlesztésénél az első lépés azon áramlástani elemek meghatározása, amelyek fontos szerepet játszanak az áramlás kialakulásában. Határréteg leválással jellemzett áramlásokban alapvetően az örvények határozzák meg, illetve jellemzik az áramképet (indoklást lásd. később, a 7.3 alfejezetben).

Az örvény fogalmát már a 2.3 fejezetben ismertettük. Az örvények a határrétegben keletkező örvényességből alakulnak ki: vagy örvényszálak megnyúlásával, vagy a határréteg leválásával létrejövő nyírórétegek felgöngyölődésével. Súrlódásmentes közeg potenciális erőterében történő áramlása esetén Helmholtz II. tételének értelmében vagy szilárd felületen (pl. a határréteg leválás helyén) végződnek, vagy zárt kört formálva örvénygyűrűt alkotnak, súrlódásos közeg esetén az áramlási térben mindaddig folytatódnak, amíg a disszipáció lefékezi azokat. Ugyancsak a Helmholtz II. tétel értelmében, ha keresztmetszetük gyorsuló áramlásban lecsökken, (azaz az örvény megnyúlik), a bennük áramló közeg forgása (a **rot(u)** értéke) felgyorsul.

Az örvényváz módszer [26] (lásd. 5. ábra) alkalmazásával jól szemléltethető az örvények magjának elhelyezkedése, kiterjedése az áramlási tartományban, ezzel megmutathatók az adott térrészeket jellemző fő áramlási struktúrák.

A kerékházban kialakuló áramkép későbbiekben tárgyalásra kerülő örvényváz modellje az örvények forgástengelyét mutatja csövek formájában. Az örvénycsövek felületén nyíllal ellátott vonalakkal szemléltethető az örvények forgásiránya, valamint a közeg spirális mozgása az

örvényben. A csövek keresztmetszete jellemzi az örvények magjának méretét, valamint annak változását az örvényszál mentén.

Az örvényváz modell kvalitatív képet ad, de meghatározása kvantitatív úton történik több kiértékelési eljárás egyidejű felhasználásával, melyeket a kerékházban kialakuló áramlás örvényváz modelljének ismertetése előtt, az alábbiakban részletezünk.

6.1.1 Áramvonalak

A 3D időátlagolt áramképek leginkább elterjedt, már hagyományosnak mondható ábrázolási módja, az áramvonalak (esetleg pályák) ábrázolása hasznos információt nyújt az örvények helyzetét, méretét, a bennük és körülöttük lévő áramlás módját tekintve. Hátrányuk, hogy bonyolult szerkezetű áramképek esetén nehezen áttekinthető képet adnak, és az örvények erőssége, vagy dinamikai hatása (aktivitása) a környező áramlási térre gyakorolt hatása az áramvonalak alapján általában nem értékelhető.

6.1.2 Örvényességen alapuló módszerek

A közegrészek forgása, amely a dinamikai aktivitásukkal van kapcsolatban, a sebességtér rotációjával jellemezhető. A rotáció, vagy örvényesség azonban olyan helyeken éri el globális maximumát, mint a határrétegek alsó tartományai, vagy a még fel nem göngyölődött, közel párhuzamos áramvonalakkal jellemezhető nyírórétegek. Ezen tartományokban azonban a deformációsebesség is nagy, ezért az (2.5) összefüggésben már ismertetett, a folyadékrészek deformációtól elkülönített forgására jellemző Q mennyiséget alkalmazzuk az örvények megjelenítésére. A Q skalárinvariáns pozitív, nagy értékkel jellemzett izo-felületei által burkolt örvények nagy dinamikai hatással rendelkeznek. Nagy dinamikai hatású örvényekre klasszikus példák a Kármán örvénysor henger közelében lévő örvényei. Ezek jelentős szerepet játszanak a henger mögötti nyom struktúrájának kialakulásában és dinamikai hatásuk a hengeren keletkező, áramlási irányra merőleges irányú erők létrehozásában jelentkeznek. Ugyanígy a turbulens határrétegben az örvények keletkezése eredményeként jön létre az impulzuscsere, amelynek intenzitása nagyságrendekkel nagyobb a közeg viszkozitása következtében létrejövő impulzuscserenél.

6.1.3 Össznyomás

A következő független örvényjelző mennyiség az össznyomás. Az örvények, forgó közegetmegek sajátossága a magjukban lévő kis össznyomás és kis statikus nyomás érték [22], [32]. Az örvényekben alakuló össznyomás és statikus nyomás eloszlások jellegzetességeiről az értekezés függelékének **1. Függelék** jelű szakaszában tárgyalunk részletesen. Az állandó, a környezetükben uralkodóhoz képest kis össznyomáshoz tartozó, cső alakú izo-felületek általában örvényeket foglalnak magukba. Mivel az össznyomás változás az örvényesség (rotáció) vonal menti integráljával arányos, ezért – a Q mennyiséggel ellentétben – a kis össznyomású tartományok segítségével detektált örvények nem szükségszerűen jelentős dinamikai hatásúak (lásd. 7. fejezet, valamint [39]).

6.1.4 Kritikus pontok elmélete

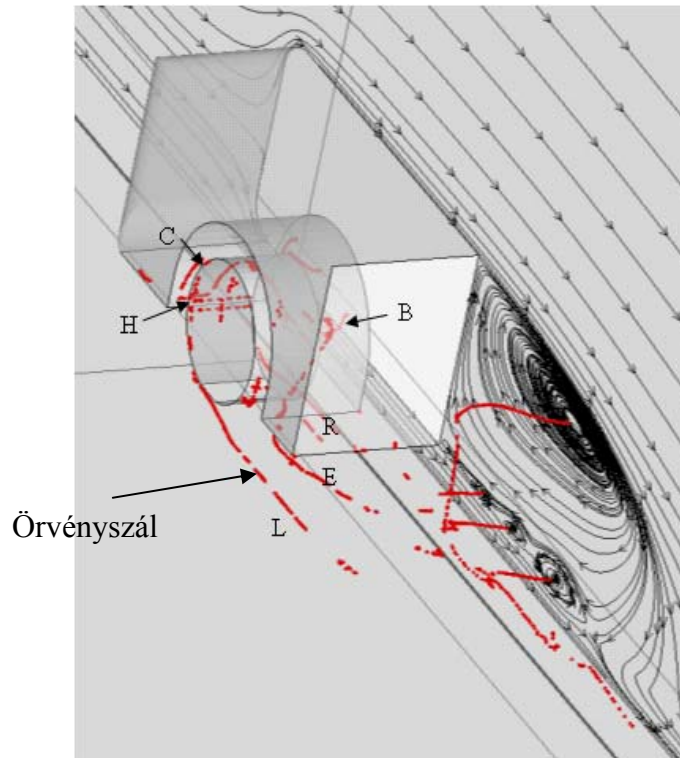
Vizsgálatainkhoz még egy, az előzőektől független örvénydetektálási eljárást alkalmaztunk, amelynek gyakori elnevezése a *kritikus pont elmélet*. A módszert Perry és Chong [58] fejlesztették ki örvényszálak detektálására. További, a kritikus pont elmélethez kapcsolódó irodalmak: [40], [84], [13], [54], [55], [59], [57], [29], [26]. A módszer alapja a matematikában ismert stabilitás elmélet során alkalmazott ún. fázistér hasonlósága az áramlási terekhez.

Az örvények a kritikus pont elméletben a matematikai fókuszoknak, illetve centrumoknak (vagy határciklusoknak) felelnek meg. Az aktuális koordinátarendszerben zérus sebességgel jellemezhető pontok azonosítása után a helyi sebességderivált tenzor sajátértékeit számoljuk ki. Ha a sajátértékek komplex konjugált gyökpárt alkotnak, akkor örvénnyel van dolgunk. Háromdimenziós áramlásban az örvények tengelyének irányában nem feltétlenül zérus a sebesség (például ilyenek a hosszanti elrendezésű örvények), így ezek érzékeléséhez ugyanezen elven alapuló, de kissé módosított algoritmust alkalmaznak.

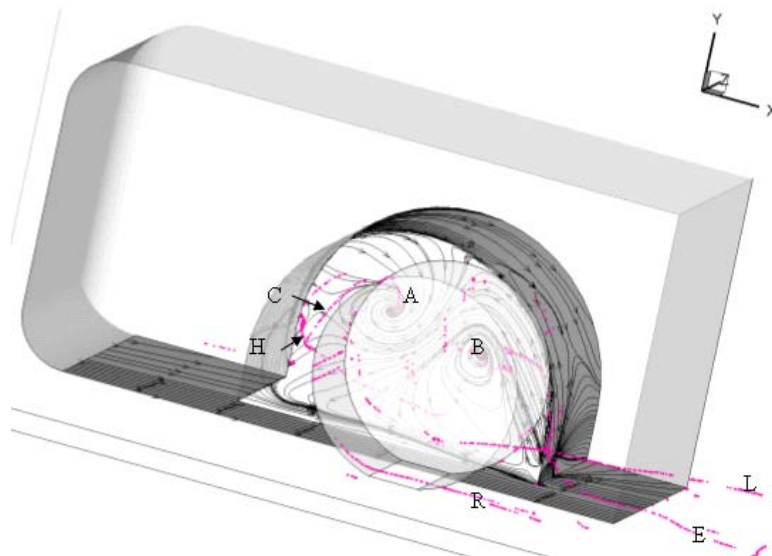
A kritikus pont elméleten alapuló módszer egy tipikus eredményét mutatja a 23. ábra. Ez a módszer az egyszerűbb örvényeket megtalálja, de a kerékházban fennálló igen bonyolult esetben tapasztalatunk szerint az eredmény többnyire nehezen értelmezhető, „törmelékes” képet mutat (lásd. 23. ábra). A 23. ábrán a kritikus pont elmélet által adott, a kerékházban helyet foglaló örvényszálakat betűjelekkel láttuk el, de látható módon az eredmények még mindig nehezen áttekinthetőek. Az áramlás falhoz közeli jellemzőit jól szemléltetik a fali csúsztatófeszültség vektorok burkológörbéi, mint ahogy arról már említést tettünk a 6.1 alfejezetben. A jármű nyomában kialakuló örvényekre vizsgálatunk ebben a fázisban nem tér ki.

6.1.5 Nyíróerő vektorok felületi burkológörbéi

Összetett, háromdimenziós áramlások esetén mind mérés, mind számítás esetén nagy információ tartalommal bír a test felületén kialakuló nyíróerő vonalak mintázata. A topológia analízis módszerének ez az egyik legalapvetőbb eszköze. Hátránya ugyan, hogy csak a test felületének közelében nyújt információt az áramlás szerkezetéről, de abból bizonyos mértékig következtethetünk a belső térben kialakuló áramképre. Ennek a módszernek sokrétű alkalmazását mutatják be a [13], [26], [28], [29], [84] irodalmak. Az áramlás „felületi lenyomatából” megállapítható a torlópont helye, a határréteg leválás-, visszafekvés vonala, az örvények talppontjai, forgásirányuk, valamint az előbb említett szakirodalomban fellelhető összefüggések segítségével olyan struktúrák, amelyek például a felületi megjelenítés minősége miatt nem láthatók a mintázaton.

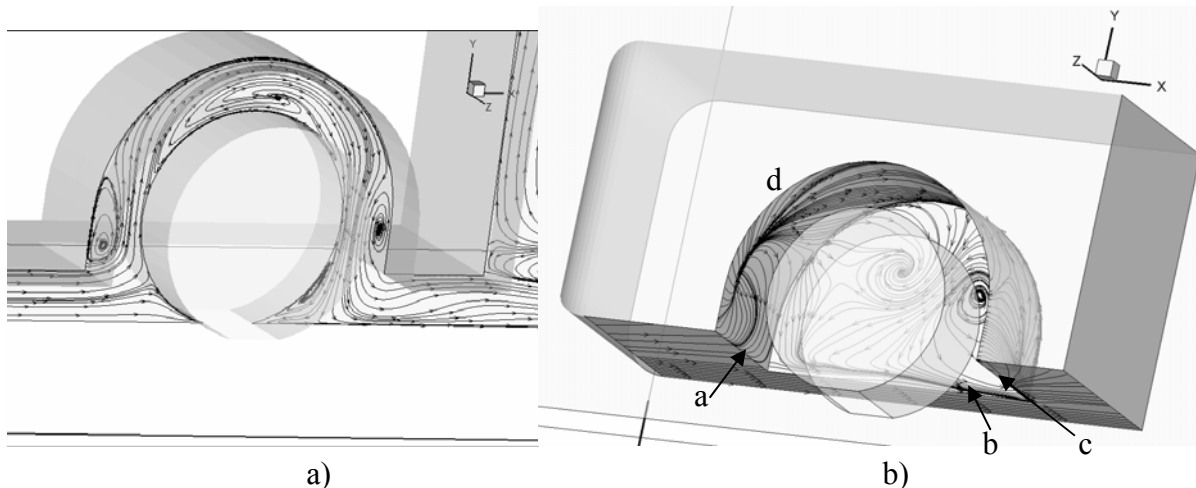


a) külső nézet, a középsíkban áramvonalak, a térben pedig az örvényszálak láthatók, áramlás balról jobbra



b) kerékház belseje alulról nézve, a betűkkel ellátott térbeli görbék az örvényszálakat, a nyilakkal ellátott felületi görbék a fali nyíróerő vektorok burkológörbéit szemléltetik, áramlás balról jobbra

23. ábra Kritikus pont elmélettel meghatározott örvényszálak gépjármű kerékházában



24. ábra a) Áramvonalak a kerék függőleges középsíkjában az 1D homlokfal és kerékház közötti távolsággal jellemzett járműmodell esetén; b) a csúsztatófeszültség burkológörbéi a kerékház belső felületén és a kerékház éleinek elnevezései. Áramlás balról jobbra

A kerékházban forgó kerék függőleges szimmetriasíkjában ábrázoltuk az áramvonalakat a 24.a ábrán, ahol a 23. ábra szerinti később részletesebben tárgyalásra kerülő **H**, **A**, valamint **B** örvények metszetei figyelhetők meg. A határréteg leválás, visszafekvés vonalai, az **A** és **B** jelű örvények talppontjai, valamint a kerékház éleinek elnevezései a 24.b ábrán láthatók.

6.2 Modell a gépjárművek kerékházában kialakuló áramlás leírására

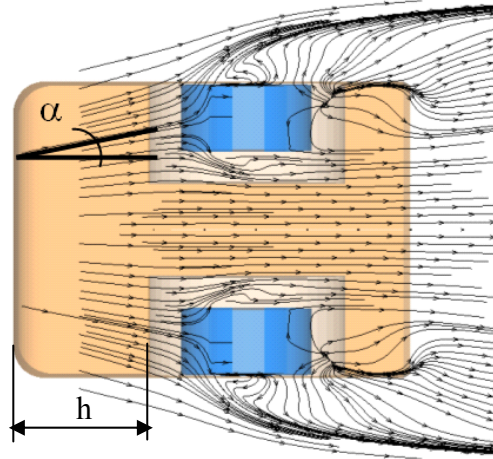
A kerékházban kialakuló áramkép szerkezetének megértését elősegítendő, a kerékház áramlási terét egymással összekapcsolódó tartományokra bontjuk, amelyeket az alábbi alfejezetekben egymástól elkülönítve szemlélünk.

6.2.1 A karosszéria alatti részben kialakuló áramlás

Jól ismert jelenség ([86], [15], [27]), hogy a jármű homlokfala és a kerék közötti távolság jelentősen befolyásolja a karosszéria alatti részben a kerékhez és a kerékházhoz áramló közeg irányát, amit az α szöggel jellemzünk (lásd 25. ábra). A tapasztalat szerint ([86], [15], [27]) minél közelebb van a kerék a jármű homlokfalához, annál nagyobb a ferde megfúvás szöge. Az alábbiakban megmutatjuk, hogy ez a megfúvási szög jelentős hatással van a kerékházban kialakuló áramképre, így a 22. ábrán bemutatott modellek kerékházában kialakuló áramlás összehasonlításával főként a ferde megfúvási szög változásának hatását ismerhetjük meg.

Numerikus szimuláció segítségével meghatároztuk az áramlási jellemzőket három különböző homlokfal és kerékház közötti távolsággal jellemzett jármű esetére. A vizsgált modellek a 22.b, c és d ábrákon láthatók. Eredményül az alábbi α értékeket kaptuk a kerék karosszéria alatti részbe „kilógó” részén kialakuló torlópont magasságában (hozzávetőlegesen a karosszéria alatti rész félmagasságában):

- $h=1d$ (d : a kerék átmérője) homlokfal és kerékház közötti távolság esetén (22.c) $\alpha = 9,18^\circ$
- $h=1,73d$ homlokfal és kerékház közötti távolság esetén (22.b) $\alpha = 7,5^\circ$
- végtelen homlokfal és kerékház közötti távolság esetén (22.d) $\alpha = 2,85^\circ$



25. ábra Karosszéria alatti áramlás áramvonalai $h=1d$ (d [m] a kerék átmérője) homlokfal és kerékház közötti távolság esetén, vázlatosan feltüntetve a ferde megfúvás α szögét. Áramlás balról jobbra

A numerikus szimuláció megerősítette a szakirodalomban publikált mérési eredményeket [86], [15]: a ferde megfúvás szöge csökkenthető, ha növeljük az első kerékház és a jármű homlokfala közötti távolságot.

A kerék alsó része, amely a kerékházon kívül helyezkedik el, a karosszéria alatti részben kialakuló, viszonylag nagy sebességű áramlásban van. Számításaink eredményei azt mutatják, hogy a kerék alsó része körüli áramlás igen jól egyezik a zavartalan áramlásban egyedül álló forgó kerék ugyanezen része körüli áramlással. Ez a megfigyelésünk jól egyezik Morelli [49] megállapításával, amelyre mérés útján jutott.

A talaj közelében a kerék homlokfelületének alsó éleiről kiinduló két, állandóan jelenlévő, a haladási iránnyal párhuzamos tengelyű, nyitott örvényt figyelhetünk meg, amelyek **L** és **R** jelzéssel ellátva a 23. ábrán láthatók. Ezek igen hasonlóak az egyedülálló kerék esetén kapott áramkép 13. és 17. ábrákon látható vonatkozó részeihez, ahol ugyanezeket a jelöléseket alkalmaztuk.

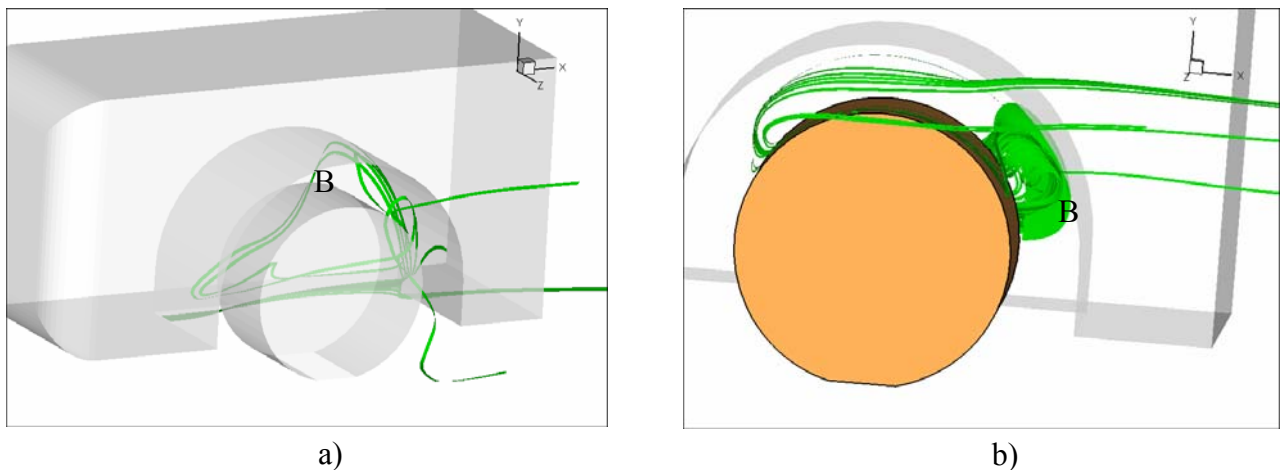
E két örvény keletkezése ugyanannak a folyamatnak az eredménye, mint az egyedülálló kerék esetén: a kerék homlokfelülete és a talaj közötti szűkülő részben a közeg oldalirányban áramlik a kerék oldalai felé, majd a határréteg leválik a kerék profiljának élein. Miután a profil éleinek a karosszéria alatti áramlási sebességvektorával bezárt szöge viszonylag kicsi, haladási iránnyal közel párhuzamos tengelyű, nyitott örvénypár keletkezik: az egyik örvény (**L**) a jármű mellett, a másik (**R**) a karosszéria alatt nyúlik el áramlás irányában, bejutva a jármű mögötti nyomba. Ez a jelenség hasonló a ferde hátsó részű (fastback) autók C oszlopáról leváló hosszanti örvények létrejöttéhez [27], vagy delta szárnyú repülőgépeknél tapasztalható belépőél örvények kialakulásához [6], [36], [35]. Ezeknek az örvényeknek a létezése tapasztalataink szerint független a jármű geometriájától, kizárva az olyan különleges konstrukciókat, mint az egészen kis karosszéria alatti réssel rendelkező versenyautók.

6.2.2 Beáramlás a kerékházba

Definiáljuk a kerékszekerény azon éleit, amelyeket megkerülve léphet be a kerékházba, vagy kerülhet ki onnan a közeg.

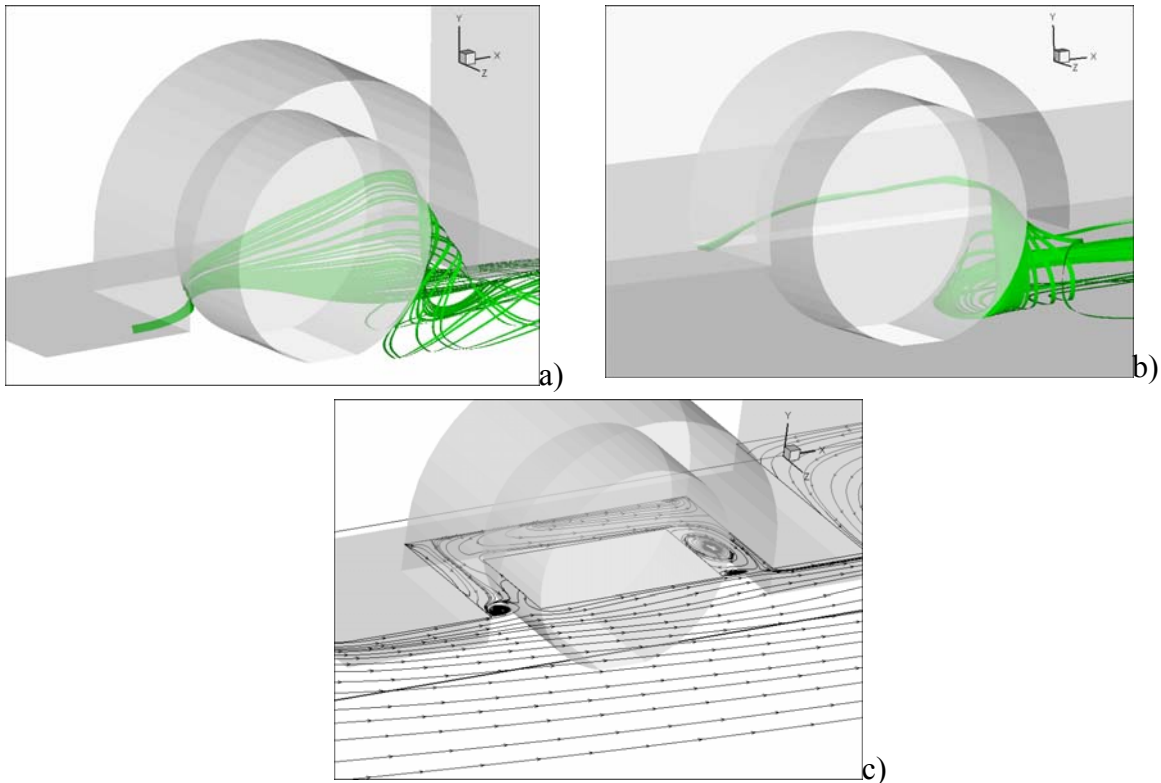
A levegő a kerékház 24.b ábra szerinti „a” jelű belépőélének három szakaszán, valamint a ferde megfúvási szög következtében a „b” jelű, a jármű tengelyével párhuzamos belépőél mentén lép be a kerékházba. Jelölje 1 szám az „a” jelű belépőélnek a kerékház belső falához közel eső harmadrészét, 2 szám a második harmadát, 3 szám az „a” jelű belépőél jármű oldalához legközelebbi harmadát.

Az áramlás numerikus szimulációjával kapott áramképekből megállapítható, hogy az „a” él 1 jelű szakaszán (a kerékház belső falához közel) belépő közeg kissé a kerékház felé térül el, majd torló zónát képez a kerékház sárvédő ívének szél alatti felületén, amely a közeget felfelé tereli, kialakítva a **B** örvényt (lásd. 26. ábra). Ez az örvény növekvő megfúvás ferdeségi szög esetén jön létre úgy, hogy ekkor a kerékház feltöltődése az „a” jelű belépőél 1-es szakaszáról történik. Ezen örvény talppontja jól látható a 23.b és 24.b ábrákon a kerékház belső falán a jobb oldalon, és létezése kimutatható a kritikus pont elmélettel is (lásd. 23.a ábra). A **B** örvény forgásiránya megegyezik a kerék forgásirányával.



26. ábra **B** örvény. a) a kerékház 1. jelű szakaszáról beáramló közeg áramvonalai; b) a **B** örvény áramvonalai. Áramlás balról jobbra.

A kerékház „a” jelű belépőélének 2 szakasza alatt belépő közeg a kerék belső oldalfelülete mellett áramlik. A határreteg a kerék futófelületének szél alatti belső éléről leválik, létrehozva a kerékházban közel függőleges tengelyű **E** örvényt, amely a karosszéria alatti áramlás irányába fordul, majd megnyúlik (forgási sebessége nő) (27. ábra). Nagy homlokfal és kerékház közötti (h) távolsággal jellemzett jármű esetén a ferde megfúvás szöge kicsi, és tapasztalataink szerint az 1 jelű tartományból érkező közeg is az **E** örvénybe keveredik (27.b ábra), a **B** örvény pedig nem alakul ki.

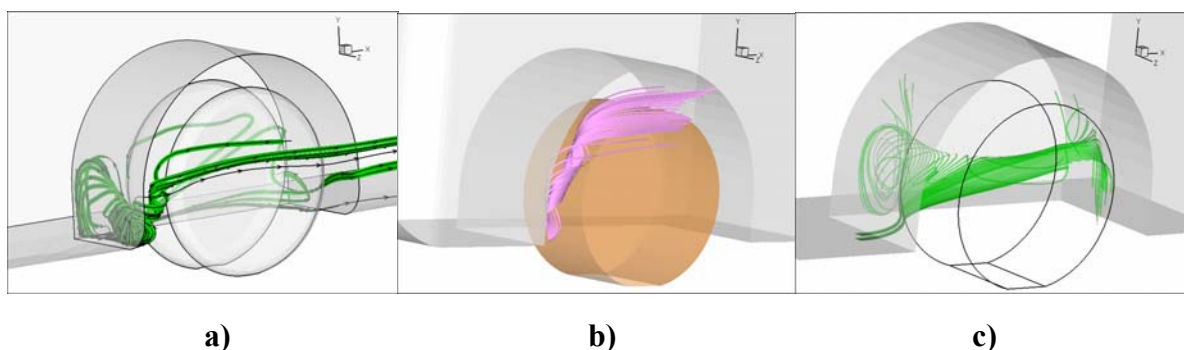


27. ábra Az E örvény keletkezése. a) $h=1d$ homlokfal és kerékház közötti távolságú modell esetén; b) végtelen homlokfal és kerékház közötti távolságú modell esetén; c) az E örvény vízszintes metszete $h=1d$ homlokfal és kerékház közötti távolság modell esetén

A kerékház „a” jelű belépőjének β jelű szakaszán, vagyis a kerék homlokfelülete előtt belépő közeget a kerék felfelé tereli (lásd. 24.a és 31.d ábra). A közegnek a bemutatott módon történő beáramlását több szakirodalmi publikáció szerzői is megfigyelték [14], [15], [11], [52], [27], [86], de az áramlás további alakulására, szerkezetére vonatkozó megállapításokat nem tettek. Az itt történő feláramlás és a kerék áramlással szemben mozgó futófelülete közötti kölcsönhatás révén a határréteg leválik a kerék felső felületéről. A leválási buborék, illetve a benne kialakuló, a keréssel ellentétes irányban forgó **A**-val jelölt örvény kiterjed a kerékház belső tartományára is és elérheti a belső függőleges falat (lásd. **A** örvény talppontja a 24.b ábrán). E leválási buborék külső részén a közeg a kerékház belseje felé áramlik és eléri a belső függőleges falat. Az örvény talppontjánál a 24.b ábrán ábrázolt nyíróerők burkológörbéinek alakjából is látható, hogy a közeg a fal közelében a leválási buborék (**A** örvény) belseje felé, majd onnan a kerékházból kifelé áramlik. Amikor az **A** örvény eléri a jármű oldala melletti nagy áramlási sebességű zónát, az az áramlás irányába téríti, miközben az örvényszál megnyúlik, és az örvénylő mozgás disszipáció miatt rövid távon megszűnik. Az **A** örvény a 24.a, valamint a 31.c és d ábrákon figyelhető meg.

A kerékház „a” jelű belépője mögött (lásd. 24.b ábra) a határréteg leválás következtében létrejövő leválási buborék alkotja a **H** örvényt, amelynek forgásiránya a kerék forgásirányával egyezik (28.a ábra). A megfúvás ferdeségi szögének növekedésekor a **H** örvény kiegészül egy, a „b” jelű belépőjellel párhuzamos tengelyű örvénnyel (28.c ábra) amely a határréteg „b” jelű élről ferde megfúvás esetén történő leválásának következménye.

Hasonló módon alakul ki a **C** örvény is (28.a és b ábrák) a kerékház 24.b ábra szerinti „d” jelű élének szél feletti része mentén, amely a jármű karosszériájának alsó hosszanti élének lekerekítése esetén szintén a **H** örvény folytatása (28.a ábra). A kerékház „d” jelű élének felső részén a **C** örvény elválik az éltől és a kerék mellett a jármű oldala menti gyors áramlásba kerülve megnyúlik (28.a és b ábrák). A **C** örvény érdekes sajátossága, hogy nem okoz beáramlást a kerékházba, mint ahogy az a 24.b ábrán nyíróerő vonalak alapján is jól megfigyelhető.



28. ábra a) H és C örvények; b) C örvény; c) a H örvény kiterjedése a kerékház hosszanti irányú „b” jelű éle mentén

6.2.3 Áramlás szerkezete a kerékház belsejében

A kerékház belsejében az áramlás az **A**, **B**, **C**, **H** és **E** örvényekkel jellemezhető. Az **A** örvény mérete a kerékház 3 jelű szakaszán beáramló, majd a kerék futófelületén felfelé eltérülő közeg mennyiségétől függ. Ha a megfúvás ferdeségi szöge kicsi, azaz a jármű homlokfala és kerékháza közötti (h) távolság nagy (lásd. 25. ábra), akkor az **A** örvénybe érkező közeg mennyisége nagy, ezért ez az örvény dominál a kerékház belső tartományában. Ebben az esetben a **B** örvény nem jön létre, hanem a kerékház „a” jelű belépőélének 1-es szakaszán belépő közeg a 2-es szakaszon belépő közeggel azonos útvonalon haladva az **E** örvényt erősíti (lásd. 27.b ábra).

6.2.4 A kerékház szél alatti része, kiáramlás

A kerékházba jutó levegőmennyiség egy része az **A** örvény belsején keresztül távozik, míg ugyanezen örvény külső részén a már említett módon beáramlás történik. A közeg a kerék felső részén és felette áramlik ki, ahogy azt a 31.d ábra mutatja. Amennyiben a **B** örvény létezik (kisebb homlokfal és kerékház közötti (h) távolság, nagyobb ferdeségű megfúvási szög), azon keresztül is történik kiáramlás. Az **A** és **C** örvények az autók elülső kerékházában igen jól látszanak esős időben, amikor a kerék által porlasztott és az útfelületről felragadott vízcseppek láthatóvá teszik az áramlást.

A következő jelentős kiáramlással jellemezhető tartomány az **E** örvény, amelyen keresztül a kerékszékénybe jutó közeg egy része a karosszéria alatti részbe jut.

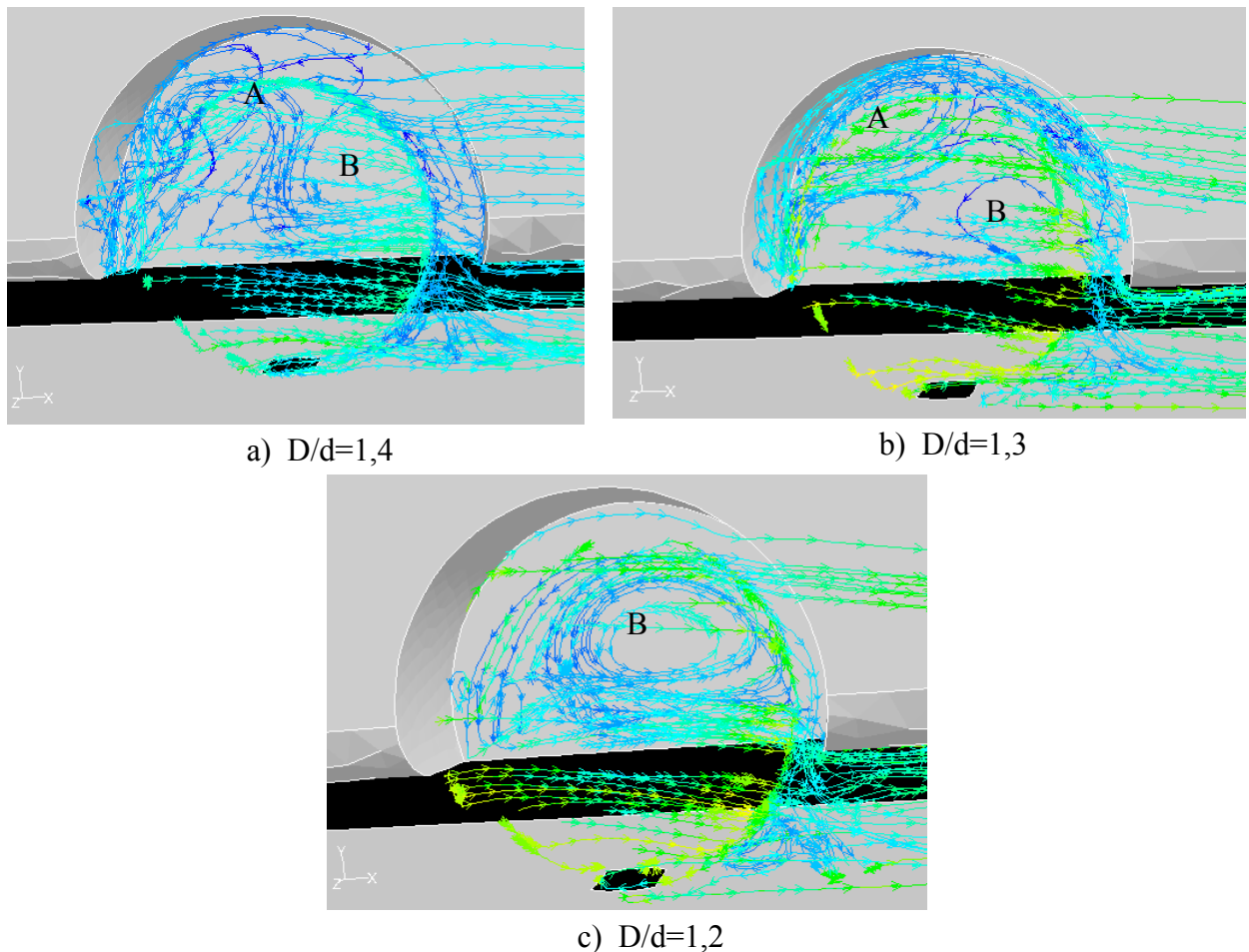
Megemlítendő, hogy az **A**, **B**, **C**, valamint **E** örvények a jármű oldala menti, illetve a karosszéria alatti részben uralkodó nagyobb sebességű tartományokba érve megnyúlnak, az örvényesség megnő bennük és ennek következtében igen rövid távolság megtétele után

„eldisszipálódnak”. Ez a folyamat jól látszik az áramvonalakkal szemléltetett számítási eredményeken.

A kerékház oldalsó nyílásának szél alatti tartományán a kerék mögött kiáramlás történik, amely a kerékház 24.b ábra szerinti „ d ” jelű élén határréteg leváláshoz vezet. E leválás következménye az **S** örvény (lásd. 32. és 33. ábrák). Ennek az örvénynek viszonylag kicsi a jelentősége, az áramvonalakkal vizualizált áramképeken nem is jelenik meg.

6.2.5 A kerék és kerékház geometriájának, illetve a kerék forgásának hatása az áramlás szerkezetére

Amint az előzőekben láthattuk, az **A** és **B** örvények helyzete és intenzitása elsősorban a megfúvási szögtől függ, amely szög a jármű homlokfala és kerékháza közötti (h) távolság függvénye, míg a **H**, **C**, **R**, **L** és **E** örvények helyzete és mérete a megfúvási szög változásától csak kis mértékben függ. Ebben az alfejezetben a kerékház geometriájának (átmérőjének és mélységének) az áramlás struktúrájára gyakorolt hatását tárgyaljuk.



29. ábra Áramvonalakkal szemléltetett áramképek csökkenő kerékház átmérő esetére a jármű oldala felől nézve. Áramlás balról jobbra

A kerékház sárvédő ív átmérőjének csökkenésekor a kerék futófelülete és a sárvédő ív közötti rés szűkül, ami ebben a részben kisebb mennyiségű közeg áramlását teszi lehetővé, azaz az **A** örvénybe jutó közeg mennyisége mérséklődik. A 29. ábrán három különböző sárvédő ív sugár esetén látható az áramvonalakkal szemléltetett áramkép. Az **A** örvény a sárvédő ív átmérőjének csökkenése hatására a kerékház szél feletti tartománya felé mozdul, miközben mérete csökken, míg a **B** örvényben áramló közegmennyiség növekszik. A **B** örvény ennek megfelelően egyre inkább dominánssá válik a kerékház belsejében. Határesetben, amikor a sárvédő ív átmérője csaknem eléri a kerék átmérőjét, a kerékház oldalról gyakorlatilag lezárul és a kerékház egy alulról nyitott üreggé alakul át, melynek áramképe – hasonló geometriai arányok mellett – a nyitott üregekre vonatkozó szakirodalommal egyező módon ([38], [7], [88]) a **B** örvénynek megfelelő recirkulációs zónával és az **A** örvény eltűnésével jellemezhető (lásd. 29.c ábra). Mindez egyben azt is jelenti, hogy a kerék forgásának hatása elhanyagolhatóvá válik. A sárvédő ív átmérőjének csökkenésekor mind a **H**, mind a **C** örvény értelemszerűen megszűnik. Az **E** örvény a kerék karosszéria alatti részben lévő részén a 29.a, b és c ábrákon látható módon megmarad, de mérete csökken, ami a kerék és a sárvédő ív közötti rész méretének csökkenésével magyarázható.

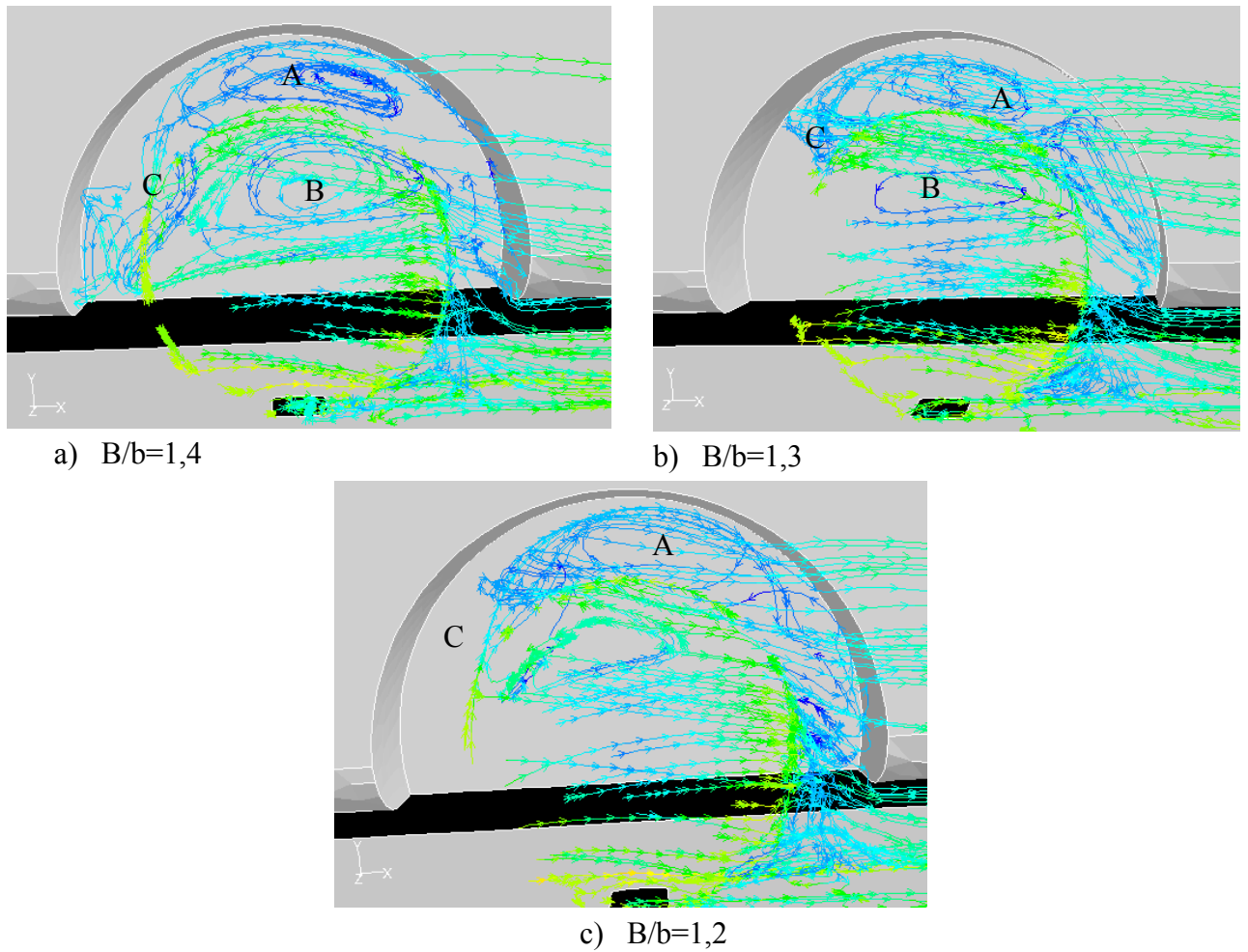
A kerékház mélységének csökkenése főként a **B** örvény kialakulását befolyásolja azáltal, hogy az azt tápláló közeg mennyiségét csökkenti a kerékház 24.b ábra szerinti „a” jelű belépőélnek 1 és 2 jelű szakaszán. Amennyiben a kerékház mélységének csökkentésekor a sárvédő ív átmérője változatlan marad, a kerékház áramlástani szempontból fokozatosan átalakul egy a jármű oldala felé nyitott üreggé: a **B** örvény eltűnik (30. ábra).

Az **A** örvény kialakulásához vezető, a kerék homlokfelülete mentén történő feláramlás a kerékház mélységének csökkenésekor egyre erőteljesebbé válik, mivel az „a” jelű belépőél felől érkező közeg főként a kerék homlokfelülete mentén felfelé tudja megkerülni a kereket. Ezért a kerék és a sárvédő ív közötti részben kialakuló leválási buborék feltöltődése már nem a **C** örvény által a jármű oldala felől, hanem az „a” jelű belépőél és a kerék közötti alsó nyíláson át történik. A 30. ábrán az áramvonalak a kerék felületének közvetlen közeléből indulnak és látható, hogy azok nem jutnak a **C** örvénybe, ami arra utal, hogy a kerék felületét a **C** örvény nem érinti. A kerék homlokfelülete közvetlen közeléből induló áramvonalak mind az **A** örvénybe keverednek, ami arra utal, hogy a kerék és a sárvédő ív közötti rész szél feletti tartományában a kerék mentén feláramlás van egészen az **A** örvény kialakulásához vezető határréteg leválásig.

Az **E** örvényt a kerékház belsejéből áramló közeg táplálja, ezért a kerékház mélységének csökkenésével az örvény jelentős gyengülésére számíthatunk. Az **E** örvény szél alatti, áramlás irányába nyúló részét a karosszéria alsó hosszanti éléről a karosszéria alatti rész irányába történő határréteg leválás is erősíti. Az **E** örvény a kerékház és a jármű hátfala közötti szakaszon tapasztalataink szerint abban az esetben is kialakul, ha a kerékház ürege teljesen le van zárva.

A kerékház geometriájának az áramkép szerkezetére gyakorolt hatásának elemzése után vizsgáljuk meg, hogy a kerék profiljának geometriája miként befolyásolja a kialakuló áramképet. Gépjárművek kerekeinek profilja általában lekerekített, de igen sok esetben a futófelületen egy réteg kiemelkedik, amelynek oldalai viszonylag „élesek”. A futófelület kiemelése a kerék vízfelverő hatását csökkenti esős időben és javítja a menetbiztonságot [90], áramlástani szempontból viszont a homlokfalról leáramló határréteg leváláshoz vezet. Még lekerekített profilú kerekek esetén is a lekerekítés gyakran kis sugara a határréteg leválásához vezet. Vizsgálataink

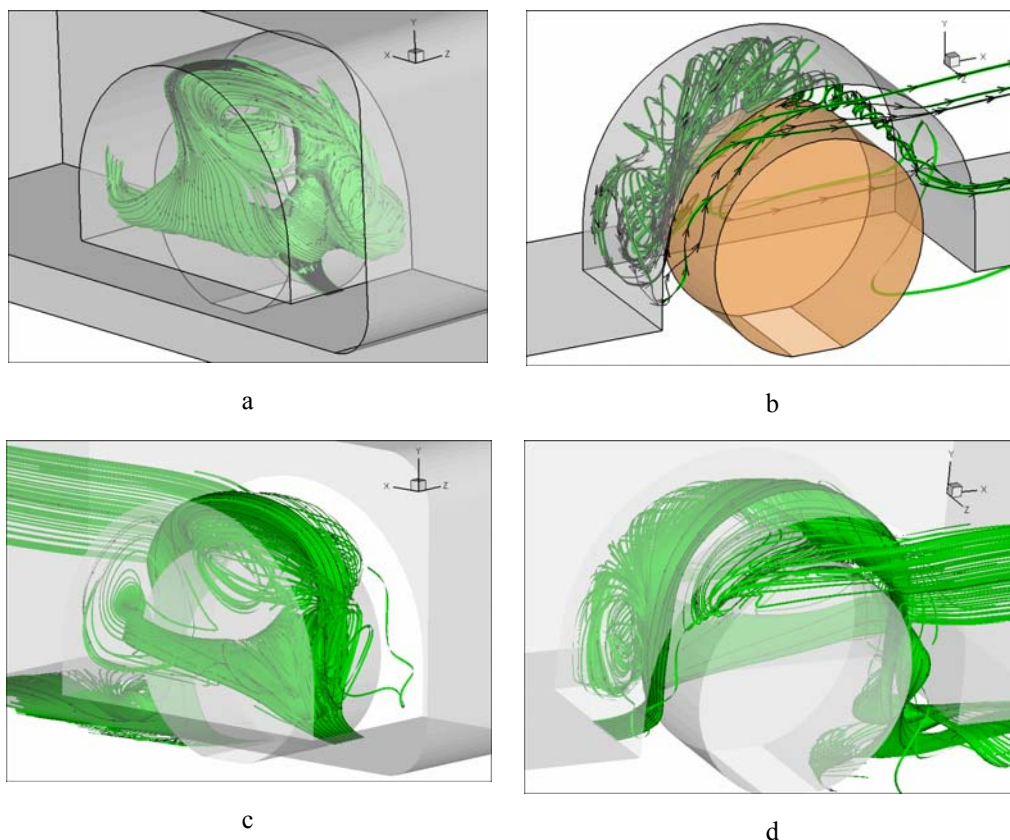
során ezért nem tapasztaltunk jelentős különbséget lekerekített profilú kerék, illetve éles profilú kerék jelenlétében számolt áramlás szerkezetében.



30. ábra Áramvonalakkal szemléltetett áramképek csökkenő kerékház mélység esetén a jármű oldala felől nézve. Áramlás balról jobbra

Jelentősebb hatással van a kialakuló áramképre a kerék forgása. A kerék futófelülete feletti határréteg jellemzői az **A** örvény helyzetét befolyásolják: forgó kerék esetén az **A** örvény tengelye közelítőleg merőleges az áramlás irányára, míg álló kerék esetén e tengely elferdül úgy, hogy az **A** örvény kerékház belső felületéhez közeli része a jármű homlokfala felé, a kerék feletti része pedig a jármű hátfala felé tolódik (31.a és b ábra). Az **A** örvény kerék feletti részének a hátfal felé történő eltolódása annak köszönhető, hogy álló kerék esetén a kerék felső felületéről a határréteg később válik le.

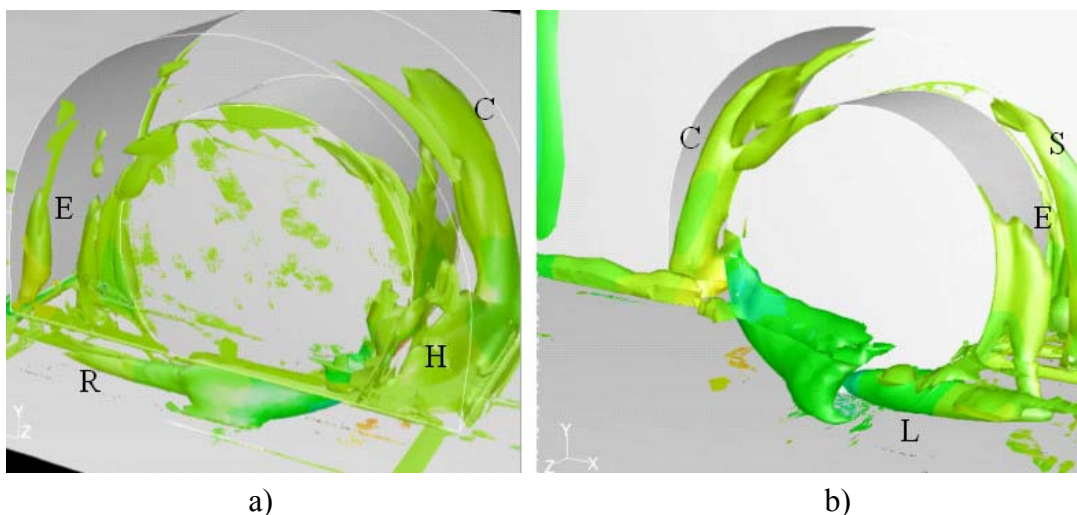
Álló kerék esetén a megfúvás ferdeségi szöge számításaink szerint megnövekszik, ezért a kerékház 24.b ábra szerinti „*b*” éle mentén leváló örvény (amely a **H** örvényhez kapcsolódik) nagyobb szerepet játszik a kerékház belsejének feltöltésében, mint forgó kerék esetén. Az **A** örvény helyzetének megváltozása átalakítja a kerékházban kialakuló áramlási struktúrát, ennek az esetnek azonban nincs gyakorlati jelentősége.



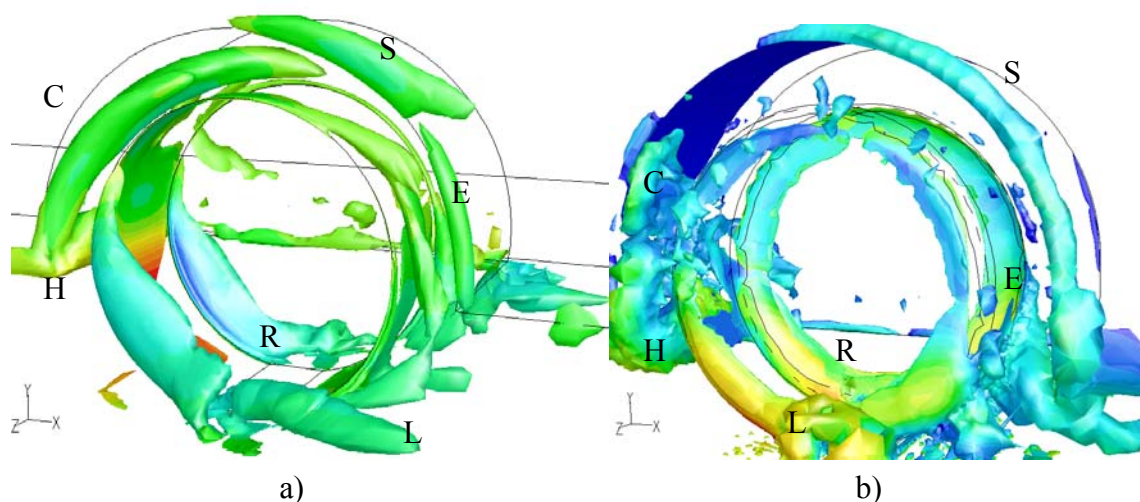
31. ábra Álló és forgó kerék esetén kialakuló áramképek: a) és b) álló kerék esetén-, c) és d) forgó kerék esetén kialakuló áramvonalak. Az a) és c) ábrákon az áramlás jobbról balra történik, míg a b) és d) ábrákon balról jobbra

6.2.6 Dinamikailag jelentős áramlási struktúrák

Ebben az alfejezetben az áramképeket a bennük meghatározó szerepet játszó örvények szempontjából elemezzük. Az örvények dinamikai hatásukat a bennük lévő depresszió révén fejtik ki a hozzájuk közel eső szilárd felületekre, valamint az áramlás eltérítésével módosítják a tőlük távol eső tartományok nyomáseloszlását is. Ebből a szempontból különbséget teszünk dinamikus struktúrák és holtterek között, hasonlóan a [17] jelű irodalomban alkalmazotthoz. Az utóbbi kifejezést olyan zónákra használjuk, amelyek leválási buborékok és a bennük lévő átlagos sebesség közelítőleg 20%-a a zavartalan áramlás sebességének, azaz a jellemző dinamikus nyomás mindössze 4%-a a zavartalan áramlás dinamikus nyomásának. A leválási buborékokat a külső áramlási tértől nyírórétegek választják el, azaz a Bernoulli egyenletből adódóan bennük az össznyomás kisebb, mint a külső áramlásban (ld. az értekezés függelékének **1. Függelék** jelű része). A dinamikailag jelentős struktúrákat két, egymástól függetlenül kezelt mennyiség térbeli eloszlásának vizsgálatával elemezzük, amelyek az össznyomás, valamint a sebességderivált tenzor második skalár invariánsa, az (2.5) összefüggésben már ismertetett Q mennyiség.



32. ábra $Q=50000$ értékhez tartozó iso-felületek a $h=1d$ homlokfal és kerékház közötti távolságú modell kerékházában. a) belső nézet, áramlás jobbról balra; b) külső nézet, áramlás balról jobbra



33. ábra $Q=50000$ értékhez tartozó iso-felületek a a) végtelen homlokfal és kerékház közötti távolságú modell, valamint a b) $h=2d$ homlokfal és kerékház közötti távolságú modell kerékházában, áramlás balról jobbra

A 32. ábra a $Q=50000$ értékhez tartozó iso-felületeket ábrázolja a $h=1d$ homlokfal és kerékház közötti távolsággal jellemzett modell kerékházában. Abból következően, hogy az említett nagy Q értékkel detektálhatók és jellemezhetőek, a talaj közelében a kerék két oldalán kialakuló **L** és **R**, a kerékház szél feletti élein keletkező leválás miatt létrejövő **H**, **C**, valamint a kerék hátsó részén bekövetkező határréteg leválás következtében kialakuló **E** és **S** örvények, dinamikailag jelentős struktúráknak tekinthetők.

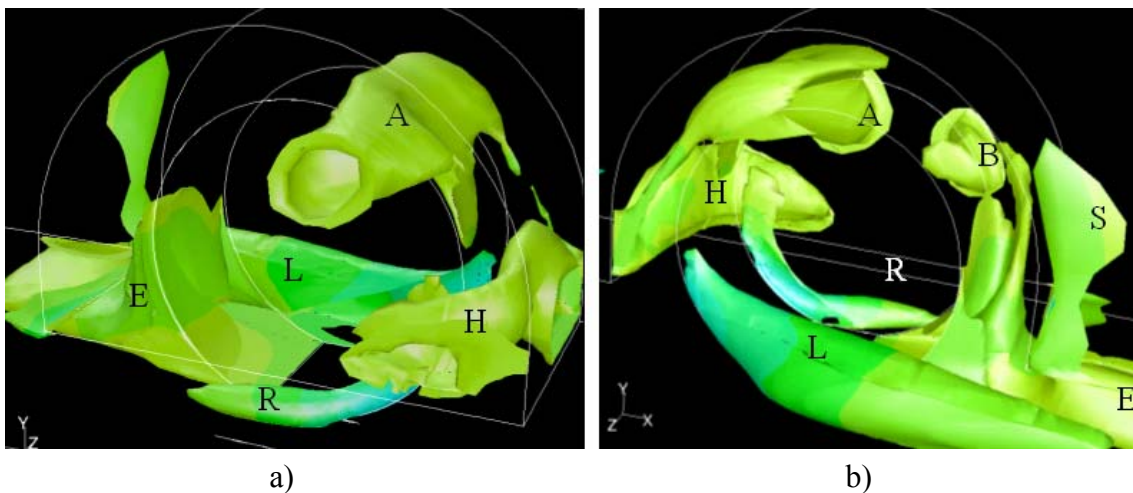
Vizsgálataink során megállapítottuk, hogy ezek a dinamikailag jelentős szerepet játszó örvények léte, szerkezete a jármű homlokfala és a kerékház (h) távolságától függ, azonban gyakorlatilag független a jármű karosszériájának további geometriájától, ahogy az a 33. ábrán is látszik, ahol három különböző geometriájú modellnél (lásd. 22.b, c) és d) ábrák) kapott áramképet hasonlítottunk össze.

A Q izo-felületek a deformációsebességhez (\mathbf{A}_S) képest nagy örvényességgel ($\text{rot}(\mathbf{v})$) jellemezhető tartományokat foglalják magukba, így azok az örvények, melyekben az örvényesség és a deformációsebesség (2.5) összefüggés által definiált különbsége a Q által megjelölt küszöbérték alatt van, nem jelennek meg az ábrákon. Ennek eredményeként tehát megállapíthatjuk, hogy a 32., illetve 33. ábrákon nem szereplő, a kis sebességekkel jellemzett leválási buborékban kialakuló **A** és **B** örvények dinamikai hatása kicsi. Ezen örvények léte és jellemzői – ellentétben a dinamikailag jelentős struktúrákkal – jelentős mértékben függenek a jármű modell és a kerékház jellemzőitől (lásd. 6.2.2-6.2.4 és 6.2.6 alfejezetek).

A Q izo-felületek láthatóan többé-kevésbé töredezettek és „törmelékes” jellegűek. Ez annak következménye, hogy a Q számítása deriváltakon alapszik, melyek meghatározása numerikus szimuláció eredményeiből, csakúgy, mint mérési eredményekből is, hibákkal terhelt. Az áramképet kisebb zaj mellett elemezhetjük az állandó össznyomáshoz tartozó felületek segítségével. A 34. ábra a 32. ábrával azonos áramlási helyzetet és nézetet mutatja, csak itt az össznyomás izo-felületeit láthatjuk. Az **L**, **R**, valamint a **H** örvények jól láthatók, de ez esetben megjelennek az előbb nem látott **A** és **B** örvények is. Ez a megjelenítési mód az **E** örvényt igen kiterjedt tartományként mutatja, ahogy tengelye függőlegetől a karosszéria alatti rés felé fordul. Érdekes másrészt, hogy a nagy sebességű áramláshoz közvetlen csatlakozó **C** örvényt az össznyomás-állandó felületek nem detektálták.

A két eljárás közötti eltérések oka azzal magyarázható, hogy míg a Q érték a folyadékreszek forgásának lokális mértékén alapul, addig az össznyomás az örvényességnek a zavartalan áramlás és az örvény egy-egy pontját összekötő görbe menti integráljának abszolút értékével függ össze (ld. 1. függelék).

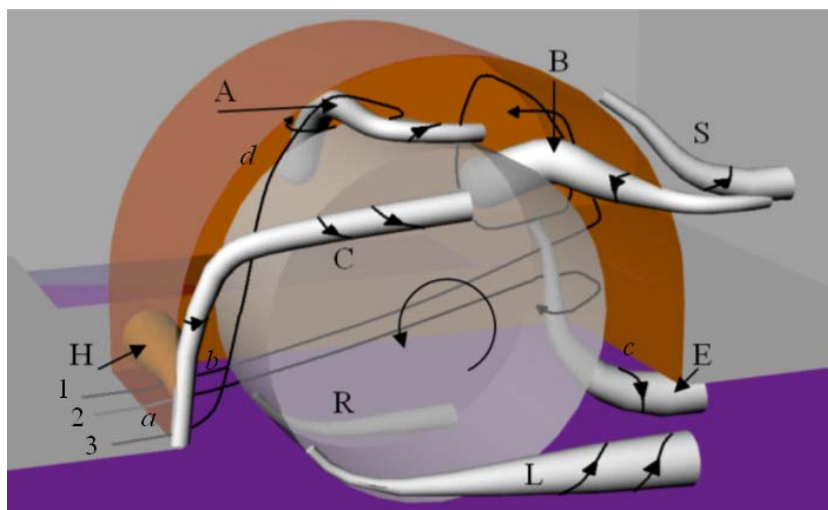
Ahol ezen integrál abszolút értéke nagy, ott az össznyomás kicsi. Ennek megfelelően a kis össznyomáshoz tartozó felületek magukba foglalhatják a dinamikailag jelentős struktúrákat is, mint pl. az **L** és **R** örvényeket a „gyenge” örvények mellett, mint pl. az **A** és **B**. A dinamikailag jelentős hatással rendelkező örvények kialakulása olyan tartományokban várható, ahol a sebességek viszonylag nagyok, ezért célszerű ezeket a Q izo-felületeivel detektálni.



34. ábra Össznyomás állandó értékű felületei az $h=1d$ homlokfal és kerékház közötti távolságú modell kerékházában. a) belső nézet, áramlás jobbról balra; b) külső nézet, áramlás balról jobbra

6.2.7 A kerékházban kialakuló áramkép örvényváz modellje

A 35. ábrán látható örvényszálak, térhatású csövek az előbbieken elemzett megjelenítési módszerek egyidejű alkalmazásával készültek. Három különböző geometriájú jármű modell kerékházaiban kialakuló áramlást vizsgálva az előbbieken bemutatott 8 jelentős örvényt találtunk. Ezen örvények léte, helyzete és erőssége a kerékház geometriájának, valamint a megfúvás ferdeségi szögének függvénye. A 35. ábra összefoglaló jelleggel mutatja a kerékházban kialakuló áramkép általános szerkezetét az örvényváz módszer segítségével.



35. ábra A kerékházban kialakuló áramlás örvényváz modellje

Az örvényváz modellen szereplő örvények keletkezését és geometriáját, a jármű modell geometriájától való függését, a benne szereplő örvények dinamikai jelentőségét az előbbieken tárgyaltuk. A kerékházban kialakuló áramlási struktúrát tehát a 35. ábra ismeretében a következőképp foglaljuk össze:

A közeg a kerékházba az „a” jelű belépőél 1, 2, valamint 3 szakaszán lép be. Az „a” jelű belépőél mentén a határréteg leválik és létrejön a **H** örvény. Az „a” jelű belépőél 1 jelű szakaszán beérkező közeg a kerék és a kerékház belső felülete mentén a kerékház szél alatti része felé áramlik, ahol a sárvédő íven torló zónát képez, melytől felfelé, oldalirányban és lefelé térül el a közeg. A felfelé eltérülő közeg kialakítja a **B** örvényt, az oldalra eltérülő közeg az **E** örvénybe kerül. A **B** örvénybe kerülő közeg egy része az **A** örvénybe is átkerülhet. A belépőél 2 jelű szakaszán bejutó közeg a kerék belső felületéhez közel áramlik el és a kerék szél alatti részén a kerék mögé a karosszéria oldala felé térül el, amely során kialakítja az **E** örvényt.

Az „a” jelű belépőél 3 jelű szakaszán beáramló közeg közvetlenül a kerék homlokfelülete felé áramlik. A homlokfelület az itt beáramló közeget felfelé téríti el a kerék futófelülete mentén. A forgó kerék felületéről a 3 jelű szakasztól érkező közeg felület menti határrétege leválik és kialakítja az **A** örvényt. Az **A** jelű leválási buborék kiterjed a kerékház belső tartományára és talppontot képezhet a kerékház belső falán is a megfúvási szögtől függően. Ferde megfúvás (kis homlokfal és kerékház közötti (h) távolság) esetén a kerékház belsejét az **A** és **B** jelű örvények uralják, míg egyenes megfúvásnál (nagy homlokfal és kerékház közötti távolság) az **A** örvény

mérete megnövekszik és kitölti a kerékház belső tartományát, miközben a **B** örvény eltűnik. Az „a” jelű belépőélen kívül beáramlás történhet még a „b” jelű belépőél mentén, ha ferde megfúvás alatt van a kerékház, azaz kicsi a jármű homlokfala és kerékháza közötti távolság.

Kiáramlás az **A**, **B** és **E** jelű örvényeken keresztül történik, amelyek közül az **A** örvény a leginkább bonyolult, hiszen külső kerülete mentén beáramlást, míg belső tartományában kiáramlást tapasztalunk.

A **C** jelű örvény a kerékház ívén, a „d” jelű él mentén leváló határréteg terméke, amely nem okoz beáramlást a kerékházba. Hasonlóan kis jelentőséggel bír az **S** jelű örvény is, amelyet szintén a „d” jelű ívről, annak szél alatti részéről történő határréteg leválás okoz.

Az **L** és **R** jelű örvények az egyedülálló kerék körüli áramlás során is tapasztalt haladási iránnyal jó közelítéssel párhuzamos tengelyű örvények, amelyeknek mérete a ferde megfúvás szögétől függ: kis megfúvási szög esetén közelítőleg azonos méretűek, a gyakorlatban előforduló megfúvási szögek esetén azonban a jármű oldalához közelebb eső **L** jelű örvény mérete lényegesen nagyobb, mint **R** mérete.

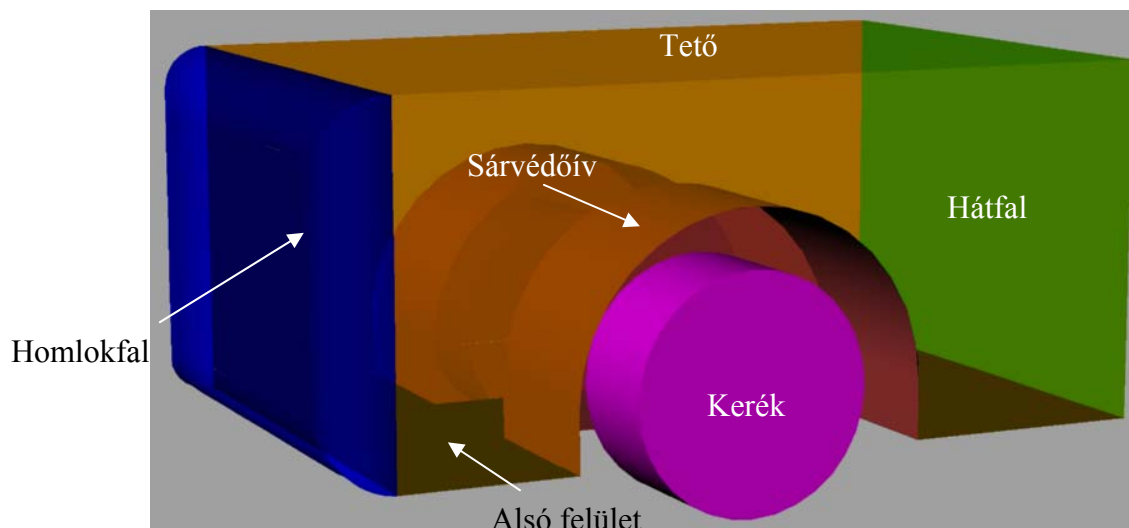
Megállapítottuk, hogy a kerékházban kialakuló, a 35. ábrán felvázolt áramkép szerkezetére első sorban a kerékház geometriájának és a jármű homlokfala és a kerékház közötti távolságnak van hatása. Tapasztalataink szerint a karosszéria homlokfaltól és alvástól különböző részei nincsenek jelentős hatással a kerékházban kialakuló áramképre.

6.3 A járműmodellre ható erők vizsgálata

6.3.1 Erők megoszlása a járműmodell felületein, a kerék és kerékház hatása

A bevezetésben, valamint a szakirodalmi összefoglalóban ismertettük, hogy a kerékházak és a bennük forgó kerekek jelentősen megnövelik a járművek ellenállását, valamint a rájuk ható felhajtóerőt. Ha ismert a kerékházak és kerekek jelenléte által okozott ellenállás, illetve felhajtóerő növekedés mechanizmusa, lehetőségünk nyílik annak befolyásolására. Ez a fejezet azt mutatja be, hogy miként és a jármű mely részein alakulnak ki azok az áramlási eredetű erők, amelyek az említett erőtenyezők értékeit kedvezőtlenül befolyásolják.

Az elemzés érdekében az egyszerűsített járműmodell felületét részfelületekre bontjuk (36. ábra), amelyeken integráljuk a validált numerikus szimulációs eljárás által adott nyomásokat és csúsztatófeszültségeket, így meghatározva a rajtuk ható ellenállás és felhajtóerőket. A nyomáseloszlásokat bemutató ábrákat az értekezés függelékének **3. Függelék** jelű része szemlélteti. Az ellenállás- és felhajtóerőt a zavartalan áramlás dinamikus nyomására, valamint a jármű homlokfelületére vonatkoztatva felhajtóerő-, valamint ellenállástényező formájában közöljük.



36. ábra A járműmodell felületeinek megnevezése (a járműmodell oldalfelületét eltávolítottuk a jobb áttekinthetőség érdekében)

A 4. Táblázat az egyszerűsített járműmodell kerék és kerékház nélküli *alapmodelljének* különböző elemeire ható erőkből számolt felhajtóerő- és ellenállástényezőket, valamint a kerékekkel és kerékházzal ellátott modell felületeire tartalmazza az aerodinamikai jellemzők értékeit. Mindkét esetben mozgó talaj feltételezése mellett végeztük a számításokat.

	Ellenállástényező		Felhajtóerő-tényező	
	alapmodell	+kerék+kerékház	alapmodell	+kerék+kerékház
homlokfal	0,107	0,147	0,198	0,211
hátfal	0,148	0,157	0	0
tető	0,011	0,010	0,375	0,403
alsó felület	0,008	0,007	-0,539	-0,432
Részleges eredő	0,274	0,321	0,034	0,182
kerékház	-	0,025	-	-0,091
kerék	-	0,098	-	0,100
Eredő	-	0,443	-	0,191

4. Táblázat. Az alapmodell, valamint a kerékekkel és kerékházzal ellátott járműmodell elemeire vonatkozó erőtényezők

A jármű homlokfala mindkét táblázatra vonatkozóan tartalmazza a belépőélek lekerekített részeit is, ez a magyarázat arra, hogy rajta jelentős függőleges irányú erőt is látunk. A függőleges erő ugyanis a felső vízszintes lekerekített belépő élre ható felhajtóerő, valamint az alsó vízszintes lekerekített belépőélre ható leszorító erő eredője. A táblázatok adatait vizsgálva megfigyelhetjük, hogy a homlokfal ellenállástényezője a kerekek és kerékházak hozzáadásával 37%-kal nőtt az alapmodellhez képest (a százalékszámítás alapja az alapmodellre vonatkozó érték). A hátfali ellenállástényező ugyanezen változtatás hatására 6%-kal nő. Az ellenállástényezők előbbi módon történő megváltozása azzal magyarázható, hogy a kerekeknek a jármű alá nyúló része lassítja a

karosszéria alatti részben lévő áramlást, ami a nyomás növekedését okozza a homlokfal alsó részén. A hátfali nyomás csökkenése a kerék karosszéria alatti részbe „lógó” részének a nyoma, valamint a jármű nyomában kialakuló áramlás közötti kölcsönhatás eredménye [67].

Az egyszerűsített járműmodell eredő ellenállástényezője a kerék és kerékház hozzáadásával 60%-ot növekedett az alapmodellhez képest. Ebből 15,3%-ot képvisel a homlokfal és a hátfal nyomáseloszlásának változásából adódó ellenállás-növekedés. A kerekre és a kerékházakra ható erők rendre 35,6%-al, valamint 9,1%-al növelik az ellenállástényezőt, ezzel mintegy 44,7%-al képviselve hatásukat eredőben.

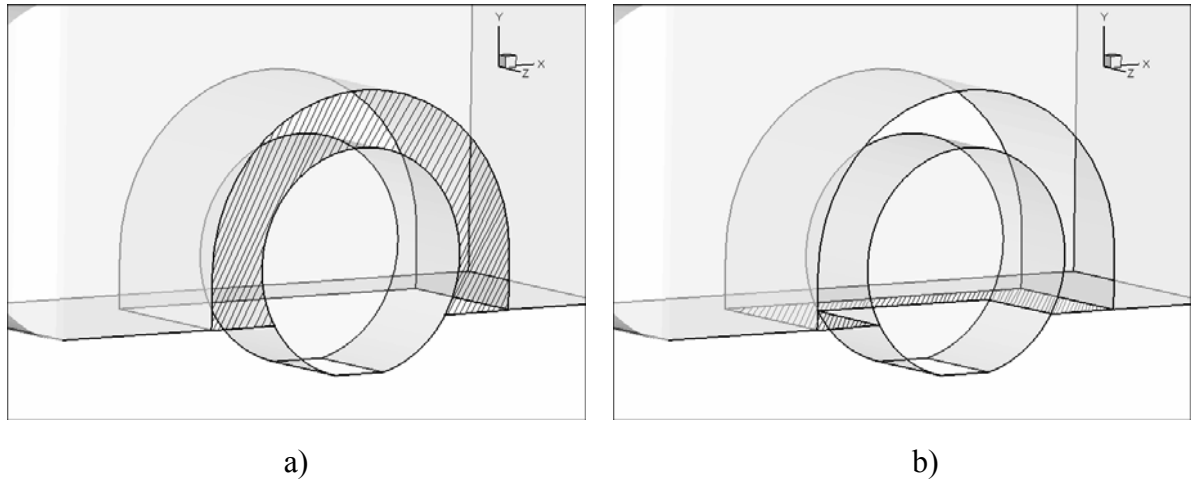
Megállapíthatjuk, hogy a kerek és kerékházak járműhöz való hozzáadásával létrejövő ellenállásnövekedés kb. negyed része a karosszérián, háromnegyed része pedig együtt a keréken és kerékházon keletkezik, a kerékház és a benne forgó kerék által okozott növekedés legnagyobb része, mintegy 59%-a pedig a kerekre ható ellenállásérő.

Az eredményekből látható, hogy a kerek és kerékházak járműhöz történő hozzáadása jelentősen megnöveli a felhajtóerőt (a felhajtóerő 0,034-ről 0,191 értékre növekedett). A kerekre ható felhajtóerő abszolút értékben csaknem egyezik a rájuk ható ellenállás erővel. Mivel a kerék futófelületének felső részén lévő kis, közelítőleg állandó nyomású leválási zónát másik oldalról a kerékház sárvédő íve határolja, az ezeken a felületeken kialakuló erők függőleges komponensei közelítően kompenzálják egymást. A kerek és kerékházak hozzáadása során kialakuló felhajtóerő növekedés kétharmadáért a kerekre ható felhajtóerő, fennmaradó részéért pedig a jármű többi része körüli áramlás kerek miatti változása felelős. Az áramkép megváltozása során lényeges felhajtóerő növekedés tapasztalható mind a homlokfalon, mind pedig a jármű tetején, a karosszéria alsó felületén viszont csökken a leszorítóerő a kisebb áramlási sebesség és a kerek előtt megnövekedett nyomás miatt.

Levonható az a következtetés, hogy míg az ellenállástényező növekedése döntően a keréken és a kerékházon történik, addig a felhajtóerő-tényező növekedése a kerekre ható felhajtóerő és a jármű körül kialakuló áramkép kerék és kerékház miatti megváltozásának következménye. A kerékházban kialakuló áramlási viszonyoktól gyakorlatilag független.

6.3.2 A kerékház-nyílások letakarásának hatása a járműmodell aerodinamikai jellemzőire

Vizsgálatokat végeztünk arra vonatkozóan, hogy milyen változásokat eredményez a kerékház nyílásainak letakarása az áramképben, valamint az aerodinamikai erőtenyezőkből. A nyílások letakarásának módját a 37. ábra mutatja (oldalsó nyílás letakarása 37.a ábra, alsó nyílás letakarása 37.b ábra).

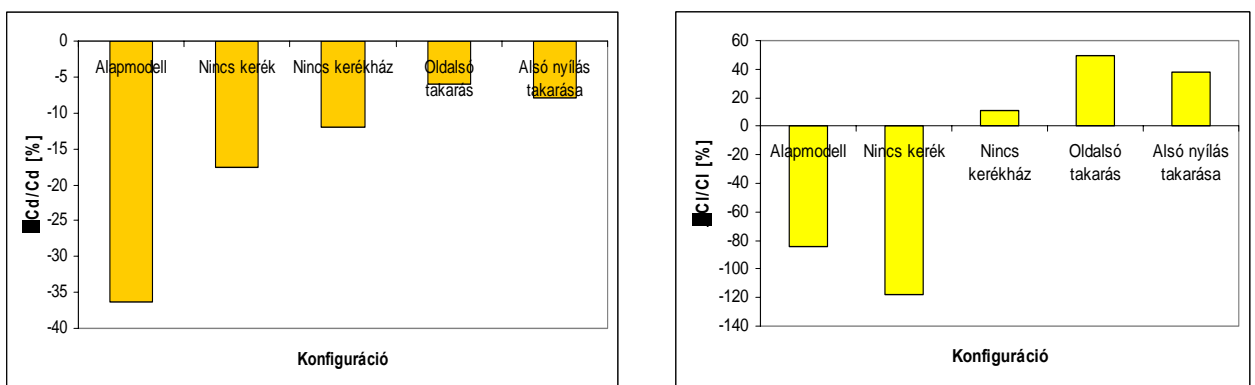


37. ábra A kerékház nyílásainak lezárása

A numerikus szimulációhoz a 22.c ábrán látható járműmodellt használtuk fel. A jármű kereke minden vizsgált esetben forgott és a talaj mozgott. A vizsgált konfigurációk a következők:

- zárt alsó nyílás, nyitott oldalsó nyílás
- zárt oldalsó nyílás, nyitott alsó nyílás
- zárt oldalsó, illetve alsó nyílás (kerékház nélküli eset kerékekkel)
- nyitott kerékház kerék nélkül
- alapmodell (kerékház és kerék nélkül)
- járműmodell kerékekkel és kerékházzal

Az eredmények a 38. ábrán láthatók összefoglalva, ahol a felhajtóerő- és ellenállástényezők változása látható a kerékekkel és kerékházzal ellátott egyszerűsített járműmodell esetéhez viszonyítva. A kerekek és kerékházak elvétele az ellenállás erő és a felhajtóerő jelentős, rendre mintegy 36%-os és 82%-os csökkenését eredményezi (a 4. Táblázatban szereplő számértékekkel számolva).



38. ábra A kerékház-nyílások lezárásának hatása a felhajtóerő- és ellenállástényezőkre a kerékekkel és kerékházzal ellátott modell erőténytényezőihez képest

Ha a kerékházat meghagyjuk, de a kereket eltávolítjuk, akkor az ellenállás erő jelentősen nő, míg a felhajtóerő az összes vizsgált konfiguráció közül a legkisebb értéket veszi fel. A felhajtóerő nagymértékű csökkenésének oka a kerékházban a leválási buborék jelenléte következtében uralkodó kis nyomás, amelyet nem kompenzál a kerékre ható felhajtóerő.

A kerékház teljes lezárásával, de a forgó kerék megtartása mellett kapott aerodinamikai erőtényező elemeket az 5. Táblázat mutatja. Az ellenállás erő 12%-kal kisebb, mint a kerékekkel és kerékházzal ellátott modell esetén. Ez a kerékház méretei csökkentésével elérhető maximális ellenállás csökkenés mértéke.

A kerékház lezárásakor a felhajtóerő nem változik jelentősen (10%-al növekszik) a nyitott kerékházzal és forgó kerékekkel ellátott járműmodell esetéhez képest. Miután azt tapasztaltuk, hogy (ld. 6.3.1 alfejezet) a kerékekkel és kerékházzal ellátott járműre ható felhajtóerő döntően a karosszéria felületén kialakuló nyomáeloszlás következtében alakul ki (a kerékre és a kerékházra ható függőleges irányú erők ugyanis nagy részben kompenzálják egymást), megállapíthatjuk, hogy a jármű körüli áramlás és így a felhajtóerő változását alapvetően a kerék karosszéria alatti részbe „nyúló” része okozza és nem a kerékházban kialakuló áramlás.

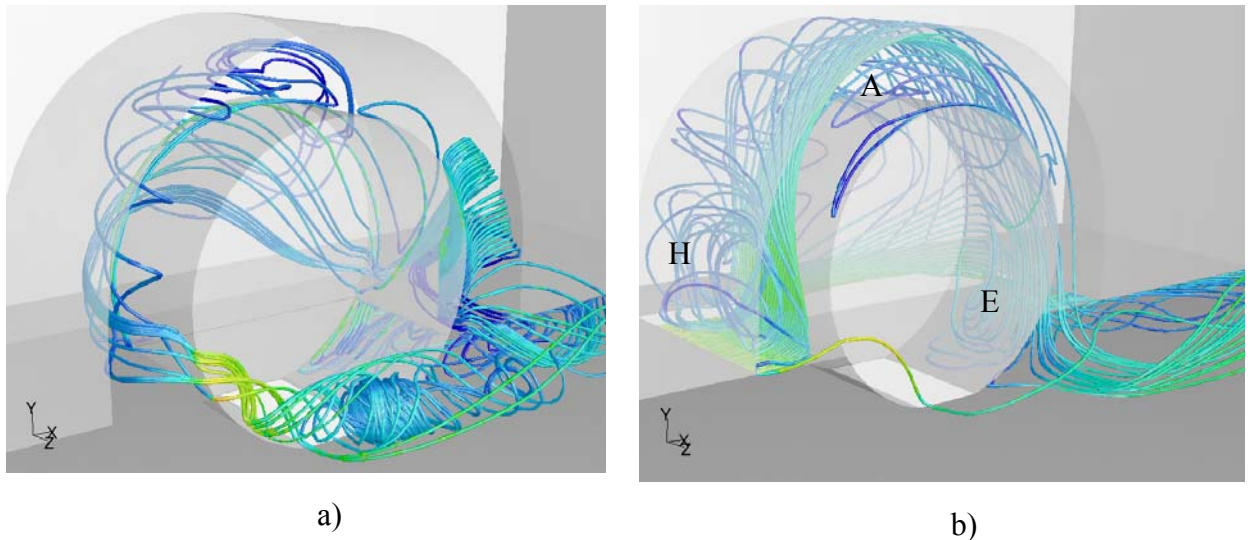
A kerékház oldalsó nyílásának letakarása esetén az ellenállás erő kissé csökken (6%), viszont a felhajtóerő ebben az esetben növekedik legnagyobb mértékben (50%) a kerékekkel és nyitott kerékházzal ellátott modellhez képest. Az áramkép szerkezetét erre az esetre a 39.b ábra szemlélteti. Ebben az esetben az **L**, **R**, **H**, **A**, valamint **E** örvények megtalálhatók, míg a **C** és **B** örvények nem alakulnak ki. A **C** örvény eltűnése triviális, hiszen bezártuk a kerékház oldalát, a **B** örvény eltűnése az **A** örvény dominanciájával magyarázható a kerékház belső tartományában. A felhajtóerő jelentős növekedése azzal magyarázható, hogy a közeg nem jut ki a kerékházból az **A** örvény mentén, hanem a kereket megkerülve lefelé tartva kényszerül ki az **E** örvény mentén, amely felfelé irányuló erőt eredményez.

	Ellenállástényező		Felhajtóerő-tényező	
	nyitott kerékház	zárt kerékház	nyitott kerékház	zárt kerékház
homlokfal	0,147	0,180	0,211	0,093
hátfal	0,157	0,146	0	0
tető	0,010	0,010	0,403	0,500
alsó felület	0,007	0,006	-0,432	-0,366
kerék	0,098	0,065	0,099	0,010
kerékház	0,025	-	-0,091	-
eredő	0,443	0,407	0,191	0,237

5. Táblázat. Aerodinamikai erőtényezők forgó kerék és teljesen lezárt kerékház-, valamint a nyitott kerékház és forgó kerék esetére a járműmodell elemein

A kerékházak alsó nyílásának lezárása az ellenállás erőt csak kis mértékben (8%) csökkenti, viszont meglehetősen nagy növekedést (35%) okoz a felhajtóerőben a kerékekkel és kerékházzal ellátott modellhez képest. Az áramlás szerkezete ebben az esetben teljesen eltér attól, amit nyitott kerékház esetén, illetve nyitott alsó nyílás esetén tapasztaltunk (lásd. 39.a ábra). Ez a tapasztalat a kerékház alsó nyílásának fontosságát mutatja az áramkép kialakulásában. Az alsó nyílás

lezárásakor az áramlás hasonló egy üreg feletti áramláshoz: a levegő a kerékház oldalsó nyílásának szél alatti részén, a kerék mögött áramlik be a kerékházba, majd a kereket megkerülve annak szél feletti részén hagyja el azt. A felhajtóerő növekedéséhez még hozzájárul az is, hogy a kerékház alsó részét lezáró lap felületén a nyomás nagyobb, mint a kerékházban lévő leválási buborékban uralkodó nyomás.



39. ábra Áramvonalak segítségével ábrázolt áramlási szerkezet a) alsó nyílás lezárása, valamint b) oldalsó nyílás lezárása esetén

A kerékház nyílásainak letakarása vizsgálataink alapján összességében az ellenállás csökkenéséhez és a felhajtóerő növekedéséhez vezet. Az oldalsó nyílás letakarása csak kis változásokat okozott az áramkép szerkezetében, míg az alsó nyílás lezárása alapvetően átalakította az áramlást. Mindez azt a megállapítást támasztja alá, hogy a kerékházban kialakuló áramlás főként a karosszéria alatti részben lévő áramlással van kapcsolatban és a jármű oldala menti áramlás kisebb jelentőséggel bír.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy az elvégzett vizsgálatok ismeretét nyújtanak az adott járműmodellre ható áramlástan eredetű erők kerekek és kerékházak hatására történő megváltozásának módjára. A kerékházakkal és kerekkel ellátott járműmodell karosszériája áramlástan tulajdonságainak ismeretében a járműmodell dinamikai jellemzőinek befolyásolására nyílik lehetőség. Vizsgálataink eredményeiből a járműtervezés szempontjait tekintve megállapíthatjuk, hogy mind az ellenállás, mind pedig a felhajtóerő csökkentésének leginkább hatékony módja a kerék karosszéria alá nyúló részének megváltoztatása, vagy az akörüli áramlás befolyásolása. Az ellenállás és a felhajtóerő csökkenthető a kerekek áramvonalazásával, vagy a karosszéria alatt áramló közeg sebességének mérséklésével. A kerekek áramvonalazása az útfelülettel való fontos kapcsolat rovására menne, ezért kizárható a változtatható tényezők közül.

A kerékház belsejében az áramlási sebesség kicsi, ezért ott jelentős dinamikai hatásokra nem kell számítani. Geometriájának módosítása a fékek hűtésének megfelelő kialakításában játszik fontos szerepet. Ez utóbbihoz a levegőt vagy a karosszéria alá kell megfelelő módon terelni, vagy

az első lökhárító felületén kialakított nyíláson át ésszerűen kialakított csatornákon vezetni a sárvédőívek szél feletti felületére.

Fontos szempont a jármű saját felületének, illetve a környező járművek szélvédőinek elszennyezése. Számításaink alapján megállapítható, hogy a kerékházba kerülő közeg nagy része a kerékház oldalsó nyílásán át kerül a jármű oldalfalára, illetve mellé. Az **A** és **B** örvényen át kiáramló, szennyezett vízcseppeket tartalmazó levegő beszennyezheti egy másik sávban haladó jármű szélvédőjét, míg az **E** örvényen át távozó közeg a karosszéria alá kerül és útját onnét főként a jármű mögötti nyom szerkezete határozza meg.

7. Az instacionárius leválásos áramlás vizsgálata

7.1 A pillanatnyi áramképek jelentősége

Felvetődhet a kérdés, hogy miért van szükség a pillanatnyi áramképek részleteire, ha az előbbiekben ismertett időbeli átlagolás és turbulencia modellek alkalmazása sok esetben elegendő információt szolgáltat a mérnöki döntések meghozatalához. Erre a válasz az áramlás jellegében keresendő: a mérnöki alkalmazások többségében a határréteg leválásának elkerülése a cél. Ennek teljesülése esetén elegendő az időben átlagolt mennyiségek ismerete, mert a célul elért kívánt áramkép közelítőleg stacionárius. A pillanatnyi áramképek ismerete főként olyan esetekben játszik fontos szerepet, ahol a határréteg leválás jelen van és esetleg a berendezés működésének egy fontos, és/vagy elkerülhetetlen eleme (mint például a már említett Kármán-féle örvénysor egy kémény esetén).

A leválásos áramlások általában instacionáriusak, de az instacionárius jelleget legtöbb esetben (mint a kerékházban kialakuló áramlás esetén is) turbulenciának lehet tekinteni, azaz az örvények létét és kölcsönhatását jelentősen megnövekedett viszkozitásként figyelembe venni és az áramlást stacionáriusan modellezni. A határréteg leválásakor a nyíróréteg az áramlás belső faltól távolabbi részébe jut, örvényessége ($\mathbf{rot}(\mathbf{u})$) hatására felgöngyölődik, aminek következtében örvény keletkezik. Az örvényben felgöngyölődő közeg mennyisége időben nő, ezért az vagy időről időre leúszik, vagy „nyitott” tengelyű örvényként a főáramlásba vezeti a belé kerülő közeget. Az első esetben, az időben átlagolt áramkép és a pillanatnyi áramképek legtöbbször jelentősen eltérnek: időfüggő (méretüket, helyzetüket időben változtató) áramlási struktúrák vannak jelen. Az időbeli átlagolással eltűnő, változó méretű, intenzitású és helyzetű struktúrák fontosak lehetnek az ilyen áramlások megértésében.

Igen szemléletes példa erre a Kármán örvénysor, amelynek időátlagolt áramképe teljesen különbözik a pillanatnyi áramképeken látható mintázattól. A statisztikai átlagolás zérus zavartalan áramlásra merőleges irányú eredő erőt eredményez, holott tudjuk, hogy a felhajtóerő egy hengeren periodikusan változik sokszor igen nagy amplitúdóval (amely esetenként még szerkezeti károsodáshoz is vezethet). Ebben az esetben nemcsak az áramlási jelenség megértése, hanem a mérnöki tervezés szempontjából is kulcsfontosságú a pillanatnyi áramképek ismerete.

Pillanatnyi áramképek vizsgálata során rengeteg adat halmozódik fel, akár több milliárd számérték áll rendelkezésünkre térben és időben. Ha szokás szerint átlagolunk, akkor értelmüket veszítik az adatok megszerzésére tett erőfeszítések. Meg kell tehát állapítanunk, hogy melyek az áramlás mechanizmusának megértéséhez számunkra fontos jellemzők, struktúrák, elemek, amelyek segítségével információ nyerhető a felhalmozódott óriási adatmennyiségből.

7.2 Meghatározó áramlásszerkezeti elemek

Vizsgálatunk során a közeg állandó sűrűségűnek tekinthető levegő. Első lépésként azt vizsgáljuk meg, hogy milyen struktúrák fordulhatnak elő ilyen áramlásokban, amelyek fontos hatással vannak az áramképre. A Navier-Stokes egyenlet a következőképpen írható fel:

$$\frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{grad} \frac{|\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)|^2}{2} - \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{rot}(\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)) = -\frac{1}{\rho} \mathbf{grad} p + \mathbf{g} - \mathbf{vrotrot}(\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)), \quad (7.1)$$

Esetünkben a gravitáció hatásától eltekinthetünk. A súrlódásos áramlásokat leíró (7.1) egyenlet csak a sebesség rotációjának zérustól különböző és térben nem konstans értéke esetén különbözik a súrlódásmentes áramlásokat leíró Euler egyenlettől [39], [23], azaz a súrlódásnak akkor van hatása, ha van örvényesség és a $\mathbf{rot}(\mathbf{u})$ vektortér rotációja nem zérus (azaz az örvényesség nem állandó a térben és potenciálfüggvénye sem létezik). Közegek áramlásakor a súrlódás hatása okozza a fal mellett a jelentős örvényességgel jellemzett határréteg keletkezését és leválását. A levált határréteg pedig a szabad térben hoz létre nyíróréteget.

Az áramkép kialakulása tekintetében igen fontos és a szakirodalomban elfogadott jelenség a Biot-Savart törvény (vagy potenciálos örvény sebességtére) által leírt kinematikai jellegű hatás [23], mely szerint az örvényes tér által indukált tangenciális sebesség:

$$u_\varphi = \frac{\Gamma}{2\pi|\mathbf{r}|} = \frac{1}{2\pi} \iint \frac{(\mathbf{rot}(\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)))_z}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}} dx dy, \quad (7.2)$$

ahol u_φ az örvényszál körüli kerületi sebesség abszolút értékét jelöli, x_0 és y_0 az örvényszál pillanatnyi koordinátái az örvényszálra merőleges síkban, a z alsó index a forgás síkjára merőleges irányú komponenszt jelöli. A (7.2) összefüggésből látszik, hogy a forgatag részben az örvény magja felé a sebesség és az áramvonalak görbülete is növekszik, ami a nyomás nagy mértékű csökkenését is jelenti. Az örvényekben lévő kis nyomás hatással lehet az egész áramlási tartományra a (7.1) összefüggés jobb oldalának első tagja, a nyomásgradiens révén. Ezen hatás nagysága tehát összefügg az örvényességgel. Ennek megfelelően definiáltuk a dinamikai aktivitás fogalmát: egy örvény dinamikailag aktív, ha a körülötte, tőle távolabb lévő áramlási térben mozgó folyadékrészek, esetleg más örvények mozgásállapotát befolyásolni tudja.

Határréteg leválás és az abból formálódó nyírórétegek esetén keletkező örvényesség „koncentrálódása” [22] szerint örvények kialakulásához vezet. Ez a jelenség azzal szemléltethető, hogy az örvényességet, mint transzportálódó jellemzőt és nemcsak, mint derivált függvényt fogjuk fel. Az örvények környezetükre gyakorolt hatása a rájuk jellemző örvényességtől függ (lásd. (7.2) összefüggés), ezért fontos ismernünk, hogy az örvényesség eloszlása miként alakul a térben. Az örvényesség terjedését az áramlási tartományban az örvénytranszport egyenlet (7.3) írja le. A (7.3) egyenlet szerint [28], [34], [35], [36] az örvényességet a bal oldal második tagja szállítja az áramlással (konvektív transzport), erőssége növekedhet, vagy csökkenhet az „örvényszálak” nyúlásával, vagy összenyomódásával, amit a jobb oldal első, a sebességgradienst tartalmazó tagja fejez ki, valamint vezetéssel terjedhet a viszkozitás révén a jobb oldal második tagja szerint.

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + (\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}, t) = (\boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) + \nu \Delta \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}, t), \quad (7.3)$$

ahol $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}, t) = \text{rot}(\mathbf{u}(\mathbf{r}, t))$ jelöli az örvényességet, azaz a sebesség rotációját. Háromdimenziós áramlásban nagy szerep jut a (7.3) egyenlet jobb oldalán lévő első tagjának, amely az örvények nyújtását, vagy összenyomódását fejezi ki. A turbulens áramlásokra jellemző Kolmogorov-féle energiakaszád folyamatosan csökkenő méretű örvényei ([45], [24]) is épp a nagyobb örvények nyúlása következtében létrejövő méretcsökkenésének és örvényesség növekedésnek a következményei, míg a (7.3) egyenlet utolsó tagjának a kisebb méretű örvényeknél van jelentősége [60], [25], [83], [43].

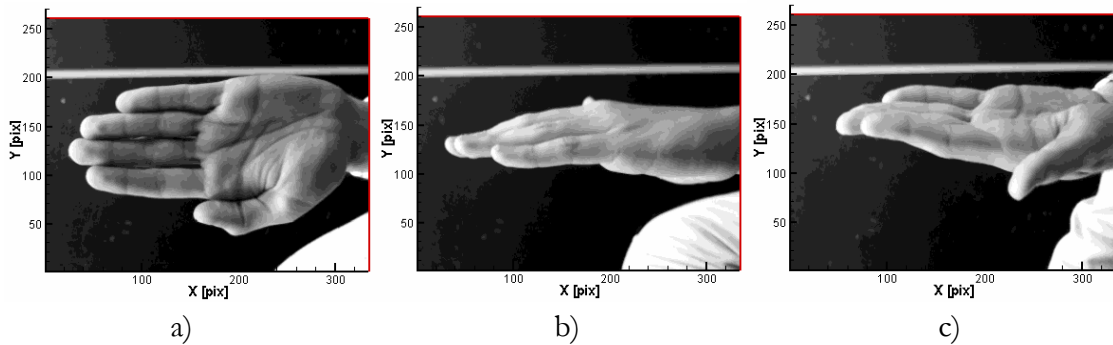
Ezek után belátható, hogy a pillanatnyi áramképek legfontosabb információja a pillanatnyi örvényesség eloszlás, illetve a már felgöngyölödött örvények mérete, szerkezete, örvényesség tartalma. Az áramlás mechanizmusában az örvényességnek és ennek nagy értékével jellemzett dinamikus struktúráknak tehát kitüntetett szerepe van, ezért érdeklődésre tarthatnak számot mindazon módszerek, amelyek lehetővé teszik ezek detektálását, jellemzőik meghatározását.

7.3 A POD eljárás ismertetése

Az értekezés további részeiben egy, az előző fejezetben tárgyalt áramlásokra jellemző örvények, koherens struktúrák detektálására alkalmas módszert ismertetünk. A módszer által szolgáltatott eredményeket szintetikus áramképek segítségével elemezzük, majd egy valós áramlás esetére alkalmazzuk. A koherens struktúrákat PIV (Particle Image Velocimetry) mérés technika segítségével meghatározott pillanatnyi áramképek segítségével detektáljuk.

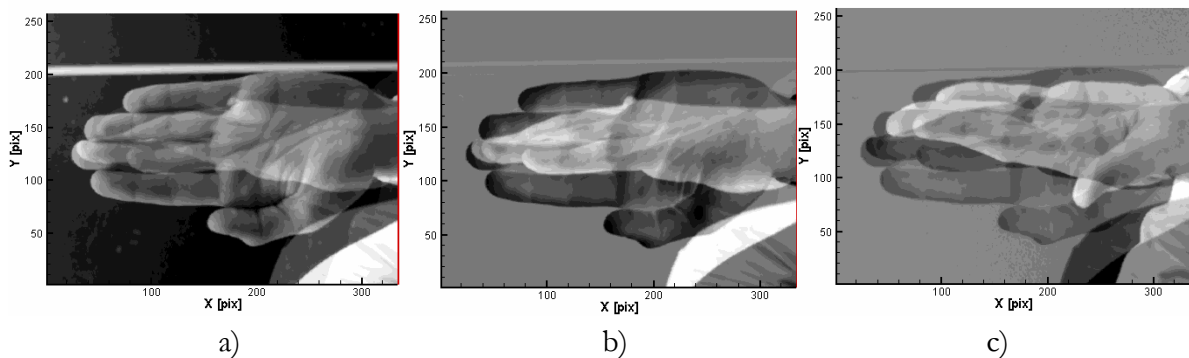
A koherens struktúrák meghatározására az egyik legelterjedtebben alkalmazott eljárás a POD (Proper Orthogonal Decomposition) módszer, amelyhez a szerző saját szoftvert fejlesztett. Ez a módszer igen sokban hasonló a jól ismert Fourier transzformációhoz, amely során szintén fizikai térben lévő jelenség rejtett információit vizsgálhatjuk egy absztrakt, matematikai térben (frekvencia térben). A dekompozíciót eredetileg Karhunen-Loeve dekompozíciónak nevezték, és adattömörítés céljából fejlesztették ki, de megfelelő számítástechnikai bázis hiányában nem volt használható.

A POD bemenő információja egy sok elemből álló adathalmaz, amelynek elemei egymástól különböznek. Az eljárás az adathalmaz összes elemét felhasználva először felépíti a bázisfüggvényeit (amelynek módját ebben az alfejezetben ismertetjük). A bázisfüggvények alkotják a POD sor módusait. Ezek a módusok a teljes adathalmazt jellemzik egyszerre, eltüntetve az időfüggőséget. Ez az oka annak, hogy az instacionárius áramlások elemzéséhez is felhasználják. A teljes adathalmazt jellemző módusokhoz a POD eljárás az adathalmaz külön minden egyes eleméhez tartozóan együtthatókat számol ki. Tehát a POD módusok az adathalmaz összes elemét jellemzik, míg az együtthatók az adathalmaz minden elemére más és más értéket vesznek fel. Az együtthatók súlyozzák a módusokat és az ilyen módon súlyozott módusok (a POD sor elemei) összege rekonstruálja az adathalmaz azon elemét, amelyhez az adott együtthatókat számoltuk ki.



40. ábra A POD működésének szemléltetésére szolgáló adathalmaz ábrái

Ennek szemléltetésére tekintünk a következő példát! Vegyük a szerző kezéről készült három fényképet, melyeken egy kéz látható különböző helyzetben (40. ábra)! A 40. ábrán látható képekből összesen 10 darabot készítettünk, amelyben a 40.a ábrán látható kép 6-szor, a b) ábrán látható kép 3-szor, a c) ábrán látható kéztartást mutató kép egyszer szerepelt. A POD módusok erre az adathalmazra a következők:

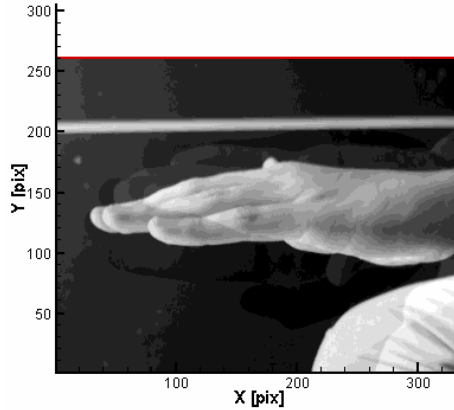


41. ábra A POD működésének szemléltetésére szolgáló adathalmaz elemeire elvégzett POD eljárás módusai (bázisfüggvényei)

A 41. ábrán szembevetődő, hogy három módus van, azaz a módusok száma az egymástól különböző elemek számával lett azonos. Minden móduson látszik a kéz mindhárom állapota, de az árnyalatok változnak. A sötét árnyalatok kis értékeket, a feketék negatív számokat, a világos árnyalatok pozitív számokat jelentenek. Látható, hogy az első móduson világos árnyalattal legmarkánsabban az adathalmazban legtöbbször előforduló, a 40.a ábrán látható kéztartás szerepel. A második módus a következő legnagyobb gyakoriságú elemet, a 40.b ábrán látható kéztartást mutatja a legnagyobb (világos árnyalatú) értékkel. A harmadik módus a 10 darab elemből álló adathalmazban mindössze csak egyszer előforduló, a 40.c ábrán látható kéztartást mutatja legnagyobb (legvilágosabb árnyalatú) értékkel. A POD módusokon látható mintázatok tehát a teljes adathalmazt jellemzik, ugyanis megtudtuk, hogy az adathalmazra legjellemzőbb a 40.a ábra szerinti kéztartás, kissé kisebb jelentőségű a 40.b ábra szerinti kéztartás, valamint a 40.c ábra szerinti kéztartás.

Ezen három ábra súlyozott kombinációjával a 40. ábrán látható elemek bármelyike rekonstruálható. Lineáris kombinációt alkalmazva az együtthatók lehetnek pozitívak, vagy negatívak, így az az alakzat, amelyik az egyik móduson negatív volt, lehet a másik móduson

pozitív és így a kettő összeadásával az alakzat eltűntethető a képről. Ha viszont nem használjuk fel az összes módust a kiinduló adathalmaz egy kiválasztott elemének rekonstruálásához, akkor az eredő kép tartalmazni fogja a többi elemen lévő információt is. Például, ha a 40.b ábrán látható kéztartást ábrázoló képet csak az első két módus (41.a és b) ábrák) segítségével akarjuk rekonstruálni, akkor a 42. ábrán látható képet kapjuk, amely még tartalmazza a többi kéztartás nyomait is. Jól kivehető a 40.a ábrán látható kéztartás a háttérben.



42. ábra Kéztartást ábrázoló kép POD módusokkal történő rekonstrukciója egy módus elhagyásával

Áramlástan alkalmazás esetén a fent ábrázolt képeket alkotó pixelek fény intenzitása helyett a skalár áramlási jellemzőket: sebességet, örvényességet, más örvényjellemzőket használunk fel. A kiinduló adathalmaz pillanatnyi áramképeket tartalmaz, amelyek egymástól többé-kevésbé különböznek és bonyolultabbak, mint a fenti ábrákon látható kéztartásokat mutató ábrák.

E reprezentatív példa után tekintsük a POD eljárás matematikai formalizmusát áramlástan szempontokra helyezve a hangsúlyt. A módszert Lumley és szerzőtársai [8] alkalmazták először turbulens áramlások vizsgálatára. A sebességtér egy adott időpillanathoz tartozó állapotát ortonormált bázis segítségével sorba fejtjük:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i) \cong \sum_{k=1}^K a^{(k)}(t_i) \cdot \Phi^{(k)}(\mathbf{r}), \quad (7.4)$$

ahol $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i)$ a sebességvektor tér, $a^{(k)}(t)$ időfüggő együttható, $\Phi^{(k)}(\mathbf{r})$ bázisfüggvény. A bázisfüggvények csak a hely függvényei, melyekre móduspáronként kikötés az ortogonalitás.

$$\langle \Phi^{(i)}(\mathbf{r}), \Phi^{(j)}(\mathbf{r}) \rangle \equiv \int_A \Phi^{(i)}(\mathbf{r}) \Phi^{(j)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = L^{(i)} \cdot \delta_{ij}, \quad (7.5)$$

ahol A a sebességtér tartományát jelöli, $L^{(i)}$ az i -edik bázisfüggvény normája, δ_{ij} a Kronecker szimbólum. Természetesen később a Hilbert térre [63] vonatkozó elméletnek megfelelően ezeket a bázisfüggvényeket normálni kell. Ennél a pontnál még nem definiált a bázisfüggvény szerkezete. Eddig még bármely függvénycsoport, amelyek páronként ortogonálisak egymásra, megfelelő

lehet. A POD azonban itt különbözik először a klasszikus dekompozícióktól. Első kikötésünk az, hogy a bázisfüggvények szerkezete legyen azonos a sebességterekével, ezért a pillanatnyi áramképek súlyozott lineáris kombinációjaként állítjuk elő.

$$\Phi^{(k)}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{N_t} a^{(k)}(t_i) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i), \quad (7.6)$$

ahol N_t a rendelkezésre álló pillanatnyi áramképek száma (vagy akár az időlépések száma), az $a^{(k)}(t)$ együtthatók megegyeznek a (7.4) összefüggésben látható együtthatókkal. Látható, hogy most már csak ezek az együtthatók ismeretlenek, hiszen kikötés volt, hogy a sebességvektor tereket ismerjük számításból, vagy mérésből. A bázisfüggvény ilyen módon történő felírását Sirovich [76] vezette be és a módszert „*snapshot POD*”-nak nevezte el. Még mindig nyitott a feladat, mivel még meg kell határoznunk az $a^{(k)}(t_i)$ együtthatókat. A POD módszer energiamaximálással határozza meg az egyes k módusokat, amely azt fejezi ki, hogy az egyes módusok legkisebb négyzetek módszere által meghatározott értelemben minimális távolságra vannak a sorba fejtendő adathalmaz minden tagjától. Ezt a feltételt skaláris szorzat felhasználásával a (7.7) összefüggéssel fejezhetjük ki.

$$e^{(k)} = \max_{\Phi} \left(\frac{\frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{N_t} \left| \langle \Phi^{(k)}, \mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i) \rangle \right|^2}{\langle \Phi^{(k)}, \Phi^{(k)} \rangle} \right), \quad (7.7)$$

ahol $e^{(k)}$ a k -edik módus energiataralma. A (7.7) összefüggésből látszik, hogy a bázisfüggvényt valamilyen próbafüggvény feltételezésével lehetne kezelni és az $a^{(k)}(t)$ együtthatókat ezen összefüggés maximális értékének eléréséhez változtatni kellene. Az „energia” kifejezést azért használhatjuk itt, mert sebességre alkalmazva a POD eljárást a (7.7) összefüggés dimenziója egységnyi tömegre jutó energia (m^2/s^2) lesz. Riesz és Nagy [63], valamint Taylor [82] a (7.4) összefüggést kielégítő bázisfüggvény meghatározását visszavezette a (7.8) összefüggésben látható Fredholm típusú [12] integrálegyenlet (komponensenkénti) megoldására ((7.8) egyenlet).

$$\int_A \mathbf{R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Phi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = e \Phi(\mathbf{r}), \quad (7.8)$$

ahol e egy adott $\Phi(\mathbf{r})$ módushoz tartozó energiataralom, \mathbf{r} helyvektor, $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \Delta \mathbf{r}$ az előbbi helyvektor térbeli eltoltja, $\mathbf{R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ a sebességek $N_t \times N_t$ dimenziójú kereszt-korrelációs mátrixsza ((7.9) összefüggés):

$$\mathbf{R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{T} \int_T \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \otimes \mathbf{u}(\mathbf{r}', t) dt, \quad (7.9)$$

ahol \otimes diadikus szorzatot jelöl. A kereszt-korrelációs mátrix elemeit a Sirovich [76] által kifejlesztett *snapshot POD* eljárás esetén a [12], [68] irodalmakban és az értekezés függelékében **(2. Függelék)** található átalakítások segítségével autókorrreláció alkalmazásával számolhatjuk ki a (7.10) összefüggés szerint:

$$C_{i,j} = \frac{1}{N_t} \int_A \mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, t_j) d\mathbf{r}. \quad (7.10)$$

Az ennek megfelelően képzett mátrix felhasználásával a (7.8) összefüggés sajátérték problémává degradálódik:

$$\mathbf{C}\mathbf{V}^{(i)} = e^{(i)}\mathbf{V}^{(i)}, \quad (7.11)$$

ahol $\mathbf{V}^{(i)}$ sajátvektorok éppen a keresett $a^{(i)}(t)$ együtthatókat tartalmazzák.

$$\mathbf{V}^{(1)} = \begin{bmatrix} a^{(1)}(t_1) \\ \vdots \\ a^{(1)}(t_{N_t}) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{V}^{(2)} = \begin{bmatrix} a^{(2)}(t_1) \\ \vdots \\ a^{(2)}(t_{N_t}) \end{bmatrix}, \quad \dots, \quad \mathbf{V}^{(N_t)} = \begin{bmatrix} a^{(N_t)}(t_1) \\ \vdots \\ a^{(N_t)}(t_{N_t}) \end{bmatrix}$$

Mindezekkel a normált bázisfüggvények a (7.12) összefüggésből számolhatók.

$$\Phi^{(n)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{e^{(n)}N_t} \sum_{k=1}^{N_t} a^{(n)}(t_k) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t_k). \quad (7.12)$$

Az eddigiek alapján a legkisebb négyzet elv értelemben a sebességtereket legjobban közelítő bázisfüggvény az összes pillanatnyi áramképnek egymással legjobban korreláló részét jelenti. Vegyük észre azt is, hogy a (7.5) összefüggésben kikötött ortogonalitás akkor teljesül, ha az együtthatók vektorai ortogonálisak ((7.13) összefüggés)! Ez az alapja a snapshot POD eljárásnak [76]:

$$\int_A a^{(i)}(t) a^{(j)}(t) dA = e^{(ij)} \cdot \delta_{ij}. \quad (7.13)$$

A bázisfüggvényekről ezen a ponton még nem tudunk sokat, azt tudjuk, hogy valamennyi k számú módus bázisfüggvényének elkészítésekor az összes pillanatnyi áramkép felhasználásra kerül. A korrelációk mértéke és az ortonormalitás feltétele adja ki a bázisfüggvényeken látható mintázatot (akárcsak a különböző kéztartásokat ábrázoló képek halmazára kapott POD módusok mintázata a 41. ábrán).

A szakirodalomban [53], [10], [8] gyakran az előbb ismertetett módon meghatározott bázisfüggvények mintázatára a „koherens struktúra” kifejezést használják, de e tekintetben mélyebb vizsgálatra van szükség. A bázisfüggvények mintázata matematikai értelemben valóban koherens, mivel ezen függvények csak helytől függenek, időfüggésük nincs, tehát időben koherensek. A probléma ott mutatkozik, hogy ebből nem látszik, van-e valami kapcsolat a fizikai struktúrák és a POD bázisfüggvényeken látható struktúrák között. Sőt, kételyek merülhetnek fel e tekintetben, mivel térben mozgó struktúrákat kívánunk leírni időtől független módon. Mivel matematikailag nem látható be kapcsolat a valós struktúrák és a POD módusok struktúrái között, ezért az algoritmust szintetikus áramképeken teszteltük.

7.4 A POD módszer tesztelése szintetikus áramképeken

A POD eljárás eredményeként adódó módusok mintázatai a beadott pillanatnyi áramképek halmaza esetén unicitással bírnak. A POD módusok instacionárius áramlásnál készített pillanatfelvételek feldolgozása esetén azoknak legjellemzőbb, karakterisztikus mintázatait, mintegy „ujjlenyomatát” tartalmazzák. Az előző alfejezetben azt is láthattuk, hogy ezek a mintázatok az egyes pillanatnyi áramképek egymással való korrelációjával függenek össze, de a létrejövő mintázatról egyelőre még semmit sem mondhatunk. Ahhoz, hogy „megfejtjük” a módusok által tartalmazott mintázat jelentését, „fekete doboz” módszert alkalmazunk: a bemenő adatok ismeretében vizsgáljuk az eredményeket. Alkalmazkodva a rendelkezésre álló mérési módszerek (PIV) sajátosságaihoz és a rendelkezésre álló számítógép kapacitáshoz, síkáramlásokra végezzük el a vizsgálatokat.

7.4.1 Szintetikus áramkép elemek

Az első és egyben legegyszerűbb elem az *egyenletes áramlás*, amely vízszintes irányú, azonos irányítású homogén sebességeloszlással jellemezhető. A második elem az örvény, amelyet az egyszerűség kedvéért fél szinusz hullám alakú sebességprofillal alakítottunk ki ((7.14) összefüggés).

$$v_t = \hat{v} \sin\left(\frac{r'}{R} \frac{\pi}{2}\right), \quad (7.14)$$

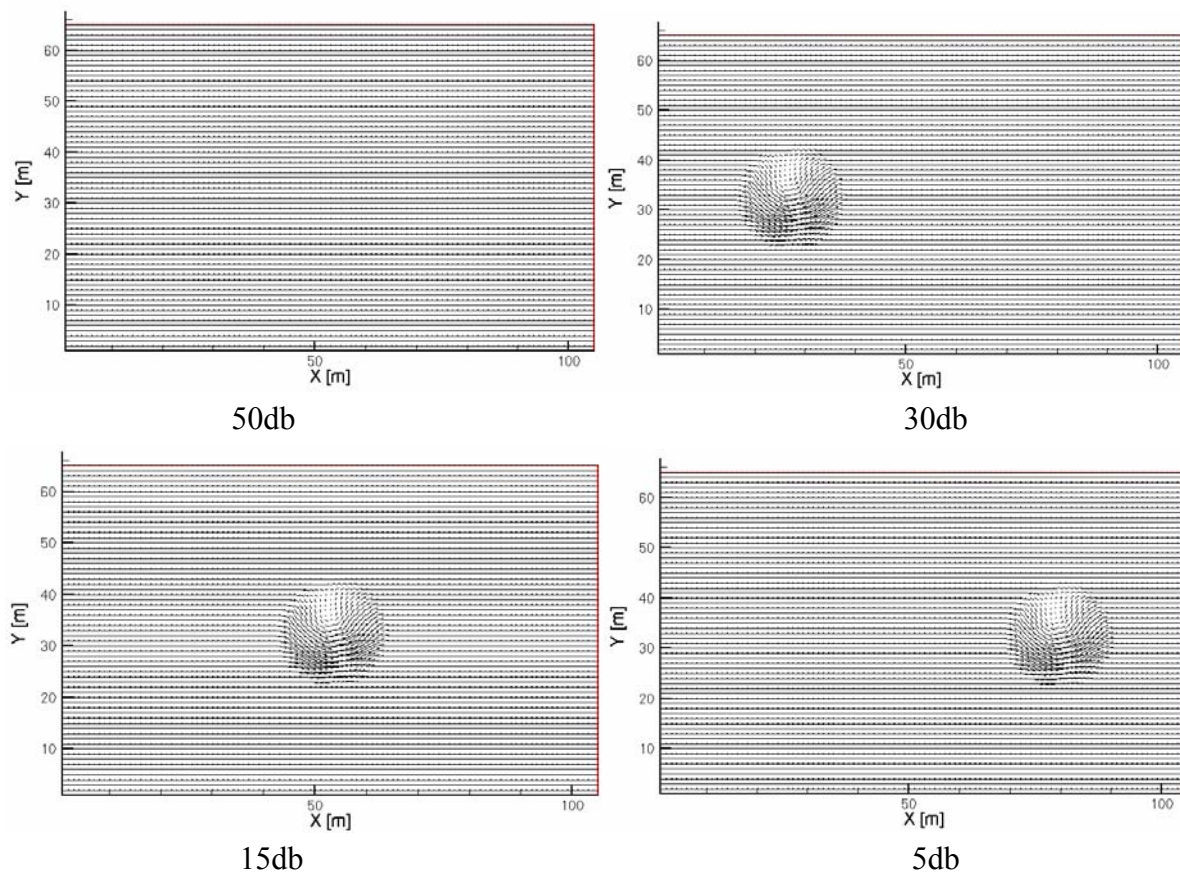
ahol v_t [m/s] a tangenciális irányú sebesség, \hat{v} [m/s] a tangenciális sebesség maximális értéke, amely esetünkben azonos az *egyenletes áramlás* sebességével.

A fél szinusz hullám kielégíti azt a feltételt, hogy a sebesség az örvény közepén és R sugaránál zérus, így pontosan definiálható elhelyezkedése és kiterjedése. A harmadik elem a valós áramlásokra jellemző ingadozásokat szimuláló *véletlenszerű zaj*.

Minden szintetikus elemet vektor mennyiségként értelmeztünk, így az eredő teszt áramképeket ezen elemek szuperpozíciójaként állíthattuk elő. A konkrét szintetikus áramképeket a vizsgált esetek részletes tárgyalásánál mutatjuk be.

7.4.2 Ismert, különálló mintázatokból álló szintetikus áramképek vizsgálata

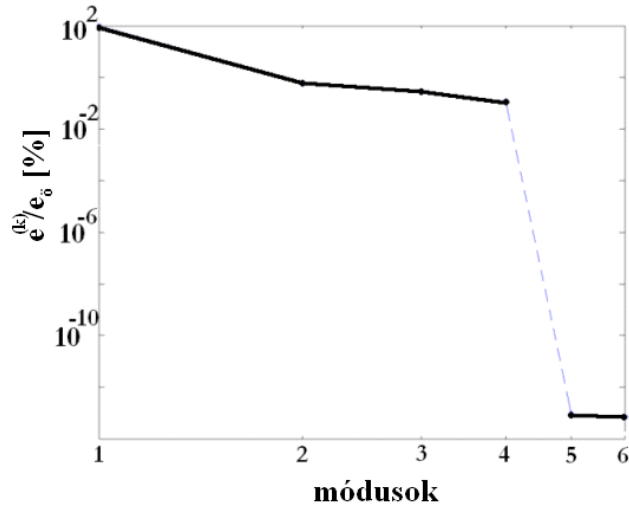
Az első vizsgálat arra irányult, hogy megállapíthassuk, van-e valamilyen összefüggés a pillanatfelvétel sorozat mintázatai és a POD módusain látható mintázatok között. Ehhez olyan pillanatfelvétel sorozatot állítottunk össze, amelynek elemein egyszerre csak egy örvényt superponáltunk egyenletes áramlásra.



43. ábra A szintetikus adathalmaz különböző mintázatai

Ezt az örvényt vízszintesen eltoltuk úgy, hogy az örvények elegendően távol legyenek egymástól ahhoz, hogy az átlapolódást elkerüljük (lásd 43. ábra). Az adathalmaz négy, egymástól különböző elemet tartalmaz (lásd 43. ábra). Az egyes pillanatképek vektorokat ábrázolnak, amelyek komponensenként fejthetők sorba a POD segítségével.

A vizsgálat során 100db szintetikus áramképet állítottunk elő (például egy PIV mérés pillanatfelvételeihez hasonlóan), melyek közül 50 kép nem tartalmazott örvényt, 30 képen az örvény a kép bal oldalán, 15 képen középen és 5 képen a jobb oldalon helyezkedett el. A képeket összekevertük és elvégeztük a POD eljárást. A POD módusok egyfajta energiamaximálás útján jönnek létre, amelyet a (7.7) összefüggés fejez ki. Az ϵ energia az első módus esetén a legnagyobb, majd a következő 3 módus esetére közel exponenciálisan csökken.



44. ábra A módusok e energiataralma az e_{σ} összenergiára vonatkoztatva.

A módusok energiataralmát az összenergiára vonatkoztatjuk, és logaritmusos skálán ábrázoljuk a jó láthatóság érdekében (lásd. 44. ábra). Az összenergiát a (7.15) összefüggésben definiáljuk.

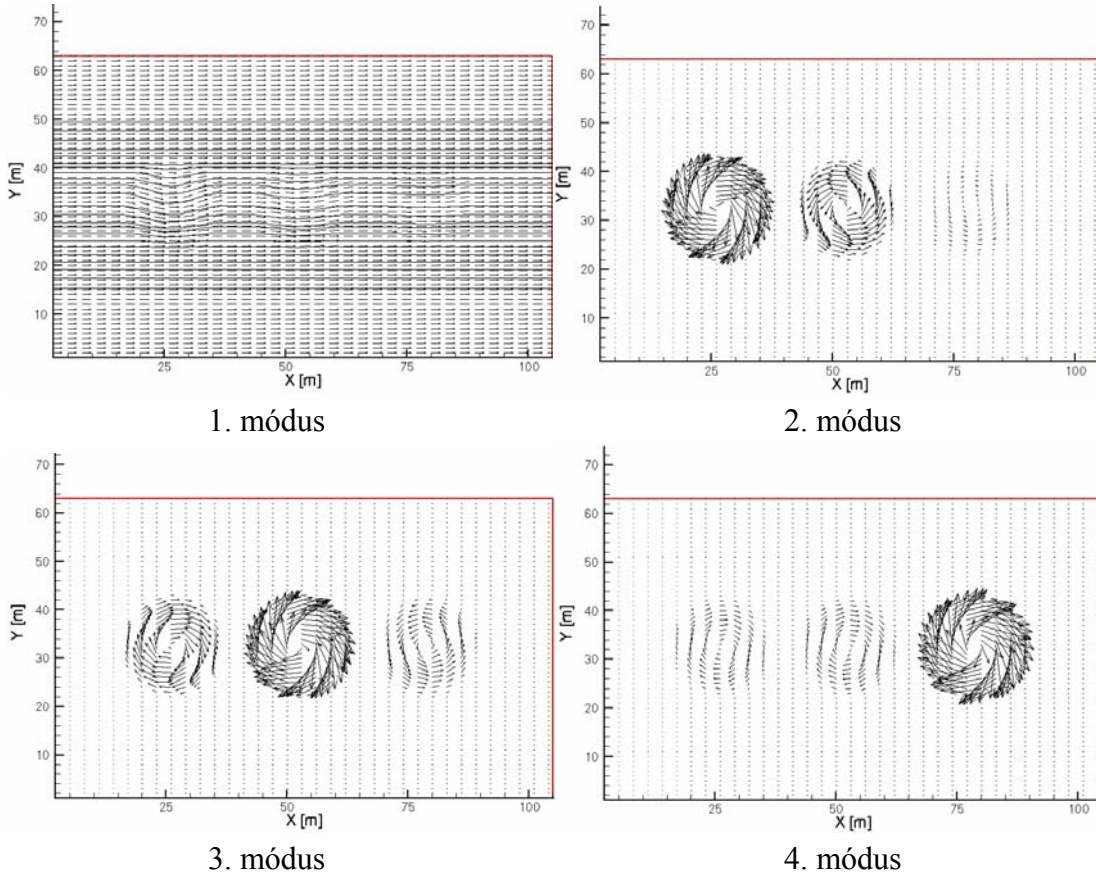
$$e_{\sigma} = \sum_{k=1}^K e^{(k)}, \quad (7.15)$$

ahol K a módusok száma. A 44. ábrán láthatjuk a jelenlegi szintetikus áramképeken elvégzett POD analízis „energiaszpektrumát”. Az első szembetűnő tulajdonság az, hogy az első 4 módus energiataralma hozzávetőlegesen 10 nagyságrenddel nagyobb, mint a soron következő 5. módus energiataralma, ez utóbbi numerikus hibának tekinthető. Ebből az következik, hogy az ehhez a vizsgálathoz készített, összesen négy egymástól különböző pillanatfelvételtől álló adathalmaz bármely eleme előállítható az első négy módus lineáris kombinációjaként és több módus gyakorlatilag nem létezik. Látható, hogy a POD algoritmus megtalálta a redundáns információkat és azokat nagy energiataralom mellett a fő módusok közé sorolta.

Ez a tulajdonság kedvező abból a szempontból, hogy segítségével megtudhatjuk, hogy a vizsgált jelenség véges, vagy végtelen sok egymástól eltérő „mintázatot” – esetünkben áramképet – tartalmaz.

Jól látszik az is, hogy az első módus az összenergiának csaknem 99%-át tartalmazza, ami azt jelenti, hogy a szintetikus képek egy bizonyos tulajdonsága minden elemen jól korrelált egymással. Ez pedig az egyenletes áramlás volt, ugyanis ez minden képen igen jelentős tartományt foglalt el, ezzel eredményezve meglehetősen nagy e energiataralmat az első módusban. A 2. 3. és 4. módusok energia tartalmának azonos nagyságrendje és monoton energiacsökkenése tapasztalható. A módusok mintázataiból információt nyerünk arról, hogy mi határozza meg az energiát a felsőbb módusokban. Ebben az esetben vektortérre alkalmaztuk a POD eljárást, így a módusok mintázata is vektortér lesz. Az egyes mintázatokon található vektorok hossza annak függvénye, hogy egy adott struktúra kinetikai energiája az adathalmaz összes elemére vett átlagos kinetikai energiájához képest mekkora. Ezért a 2. móduson a pillanatfelvétel sorozatban

legtöbbször előforduló, így legnagyobb átlagos kinetikai energiával rendelkező struktúra, a bal oldali örvény rendelkezik a leghosszabb vektorokkal. A 3. móduson a következő leggyakrabban előforduló örvénypozíció, a középső örvény jelenik meg a leghosszabb vektorokkal ábrázolva, majd a 4. móduson a legkevesebbszer előforduló, legkisebb átlagos kinetikai energiával rendelkező örvénypozíció, a jobb oldali örvény tartalmazza a leghosszabb vektorokat.



45. ábra POD módusok mintázatai a vizsgált szintetikus adathalmazra

A 45. ábrán látható módusokon megfigyelhetjük, hogy a mintázat a szintetikus áramképek alapelemeit tartalmazza. Az első móduson megjelenik az egyenletes áramlás, valamint mindhárom örvénypozíció. Itt látszik először, hogy a redundáns elemek száma milyen hatással van a módus mintázatára. A bal oldali örvény relatíve nagy hullámot eredményezett az első móduson, a középső örvény kisebb amplitúdót, a jobb oldali örvény pedig már alig látható. Amennyiben nagy energiájú struktúrák vannak jelen (mint pl. az egyenletes áramlás) és az ingadozásokat okozó struktúrák (örvények) kinetikai energiája kicsi, akkor az első módus mintázata a tapasztalatok szerint a pillanatfelvételeken látható vektortér pontonként vett statisztikai átlagaként kapott mintázattal egyezik meg, ami áramlás esetén az időben átlagolt áramképnek felel meg. Amennyiben a pillanatképeket először átlagoljuk, aztán az átlagolt vektorteret a pillanatfelvételek minden eleméből kivonjuk, akkor az új „ingadozó” elemeket tartalmazó, az átlagot nem tartalmazó pillanatfelvételekre elvégzett POD analízis első módusa nem egyezik meg a pillanatfelvételek átlagával.

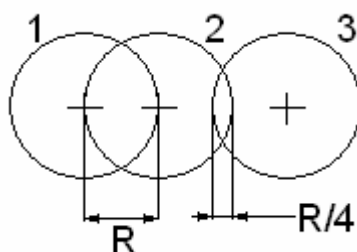
A 2., 3., valamint 4. módus mintázata az örvény elem tulajdonságait tartalmazza. Mindhárom móduson megjelenik mindhárom örvény, ami azt jelzi, hogy a POD eljárás a folyamatok időbeli alakulását nem tartalmazza, hanem térben egyszerre mutat struktúrákat, amelyek kapcsolatban vannak a pillanatképeken előforduló struktúrákkal. Az örvényeket alkotó vektorokból álló „sebességprofilok” azonban tökéletesen egyeznek a szintetikus áramképeken előírt profilokkal. Látható, hogy az egyenletes áramlás a 2. módustól kezdve a felsőbb módusokon már nem jelenik meg, így az örvényelemek szuperpozíció nélkül, tisztán kerülnek elének.

Fontos észrevenni, hogy a megjelenő örvények forgásiránya nem azonos a módusokon, sőt sok esetben nem azonos a szintetikus áramképeken lévő örvények óramutató járásával ellentétes forgásirányával sem. A POD algoritmus arra készült eredetileg, hogy a módusokból rekonstruálni lehessen minden egyes elemet az adathalmazban, ezen felül pedig törekszik arra, hogy minimális számú módust használjon fel mindehhez. Ennek megfelelően a 45. ábrán látható módusok mintázatait tekintve belátható, hogy egyes „láttni nem kívánt” örvények úgy tűntethetők el leggazdaságosabban, ha egyik móduson óramutató járásával megegyező, másik móduson azzal ellentétes irányban forognak, ugyanis megfelelően skálázva őket a lineáris kombináció során az adott örvény kinullázódik.

A vizsgálat során tehát megállapíthattuk, hogy egy ilyen speciális adathalmaz esetén a POD eljárás a bemenő szintetikus áramképeken szereplő örvényekkel azonos struktúrájú elemeket tartalmazó mintázatokat eredményezett, a módusokon a pillanatfelvétel sorozat összes elemének mintázata szerepel különböző intenzitással (vektorhosszakkal), amely kapcsolatba hozható a struktúra teljes pillanatfelvétel sorozatra vett átlagos kinetikai energiájával.

7.4.3 A POD eljárás vizsgálata átlapolódó elemeket tartalmazó szintetikus képek halmazán

Az előző vizsgálat után felvetődik a kérdés, hogy mi történik akkor, ha a szintetikus elemeken szereplő örvények egymással átlapolódnak. Az előbbieken ugyanis az örvények elég távol voltak egymástól ahhoz, hogy egymás képét ne zavarják. A jelenlegi teszt során az előzőhöz hasonló módon állítottunk elő szintetikus áramképeket, viszont az örvényeket a sugaruknál kisebb távolságra helyeztük egymáshoz (lásd. 46. ábra).



46. ábra Részlegesen átlapolódóan pozícionált örvények

Mivel azt vizsgáljuk, hogy az átlapolódás miként változtatja az eredményeket, a jelenlegi adathalmazban is többször ismétlődő elemeket alkalmaztunk. Ismét 4 független áramképet készítettünk, melyek a következő számban ismétlődnek:

- Egyenletes áramlás: 40 db kép
- Egyenletes áramlás valamint a rá szuperponált örvény a 46. ábra szerinti 1-es pozícióban: 10 db. kép
- Egyenletes áramlás valamint a rá szuperponált örvény a 46. ábra szerinti 2-es pozícióban: 30 db. kép
- Egyenletes áramlás valamint a rá szuperponált örvény a 46. ábra szerinti 3-as pozícióban: 20 db. kép

Az így kapott, összesen 100 db képet összekevertük, majd elvégeztük a POD eljárást az adathalmazon. Az energiatartalom eloszlást itt nem közöljük, ugyanis igen jól egyezett az előző teszt esetére mutatott energiatartalommal.

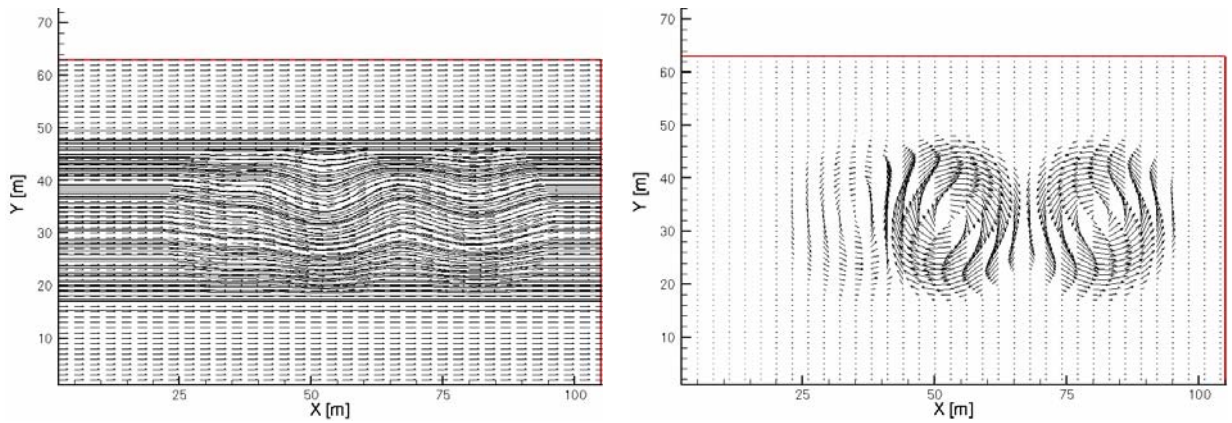
Egyetlen különbség mindössze annyi, hogy ebben az esetben már csak 3 módus létezik. A zérustól különböző első 3 módus a 47. ábrán látható. A vektorok hossza a módusokon láthatóan eltérő, mert a POD algoritmus minden módust úgy állít elő, hogy azok normája egységnyi legyen. A módusokat ezek után a már előzőekben tárgyalt $a^{(k)}(t)$ együtthatók skálázzák.

A POD algoritmus ennél az adathalmaznál fejtette ki először optimalizáló képességét, ugyanis a négy független áramképből álló adathalmaz bármely elemének előállításához mindössze három módusra van szükség.

Az 1. módus ebben az esetben is 99% feletti energiatartalommal rendelkezik, így mintázata most is az adathalmaz elemeiből számolt „átlagáramkép” mintázatával egyezik. Miután a 2. örvényhelyzet fordult elő legtöbbször a három pozíció közül, annak dominanciája látszik az 1. módus mintázatán. A 3. örvénypozíció előfordulási gyakorisága csak kis mértékben kisebb, mint a 2. örvényhelyzet előfordulása, ezért az általa okozott „hullám” amplitúdója az 1. módus mintázatán igen hasonló mértékű a 2. örvényhelyzet által okozotthoz. Az 1. örvényhelyzet előfordulása volt a legkisebb, ezért ennek a hatása a legkisebb az 1. móduson.

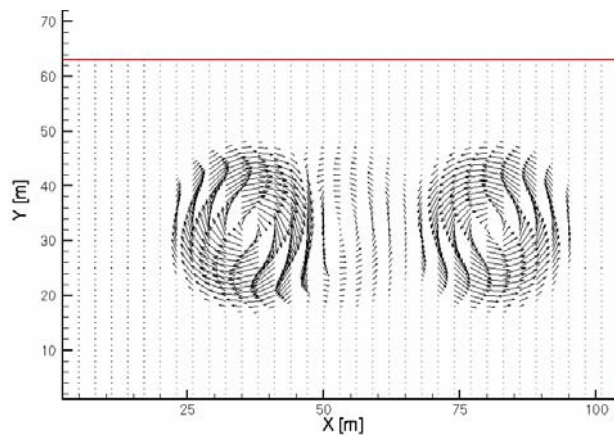
A 2. és 3. módusok mintázatán jelen esetben is megjelenik a szintetikus örvény elem a pontos geometriájával, bár az 1-es és 2-es örvényhelyzetek együttes stuktúrává „olvadása” némileg zavaró lehet a két örvény közötti különbségtételben. Ehhez azonban az előfordulási gyakoriságok különbözősége nyújt segítséget, miszerint a 2. móduson a 2-es, valamint a 3-as örvényhelyzet jelenik meg nagyobb intenzitással (hosszabb vektorokkal), míg a 3. móduson a legkevesebbszer előforduló 1-es örvényhelyzet rajzolódik ki a 3-as örvényhelyzet mellett.

Ebből a vizsgálatból arra következtethetünk, hogy átlapolódó örvényhelyzetek esetén közös struktúrák jönnek létre, melyek a POD algoritmus optimalizáló tulajdonságának következményei. A POD úgy minimalizálja a pillanatkép sorozat bármely elemének előállításához szükséges módusok számát, hogy a módusokra a lehető legtöbb információt tömöríti. Az ilyen közös struktúrákban az eredeti pillanatfelvétel sorozat örvényeit csak az előfordulási gyakoriságuk különbözősége esetén tudjuk megtalálni.



1. Módus

2. Módus



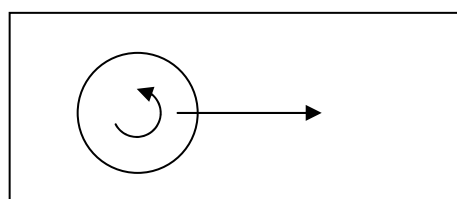
3. Módus

47. ábra Részlegesen átlapolódó örvénypozíciókat tartalmazó adathalmaz POD módusai

Felvetődik a kérdés ezek után, hogy mit láthatunk a módusokon akkor, ha mindegyik örvényhelyzet részlegesen átlapolódik egymással, de előfordulási gyakoriságuk azonos, pl. ha a vizsgált áramlásban egy koherens struktúra (esetünkben örvény) úszik el az alapáramlás sebességével.

7.4.4 Részlegesen átlapolódó, azonos előfordulással jellemezhető struktúrák adathalmazának vizsgálata

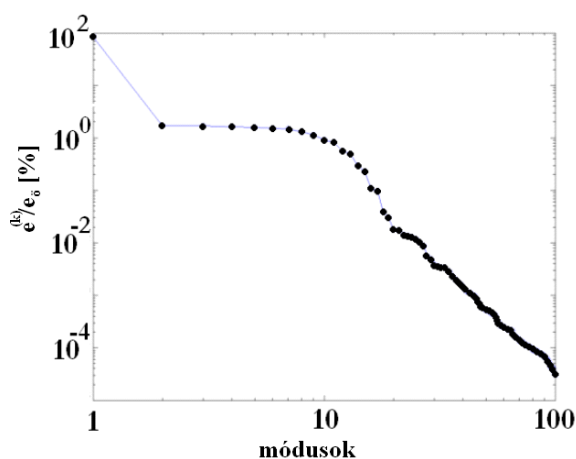
Az áramlásokban leginkább jellemző eset az, hogy az örvények nem diszkrét módon jelennek meg az áramlási tér különböző tartományaiban, hanem nyírórétegek felgöngyölődésével jönnek létre, majd úgy úsznak le az áramlással, hogy helyzetük sehol sem változik szakadásszerűen, ezzel igen sok átlapolódó helyzet fordul elő az áramlásról készített képeken lévő örvények között.



48. ábra Folytonosan áthaladó örvény esete

Az adathalmaz a 48. ábrán látható elrendezésnek megfelelően egy örvény balról jobbra történő elhaladásának pillanatképeit tartalmazza összesen 100 képen. Az örvényt a sugár 0,1-szeresével léptettük, így a 100 áramkép jó közelítéssel folytonos mozgás pillanatképeit tartalmazta. Az alkalmazott áramképeken minden örvényhelyzet csak egyszer fordult elő, vagyis nincs domináns közöttük, ahogy az előbbieken volt.

Az energia eloszlás erre az esetre már jelentősen eltér az előző két teszt során tapasztalttól. Az első módus az adathalmaz minden elemén jelen lévő vízszintes alapáramlás hatása által képviselt igen nagy kinetikai energia miatt jelen esetben is csaknem 99% energiát tartalmaz. A 2. módustól a 7. módusig az energiaszint közel azonos, mintegy 1%, ami meglehetősen alacsony. Jól látható, hogy mivel az adathalmaz minden eleme különböző volt egymástól, ezért a 100 elemből álló adathalmazra 100 db módus adódott. A 10. módus feletti jelentős energiacsökkenés arra utal, hogy az ezen tartományon szereplő módusok részvétele az adathalmaz egyes elemeinek rekonstruálásában elhanyagolhatóan csekély.



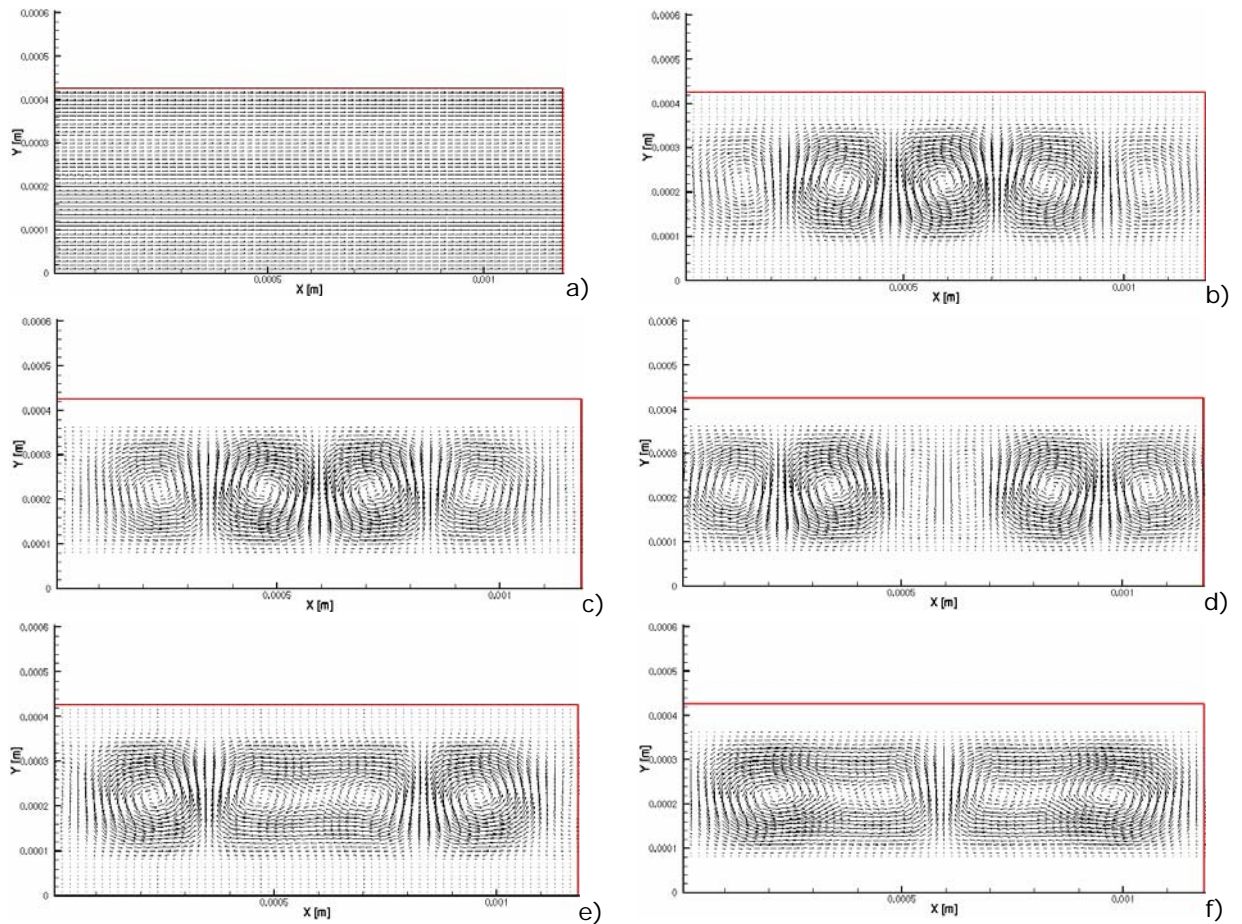
49. ábra Energiaeloszlás a módusok között

Tekintsük a módusok mintázatát erre az esetre (50. ábra)! Látható, hogy az első módus (50.a ábra) nem tartalmaz örvény struktúrákat. Minden vektor vízszintes, csak hosszuk változik annak köszönhetően, hogy az örvény végig azonos irányban forgott, miközben átúszott vízszintesen a tartományon. A 2. és 3. módusok (50.b. és 50.c. ábrák) meglepő mintázatot adnak: a szintetikus örvény képe megjelenik egy örvénysor formájában, és jól azonosítható a sebességprofil, valamint az örvény kiterjedése. Az örvények közepe egy átmérőnyire van egymástól mindkét móduson, azonban a c. ábra mintázata a b. ábrához képest egy örvénysugárnyival eltolódott. Ezt a jelenséget már tapasztalták áramlástan alkalmazásokban a vonatkozó szakirodalomban [10], [12]. Ez a két módus igen hasznos információt rejt az örvények valós geometriájáról, de itt is meg kell említenünk az folyamat időbeli alakulására vonatkozó információk elvesztését, miszerint sok örvény látszik egy móduson, de ezek a valóságban együtt az adathalmaz egyetlen elemén sem fordultak elő.

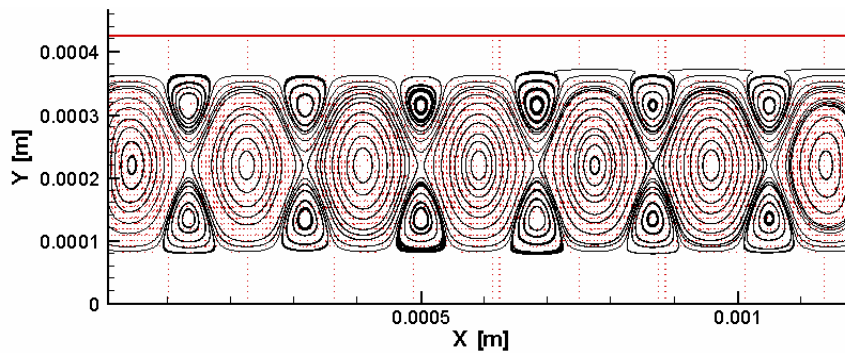
A 50.d., valamint 50.e. és f. ábrákon szintén jól kivehető az örvény geometriája, de a mintázat már tartalmaz bizonytalan elemeket, elnyújtott struktúrákat, vagy „üres” térrészeket. Valóságos áramlás esetén történő vizsgálat során tehát nem lehetünk biztosak a felsőbb módusok mintázatának jelentésében. Egy igen szemléletes példa a 15. módus (51.ábra), amely kis méretű

struktúrákat is tartalmaz. A POD alkalmazásának kezdetekor az ábrán látható kis méretű struktúrákat valós örvényeknek hitték és a turbulens áramlás kis skálájú mozgásaiként azonosították [53], [10]. Ezek az „örvények” azonban tisztán csak matematikai struktúrák, nincs köztük semmilyen fizikai jelenséghez.

Ebből a vizsgálatból kiderült, hogy abban az esetben is kaphatunk az eredeti adathalmazban szereplő „fizikai” struktúrákról geometriai információt, ha azok nagy részben átlapolódnak egymással és egyikük jelenléte sem domináns.



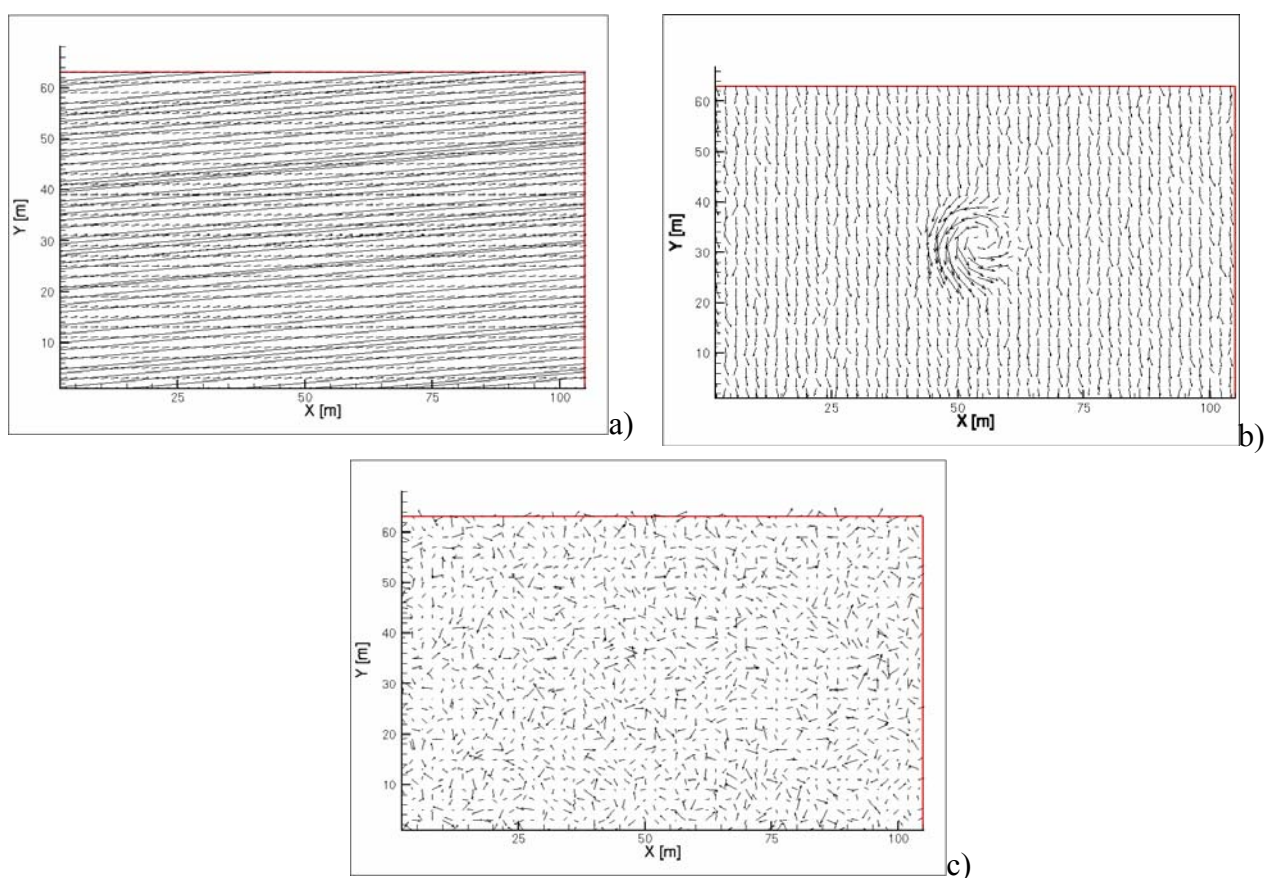
50. ábra POD módusok mintázata folytonosan vízszintes irányban haladó örvény esetére



51. ábra A folytonosan vízszintes irányban haladó örvény POD elemzésének 15. módusa

7.4.5 Véletlen zaj hatása az eredményekre

Teszteket végeztünk arra vonatkozólag, hogy milyen hatással van a véletlenszerű zaj a POD eljárás eredményeire [68]. A vizsgálat során alkalmazott pillanatképeken vízszintes irányú párhuzamos áramlás, valamint arra szuperponálva egyetlen örvény szerepelt. Az egymástól eltérő pillanatképeket az őket alkotó vektorok komponenseinek véletlenszerű változtatásával hoztuk létre. A véletlenszerű változtatások mértéke nem haladta meg a kiindulásnál előállított vektorok teljes hosszát, mivel csak a méréseket esetleg terhelő zajok hatását kívántuk szimulálni, és nem véletlenszerű, rendszertelen áramképeket előállítani. A POD eljárás eredményei a 52. ábrán láthatók. Az első móduson berajzoltuk az áramvonalakat is a jobb áttekinthetőség érdekében, de a többi móduson tapasztalataink szerint ez az ábrázolási mód nem alkalmazható jó eredménnyel.

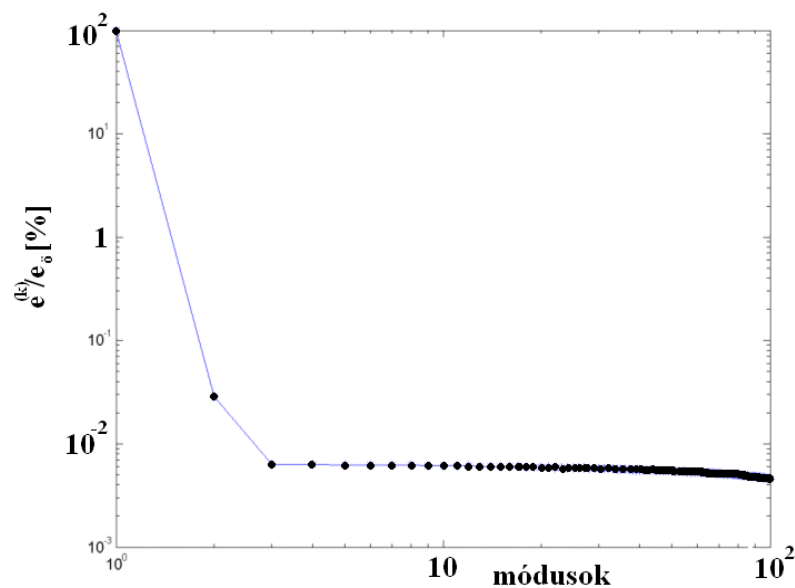


52. ábra POD módusok zajjal terhelt szintetikus áramképekre. a) 1. módus; b) 2. módus; c) 3. módus

A szintetikus áramképek mindegyikén közepén egy örvényt szuperponáltunk a vízszintes irányba mutató vektorokkal jellemzett egyenletes áramlási térre úgy, hogy az örvény sebességprofiljában szereplő maximális sebesség abszolút értéke a véletlenszerű zaj maximumának abszolút értékével egyezzen meg. Az egyes áramképek abban különböztek egymástól, hogy mindegyikre véletlenszerű zajt szuperponáltunk. A zaj függőleges komponense vizsgálatunk során az alkalmazott szoftver sajátosságai következtében mindig pozitív értéket vett fel, ezért az első módus (vagy átlagáramkép) vektorai kissé felfelé térültek el. A második móduson az örvény sebességprofiljának maximális értékével megegyező nagyságú zaj ellenére megjelenik az

egyenletes áramlásra superponált örvény. A harmadik módus és az összes többi módus már csak véletlenszerű irányba mutató eltérő hosszúságú vektorokat tartalmaz, ami a zajjal arányos. Az energia-eloszlás jól szemlélteti a véletlenszerű zaj hatását a POD eljárásra a 53. ábra.

Az első módus energiatartalma igen nagy, hiszen a szintetikus adathalmaz főbb tulajdonsága, az egyenletes áramlás jelenléte itt is domináns szerepet játszik. A 2. módus energiatartalma attól függ, hogy az örvényt tartalmazó kép hányszor fordult elő az adathalmazban. Esetünkben mindegyiken ott volt, de megvizsgáltunk olyan eseteket is, melyekben kevésszer, valamint csak egyszer fordult elő az örvény. Azt tapasztaltuk, hogy az örvény sebességprofiljában szereplő sebességek abszolút értékét a zaj maximuma alá csökkentve az örvény eltűnik a POD módusokról. A POD számára „láthatatlanná” válik és ebből következően nem is rekonstruálható a módusok segítségével. Ennek egy lehetséges magyarázata az, hogy a zaj véletlenszerű komponensei is nagyobb korrelációt mutatnak egymással, mint az örvény vektoraival.



53. ábra POD módusok energiatartalma $e^{(k)}$ az összes energiára $e_{\bar{e}}$ vonatkoztatva véletlen zaj jelenlétében

Látható, hogy a harmadik módustól kezdve az utolsóig nem csökken az energiatartalom számottevően, gyakorlatilag állandó, ami azt jelenti, hogy a véletlen zajjal terhelt szintetikus áramképekből álló kiinduló adathalmaz bármely képének rekonstruálásához nem lehet kombinált, közös mintázatokat létrehozni, olyan módon, ahogy ez a 7.4.2 alfejezetben tapasztalható volt.

Amennyiben az adathalmaz minden képe jelentősen eltér egymástól, egyik pont sem korrelál a másikkal semmilyen módon, a POD nem minimalizálja a módusok számát és így nem kapunk „használható” eredményt. Ez az oka annak, hogy ez a módszer nem nyújt többlet információt egy Fourier sorfejtés eredményeinél homogén turbulencia vizsgálatára, amint azt [8], [10] publikációk szerzői is megállapítják kimutatva, hogy ebben az esetben a POD bázisfüggvények sinus és cosinus függvényekké fajulnak, a POD sor Fourier sorrá fajul.

A zaj jelenlétének egy másik fontos hatása a fizikai struktúrák elnyomása. Az adathalmazunk ugyanis nemcsak a jelenség fizikájából következően lehet „zajos” (pl. instacionárius körülmények, felbontás alatti méretű örvények által okozott ingadozások), hanem az adatgyűjtési eljárás sajátosságaiból eredően is. Méréssel történő adatgyűjtés mindig terhelt valamekkora zajjal, de

numerikus szimuláció esetén is számolnunk kell zajos adatokkal a diszkretizáció miatt. Ha mérésünk nagy zajjal terhelt, akkor az megnöveli az átlagértékek körüli szórást. POD alkalmazásánál azonban a zaj minden pillanatnyi áramképen ott van, ami nagy $e^{(k)}$ energiatartalomhoz vezet az e_i összenergiában. Ennek megfelelően a zaj struktúrája a szintén nagy energiát képviselő egyenletes áramlással kombinálva jelenik meg a 2., valamint 3. módusokon.

Ha a zaj nem túlzott mértékű, akkor a magasabb POD módusokban még megtalálhatjuk a fizikai örvénystruktúrákat, de ehhez a vizsgálatot végző kutató tapasztalatára van szükség. Általános szabály a magasabb módusokon ugyanis már nem adható meg a látható struktúrák valóságosságára vonatkozóan.

7.4.6 Térbeli felbontás hatása a POD módusok mintázatára

A zaj mellett másik igen fontos tényező a térbeli felbontás. A POD módusok térbeli, vagy síkbeli integrálok autókorrelációja következtében alakulnak ki (lásd. 7.3 fejezet), amely figyelembe veszi a teljes áramlási tartományt. Ha egy örvény a nagy sebességekkel jellemzett tartományban igen kis méretű, maximum négy rácspontra terjed ki, akkor a POD számára láthatatlanná válik. Szintetikus áramképeken végzett tesztek során tapasztaltuk, hogy amennyiben egy, lehető legkisebb kiterjedésű örvényt, amely 4 rácspontra terjed ki egy 6900 rácspontot tartalmazó tartományon veszünk fel egy, az örvény sebességvektoraival közel azonos abszolút értékű vektorokkal jellemzett egyenletes alapáramlású térben, akkor az örvény semelyik móduson nem jelenik meg.

Ugyanez az örvény megjelenik azonban az első POD móduson, ha a tér többi részén a sebesség zérus, azaz nincs egyenletes alapáramlás, csak az örvény. Amennyiben ennél nagyobb (több, mint 4 rácspontot elfoglaló) örvények is jelen vannak, akkor az azok vektoraiból számolt kinetikai energia mértékétől függően a legkisebb örvény ismét eltűnhet. A módszer e tulajdonságát használjuk ki a későbbiekben a valóságos áramlások vizsgálatánál.

8. Kerékházhoz hasonló üregben kialakuló áramlás instacionárius tulajdonságainak vizsgálata

Az előzőekben bemutattuk, hogy a „klasszikus” áramlástanai analízis, a statisztikai analízis jól feldolgozható eredményei mellett leválásos áramlások esetén igen hasznos információk nyerhetők ki a pillanatnyi áramképekből, amelyek a statisztikai elemzéssel meghatározzák az átlagáramkép, valamint turbulencia intenzitás eloszlás alakulását. Ebben a fejezetben egy kerékházhoz hasonló áramlástanai tulajdonságokkal rendelkező geometriájú áramlási térben mérés útján meghatározott instacionárius áramlás sajátosságait vizsgáljuk az előző fejezetben ismertetett POD módszerrel. Tekintettel arra, hogy az előzőekben tárgyalt kerékház modellre történő instacionárius számítások jelenleg a túl magas számítástechnikai hardver jellegű követelmények következtében nem végezhetőek el, itt módszertani alkalmazást mutatunk be, amellyel a későbbiekben a számítási eredmények a következőkben közölt eredményekhez hasonló módon válnak majd kezelhetővé.

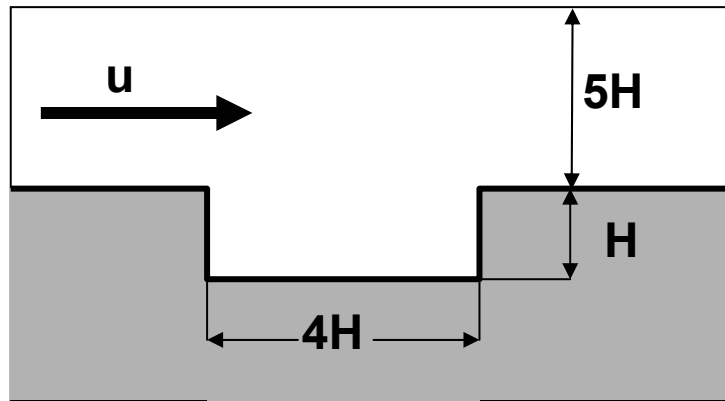
8.1 Egyszerűsített geometria kerékházban történő áramlás vizsgálatára

A 6. fejezetben kihangsúlyoztuk, hogy a kerékház az áramlástanban gyakran vizsgált egyik alapmodell, a *nyitott üreg* egy különleges esete. A kerékház ürege két, egymásra hozzátvetőlegesen merőleges felületen lévő nyílással csatlakozik az áramlási tér további részeihez: a karosszéria alatti rés felé, valamint a jármű oldala felé, melyek mentén a zavartalan áramlással összemérhető sebességű közeg áramlik. A klasszikus üregek esetétől további eltérést képvisel a kerék jelenléte, amely egyrészt terelőelemként, másrészt forgásával befolyásolja a kerékház üregben kialakuló áramképet.

A kerékházban kialakuló áramlási struktúrák elemzése az előbbiekben már megtörtént. Az elemzés azonban az időben átlagolt áramlásra szorítkozott, amely nem tartalmazza az egyes időpillanatokra jellemző részleteket. A továbbiakban megvizsgáljuk, hogy a POD alkalmazásával lehetséges-e az áramlás időfüggő részleteiről további információkat szerezni, amelyek műszaki intézkedéseket, fejlesztési lépéseket alapozhatnak meg.

Mivel az üregben történő áramlás és a kerékház körül és belsejében kialakuló áramlás alap mechanizmusa igen közel áll egymáshoz, ezért az időfüggő részletek vizsgálatát a nyitott üregre korlátoztuk. E döntést a mérés technika és a számítási kapacitás korlátossága mellett az is indokolja, hogy a szakirodalomban a nyitott üregre vonatkozóan sok mérési adat áll rendelkezésre.

A vizsgált üreg geometriája a 54. ábrán látható. A továbbiakban az üreg szél feletti felső sarkát *belépőélnek*, a szél alatti felső sarkát *kilépőélnek* fogjuk nevezni. Az üreg mélysége H , hossza $4H$. A szélcsatorna mérőtere zárt, az üreg belépő-, illetve kilépőéle és a mérőtér szemben lévő fala közötti távolság $5H$. A csatorna ábrára merőleges mérete $15H$ és a méréseket a középsíkban végeztük.



54. ábra Az instacionárius vizsgálatokhoz alkalmazott nyitott üreg geometriája ($H=20\text{mm}$)

8.2 Mérés ismertetése, a statisztikai elemzés eredményei

Az üregben kialakuló áramlást két Reynolds szám esetére vizsgáltuk meg, mely értékek $Re_{H1}=4000$, valamint $Re_{H2}=9000$ az üreg H mélységére vonatkoznak. A méréseket a belgiumi von Karman Institute for Fluid Dynamics intézet L6 jelzéssel ellátott, kis sebességű szélcsatornájában végeztük. A belépő sebességprofil mindkét Reynolds szám esetén lamináris, meghatározása hődrót anemometria útján történt. Hődrót segítségével határoztuk meg a turbulencia jellemzőket az üreg több pontjában.

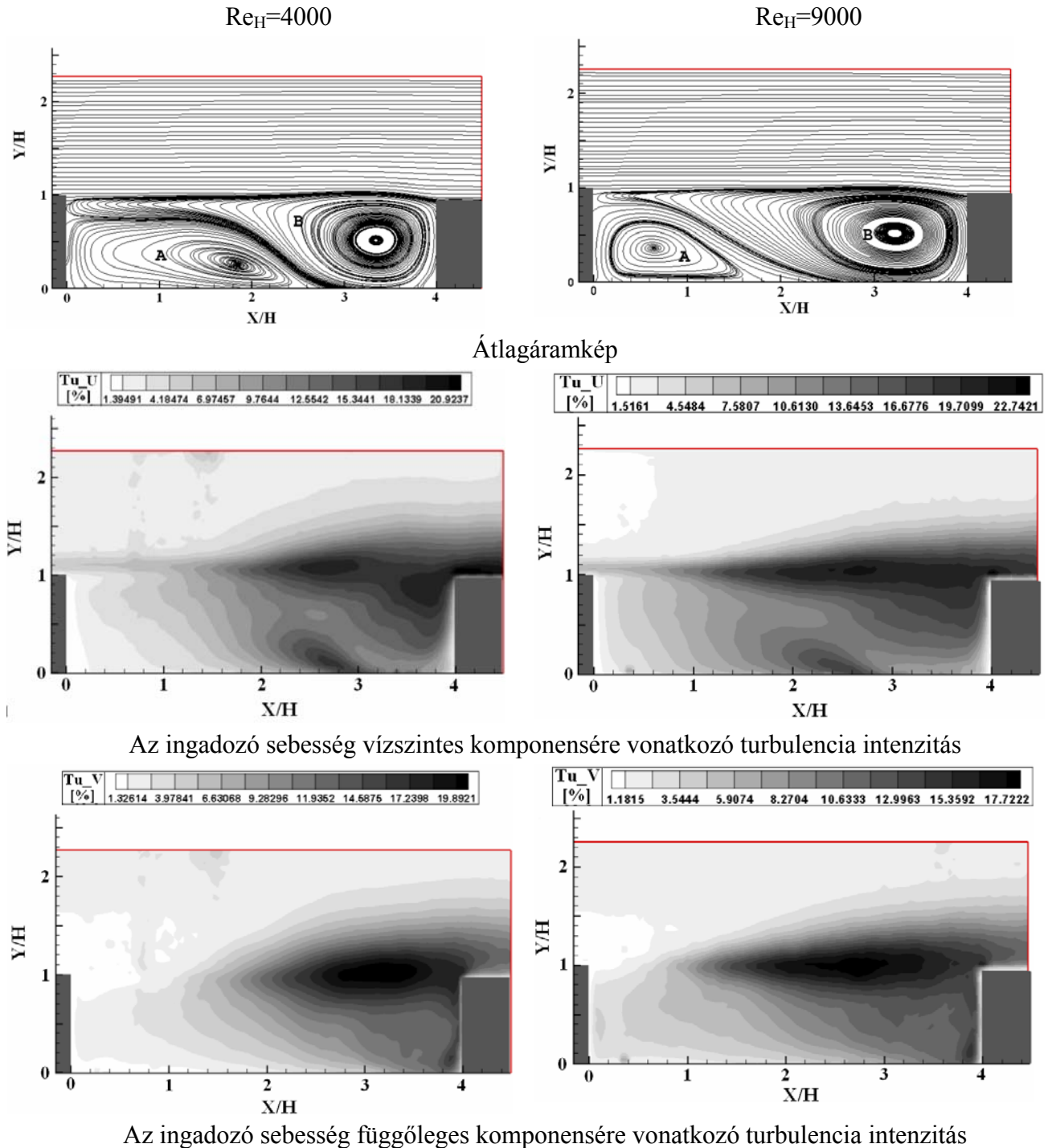
Az instacionárius áramlás vizsgálatához adott időpillanatokhoz tartozó 2-dimenziós áramlási vektormezőt meghatározó PIV (Particle Image Velocimetry) technikát alkalmaztuk. Ezen „kvantitatív vizualizációs” eszközzel rövid időn belül lehet meghatározni az instacionárius áramlás pillanatnyi áramképeit. A mérés ismertetése, hibaszámítása teljes dokumentációja az egyes részletek elemzésére kitérően megtalálhatók a szerző Kármán Tódor Intézetben végzett munkájáról írt jelentésében [68].

A statisztikai elemzés eredményei a 55. ábrán láthatók. A nyitott üregben kialakuló áramképet két nagy méretű örvény jellemzi. Ezeket a 55. ábrán **A** és **B** betűk jelölik. A Reynolds szám növekedésekor a **B** örvény kiterjedése növekszik. A PIV mérési eredmények kiátlagolása után az **A** örvény mindkét Reynolds szám esetén háromdimenziós jellegű formát mutat. Ebben a tartományban sebesség kicsi, ezért a mérés bizonytalansága nagyobb, mint a nagyobb sebességgel jellemezhető tartományokban.

A turbulencia intenzitás eloszlások hasznos információt szolgáltatnak azokról a tartományokról, ahol az áramlás erősen instacionárius. A PIV mérés technika egyik hasznos sajátossága, hogy a turbulencia intenzitást két irányban külön is lehet vizsgálni. A vízszintes irányú turbulencia intenzitás a vízszintes irányú sebesség ingadozások mértékével arányos. Látható, hogy mindkét Reynolds szám esetén a nagy vízszintes turbulencia intenzitású tartományok vékony sávként jelentkeznek az üreg nyílása mentén. Nagyobb ingadozások jellemzik az **A** és **B** örvények között húzódó nyíróréteget is, ami a megnövekedett impulzustranszportra utal abban a tartományban.

A függőleges irányú ingadozásokkal számolt turbulencia intenzitás eloszlások nagy értékei a vízszintes irányú sebesség ingadozással számolt turbulencia intenzitásokhoz képest a szél alatti

oldal felé tolódnak és a zavartalan áramlásra merőlegesen jobban szétterjeszkedik az általuk jellemzett tartomány.



55. ábra A statisztikai elemzés eredményei nyitott üregben történő áramlásra két Reynolds szám esetére

A függőleges irányú sebesség-ingadozások tehát az üreg szél alatti tartományában igen jelentős szerepet játszanak az áramlás kialakulásában, mivel ezek felelősek a főáramlás és az üregben lévő leválási buborék közötti impulzus transzportért.

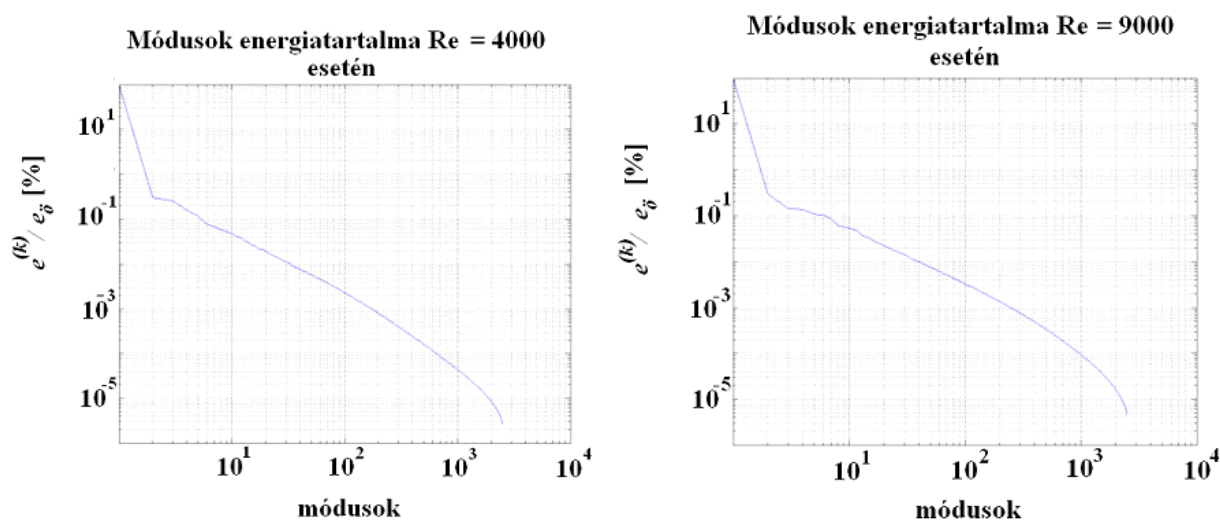
A szerző által elvégzett mérés eredményei jól egyeznek a szakirodalomban ehhez hasonló esetre vonatkozó mérési eredményekkel [38], [7], [88].

A kerékház élein leváló határreteg a vizsgált üreg nyílásánál kialakuló nyíróréteghez hasonló struktúrát hoz létre, amelynek jellemzői, viselkedése magyarázatot ad a kerékházban található dinamikai aktivitással bíró struktúrák kialakulására, élettartamára.

8.3 Az üregben kialakuló áramlás POD analízise

8.3.1 A pillanatnyi sebesség POD sorfejtése

Igazodva a POD eredeti elméletéhez és Lumley [8] javaslatához, először a 7.6 alfejezetben ismertetett módon a sebesség komponenseit fejtjük sorba. Vizsgálataink során [68] arra jutottunk, hogy a POD módusok mintázata – az első módus mintázatán (átlagáramkép) kívül – nem függ attól, hogy a pillanatnyi sebességet, vagy a sebesség Reynolds felbontás után kapott ingadozó komponensét fejtjük sorba, ezért itt az átlagot és az akörüli ingadozást is magába foglaló pillanatnyi sebesség sorfejtésének eredményét ismertetjük.

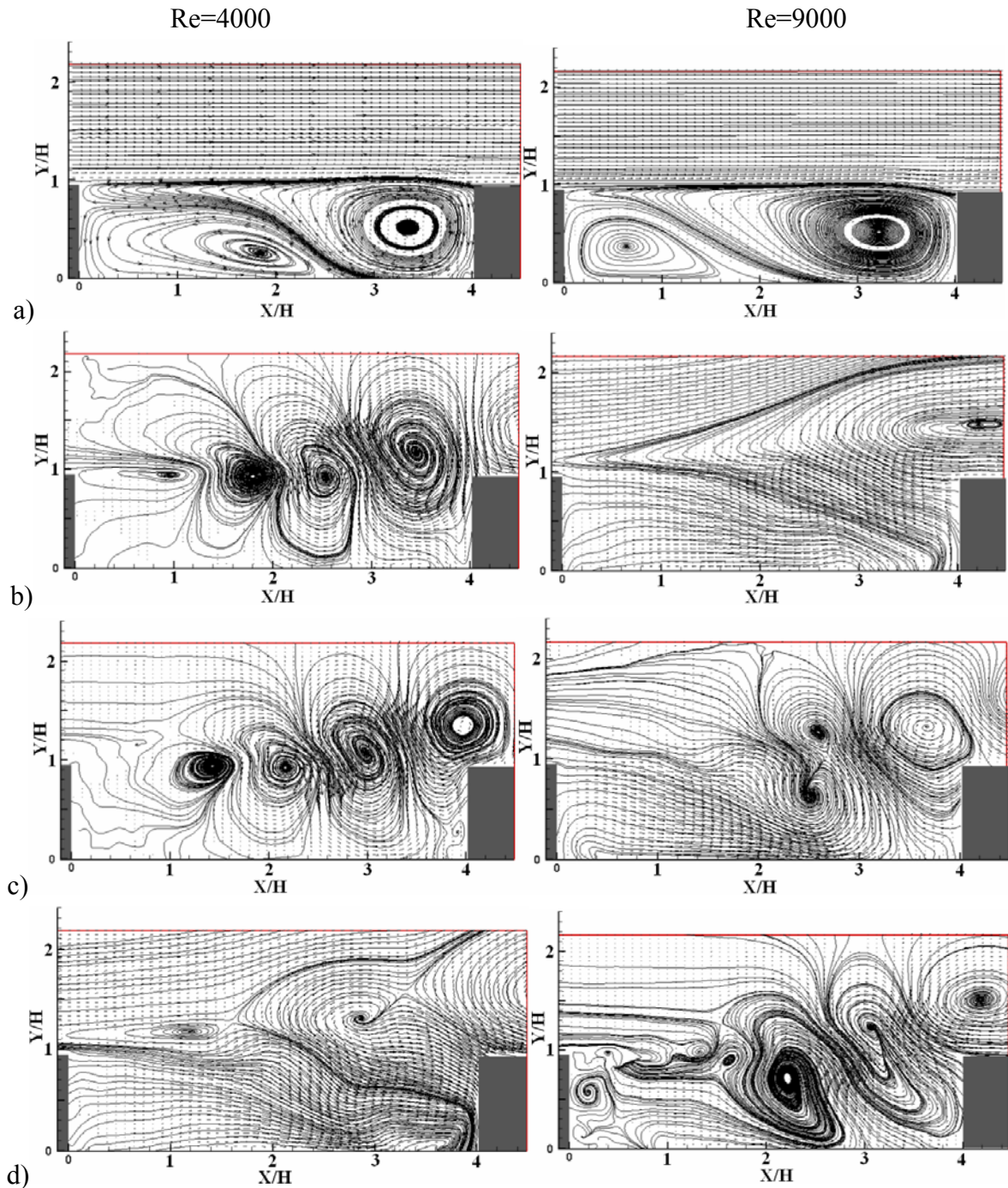


56. ábra Módusok $e^{(k)}$ energiatartalma az összenergia tartalomra e_0 vonatkoztatva százalékosan a két vizsgált Reynolds szám esetére

A POD módusok energiatartalmát a 56. ábra mutatja. Jól látható, hogy a szintetikus áramképeken végzett elemzésekhez (7.4 alfejezet) hasonlóan az első módus itt is 90% feletti energiatartalommal bír. A 2. módus teljes energiához viszonyított energiatartalma a két Reynolds számmal jellemzett áramképeknél igen közel esik egymáshoz (0,2%). A 3. módus energiatartalma viszont kis Reynolds szám esetén a 2. módus közelében volt, míg a nagyobb Reynolds számnál kevesebb, mint felére csökkent. Ennek fontos jelentősége van fizikai szempontból, amelyre később térünk ki.

Az energiatartalom a 3. módus felett már mindkét Reynolds számnál hozzávetőlegesen hasonló tendenciával csökken. A különbségek az első 10 módus energiatartalmában vannak: itt a

kiseb Reynolds számú eset meredekebb, míg a nagyobb Reynolds számhoz tartozó eset enyhébb csökkenést mutat. Ez a jelenség az alább tárgyalt okokból a jellemző örvényméretekkel hozható összefüggésbe.



57. ábra POD módusok üreg körüli áramlásra két Reynolds szám esetére. a) 1. módus, b) 2. módus, c) 3. módus, d) 4. módus

A POD módusok mintázatát a 57.ábra mutatja. Az 1. módus mindkét Reynolds szám esetén az átlagos áramképet mutatja (v. ö. 55.ábrával). Az energiatartalom eloszlás szerint tehát ez a mintázat a leginkább karakterisztikus a lejátszódó jelenségre nézve. A $Re=4000$ eset 2. és 3.

módusa igen hasonló mintázatot mutat, melyek között a különbség csak annyi, hogy a 3. móduson lévő örvény jellegű elemekből álló sor egy örvény sugárnyival balra tolódik. Ez az eltolódás volt tapasztalható a 7.7.4 alfejezetben vizsgált szintetikus áramkép esetén, ahol egy örvény vízszintes irányban haladt végig a tartományon. A kisebbik Reynolds számú esetre a 4. módus már a 2. és 3. móduson tapasztalt mintázattól jelentősen eltérő struktúrát mutat.

A $Re=9000$ esetre a 2. módus nem tartalmaz örvényeket, jellege a $Re=4000$ eset 4. módusához hasonló. Ugyanezen Reynolds számon a 3. és 4. módusokon jelennek meg örvényhez hasonló struktúrák, de ezekről nem lehet biztosan állítani, hogy az áramlásban jelenlévő fizikai struktúrákkal vannak kapcsolatban.

A szintetikus áramképek vizsgálatának eredményei alapján megállapítható, hogy a $Re=4000$ esetre kapott 2. és 3. POD móduson látható áramképek valós fizikai örvényeket tartalmaznak [68]. Hasonló megállapítást tesznek a [33], [41] jelű publikációk szerzői, de igazolására nem térnek ki. Nagyobb Reynolds szám esetén mérési eredményeinkben a POD analízis nem mutatott ki örvényeket a 2. móduson. Ennek okát vizsgálja a következő fejezet.

8.3.2 Örvényjellemzők POD analízise, intenzitás/energia fogalmi POD analízis esetén

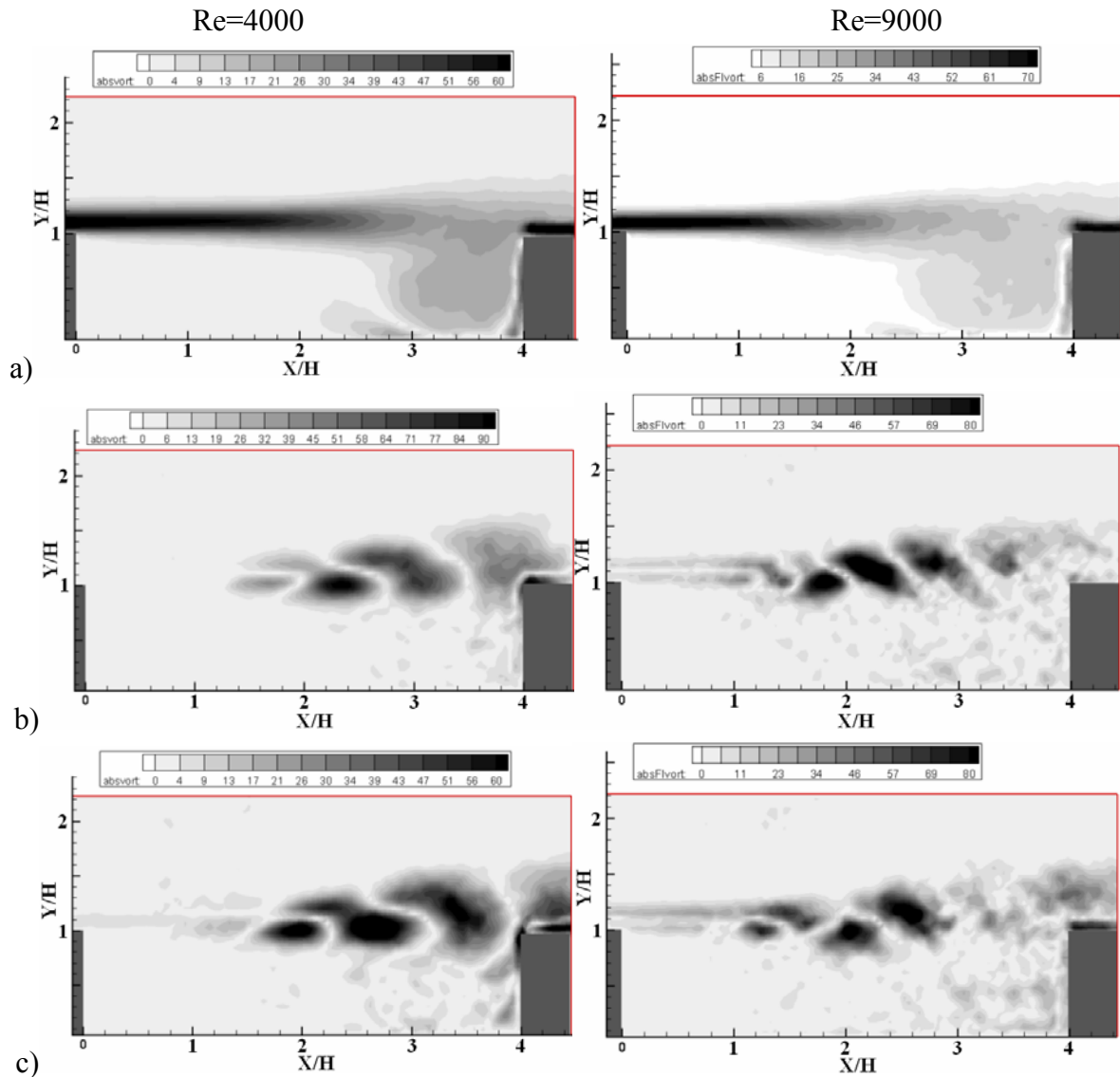
A szintetikus áramképekből álló adathalmazok vizsgálata során fény derült a POD algoritmus azon tulajdonságára, amely szerint a fő módusokra a nagy energiájú struktúrák kerülnek. Ha az időbeli átlagsebesség viszonylag nagy, akkor az örvényekkel szemben az képviseli az áramló közeg mozgási energiájának döntő részét, így az foglalja el az első módus mintázatát. Az időbeli átlag áramlás sebességéhez képest viszonylag kis abszolút értékű sebesség-ingadozások a POD eljárás számára „eltűnnek”. Tapasztalataink szerint az átlagsebesség eloszlásnak a pillanatnyi áramképekből való eltávolításával végzett POD eljárás esetén az első módus kivételével minden további módus megegyezik az átlagáramképet is tartalmazó pillanatképeken végzett POD eljárás eredményeként kapott módusokkal. Az átlagáramképet nem tartalmazó pillanatnyi áramképekre (továbbiakban ÁNTPÁ) végrehajtott POD elemzés első módusa az átlagáramképet tartalmazó pillanatnyi áramképekre (továbbiakban ÁTPÁ) végrehajtott POD elemzés második módusával egyezik meg. Az ÁNTPÁ-n végzett POD harmadik módusa megegyezik az ÁTPÁ-n végzett POD második módusával és így tovább a többi módus esetén.

Mivel a (7.7) összefüggés szerint a POD eljárás energiamaximálást hajt végre minden módusban, ezért olyan jellemzőre van szükségünk, amely nagy értékeket vesz fel az örvényekben, de zérushoz közeli nagyságú az örvénymentes tartományokban.

Az eddigiekben a sebességvektor komponenseit fejtettük sorba POD módszerrel, amelynek során a módusokon szereplő mintázatok „intenzitása” (a vektorok hossza) a m^2/s^2 dimenziójú kinetikai energiával volt összefüggésben (ld. (7.7) összefüggés). Annak érdekében, hogy a POD módszert a sebességtől eltérő áramlási jellemzőkre is használhassuk, bevezetjük az *Intenzitás* fogalmát. Ezzel a POD eljárás alapját képező energiamaximálást egyfajta „intenzitásmaximálásként” értelmezzük. A POD algoritmust a sebességtől eltérő, általános változó analízisére alkalmazva, az előbb definiált intenzitás (a (7.7) összefüggés számlálója) nem szükségszerűen energia dimenziójú. Ilyen pl. az örvényesség ($\mathbf{rot}(\mathbf{u})$), az egyéb örvényjellemzők, vagy akár a hőmérséklet. Például hőmérséklet esetén az általunk használt „energia” dimenziója K^2 lenne, ahol K (Kelvin) a hőmérséklet dimenzióját hivatott jelölni. Mivel ezen jellemzők

négyzetére nincsen minden esetben elfogadott megnevezés, ezért használjuk általánosságban az *intenzitás* fogalmát.

A POD analízishez felhasználható sebességtől eltérő mennyiségek: az örvényesség ($\mathbf{rot}(\mathbf{u})$), a λ_2 mennyiség (a (2.8) összefüggésében definiálva), valamint a Q skalárinvariáns (definíció a (2.5) összefüggésben). A λ_2 értéke örvényekben negatív, abszolút értékben általában 10 és 10^2 nagyságrendek közötti értékeket vesz fel. A Q skalárinvariáns pozitív értékei mutatják az örvények tartományát és a λ_2 által megjelenített struktúrákhoz hozzávetőlegesen igen hasonló mintázatokat eredményez [32].



58. ábra Az örvényesség POD módusai. a) 1. módus; b) 2. módus; c) 3. módus

A pillanatnyi örvényesség eloszlásokat úgy állítottuk elő, hogy a pillanatnyi áramképek sebességvektorainak képeztük a rotációját. Ezzel egy új kiinduló adathalmazt készítettünk, amelynek elemein 2-dimenziós esetben a lapra merőleges, Z -irányú örvényesség ($\mathbf{rot}(\mathbf{u})|_z$), mint skálár eloszlás szerepel. Mivel 2-dimenzióban az örvényesség skálármezőként jelenik meg, ezért a

POD módusokon többé nem vektorok, hanem skalármező szerepel. Ezen skalár értékekkel arányos az 58. ábrán is látható szürke skála, ahol a világos színek a kis értékeket, a sötét tartományok a nagy értékeket jelölik.

Másrészt a szintetikus áramképeken végzett tesztek eredményeként tudjuk, hogy a megjelenő értékek előjele nem fizikai, hanem tisztán matematikai értelemmel bír, az örvényességnek csak az abszolút értékét ábráztuk. Ilyenkor a jelenség fizikájának ismeretére van szükség ahhoz, hogy megállapítsuk a valós előjeleket, ha már azonosítottuk, hogy melyik struktúra bír fizikai jelentéssel.

A pillanatnyi örvényesség eloszlások POD analízise során kapott mintázatok az 58. ábrán láthatók. Az első módus (58.a ábra) mindkét Reynolds szám esetén hasonló képet mutat. Az üreg kilépőéléről kiinduló nyírórétegben az örvényesség maximális értéket mutat, amely leolvasható az ábrán feltüntetett skáláról. Az 55. ábrán B-vel jelölt örvény helyén mindkét Reynolds szám esetén viszonylagosan nagy örvényesség van. Az A és B örvények közötti nyíróréteg kezdetén az üreg szájánál elhelyezkedő nyíróréteghez hasonlóan szintén megnövekszik az örvényesség. Az A örvény helyén azonban zérus értékeket találunk, amely arra utal, hogy ezen zóna holtter jellegű. Ezzel ellentétben azonban a B örvény dinamikailag aktívnek tekinthető a viszonylag nagy örvényesség következtében.

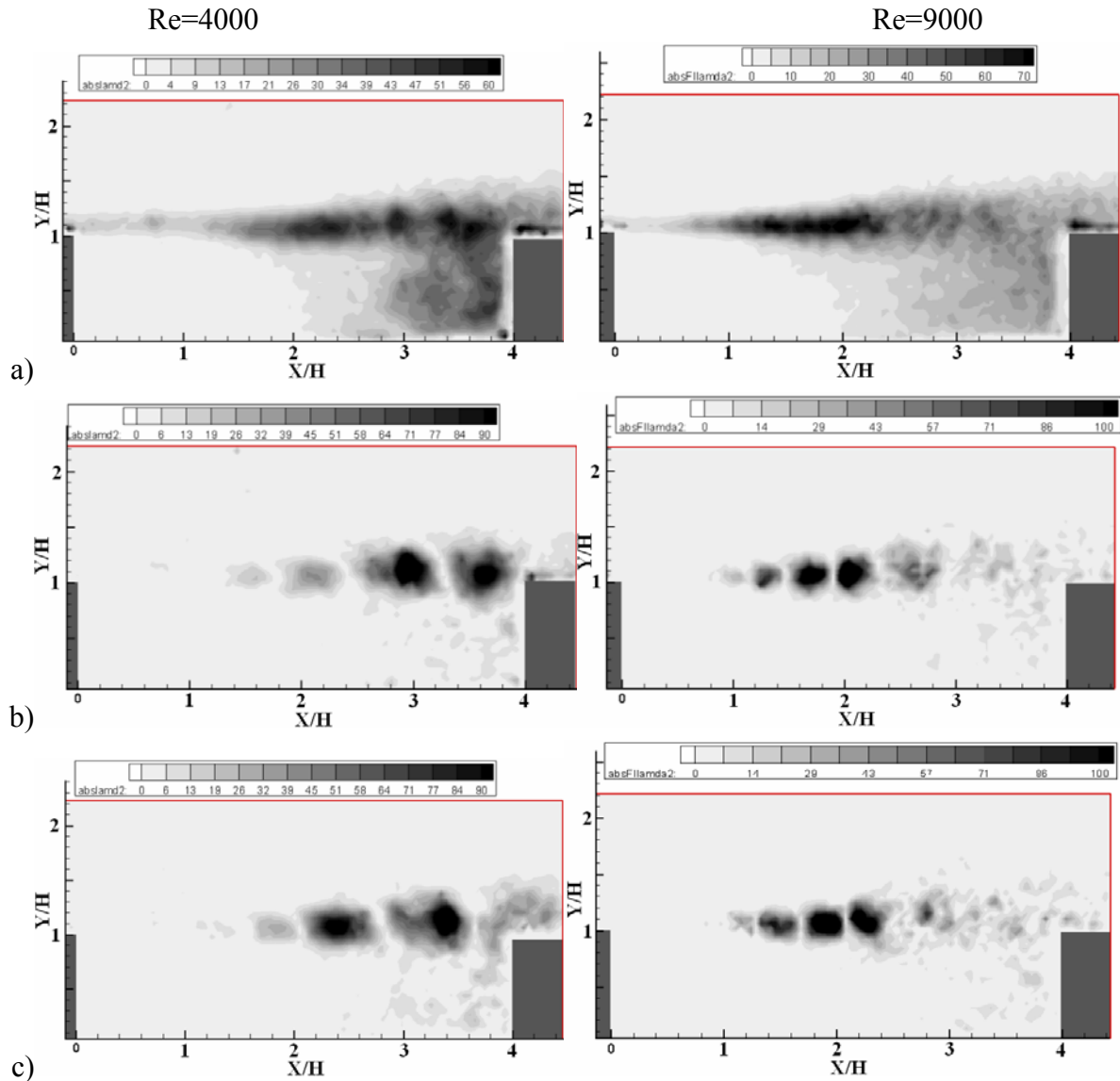
A 2. módus a $Re=4000$ esetben a sebesség POD analízisének látható 2. módus (57.b ábra) mintázathoz igen hasonló struktúrákat ad. A foltokként megjelenő struktúrák kisebbek, hiszen az örvényesség főként az örvény magjában veszi fel nagy értékeit és a forgatag külső tartományaiban már elenyésző. A valós örvényeket viszont jellemezhetjük örvényesség eloszlással is a sebességeloszlás helyett. Így az áramlás mechanizmusának megértésénél a kinematikai információkon túl dinamikai információkra is támaszkodhatunk. A 3. módus mintázata ugyanezen Reynolds szám esetén a 2. módus mintázatának eltoltja, ami ismételtén a 7.7.4 alfejezetben tárgyalt szintetikus áramkép teszt eredményei szerint valamely örvény elúszását jelöli a móduson látható mintázat mentén (ld. 50. ábra).

A sebesség POD analízisének eredményeivel ellentétben a $Re=9000$ eset 2. és 3. módusainak mintázata tartalmaz örvény jellegű struktúrákat. A POD eljárás alapját képező (7.7) összefüggés szerinti energiamaximálást kihasználva, észlelhetővé váltak a főáramlás energiájához képest elenyésző intenzitású örvények. A fizikai örvény fogalmát azért használhatjuk ebben az esetben megalapozottan, mert a $Re=4000$ esetén bizonyítottuk, hogy a 2. és 3. móduson látható struktúrák valós örvények lenyomatai [68] és $Re=9000$ esetére igen hasonló mintázatokat kaptunk.

Miután a λ_2 örvényjellemző sajátos tulajdonsága az, hogy csak forgó örvénycsomagokban vesz fel nagy negatív értéket, ezért alkalmazásával a nyírórétegek is kiszűrhetők a pillanatnyi áramképekből.

A λ_2 örvényjellemző POD módusainak mintázatai a 59. ábrán láthatók. Az 1. módus inkább a mérési zajokra semmint örvények jelenlétére mutat az üreg szájánál lévő nyíróréteg elején ($0 < X/H < 1,5$). Jól látszik viszont, hogy $Re=4000$ esetben a legsötétebb színű, legnagyobb abszolút értékekkel jellemezhető tartomány az üreg nyílásának $1,5H$ és $4H$ közötti szakasza, amelyben az eddigi vizsgálatok örvényeket mutattak.

Ugyanezen Reynolds szám mellett a B örvény helyén is jelentős abszolút értékkel jellemezhető zóna figyelhető meg, amely arra utal, hogy ott a közeg deformációjával szemben a forgás dominál jelentősen. Az A örvény területén a λ_2 örvényjellemző 1. módusa sem adott számottevő értékeket, így annak holttér jellege ezen vizsgálat szerint is bebizonyosodott.



59. ábra A λ_2 örvényjellemző POD analízise. a) 1. módus; b) 2. módus; c) 3. módus

A Re=9000 esetben a nagy λ_2 értékek az első móduson az 1H és 2,5H szakasz között foglalnak helyet az üreg nyílása mentén. Ez azt jelenti, hogy az intenzíven forgó, nagy örvényességgel, bár kis deformációval jellemzett folyadékcsomagok, örvények rövidebb szakaszon alakulnak ki a nyírórétegből. A B örvényben ebben az esetben is látunk nagyobb λ_2 értékeket, de ennél a Reynolds számnál láthatóan a nyíróréteg mentén keletkező örvények játszanak domináns szerepet. Az A örvény ennél a Reynolds számnál is holttér jellegű.

A 2. és 3. módusok Re=4000 esetre igen hasonló mintázatot mutatnak a sebesség, illetve az örvényesség vonatkozó POD módusain láthatókhöz, móduspárt alkotva egymással. A „foltok”

kis mérete itt is azzal magyarázható, hogy az örvényességhez hasonlóan a λ_2 is az örvény magja környezetében vesz fel nagy értékeket és a forgatag felé gyorsan csökken. Mindazonáltal, a λ_2 POD módusain látható mintázat sokkal inkább szeparált örvényeket mutat, mint az örvényesség esetén látható minták. Mivel a λ_2 a Q -hoz hasonlóan a nagy deformációval is jellemezhető tartományokat nem tartalmazza, ezért az általa adott mintázatok tekinthetők az örvények „valós” fizikai jellemzőjének. A $Re=9000$ esetre ezen örvényjellemző analízise eredményeként is örvénysort látunk (fontos megjegyezni, hogy a látható örvénysor nem azt jelenti, hogy egyidejűleg ezek az örvények vannak jelen, hanem azt, hogy egy a mintázaton látható örvény végigúszik a mintázat által kijelölt út mentén és közben a mintázat többi eleme által szemléltetett alakot veszi fel).

Látható, hogy $Re=9000$ esetén az örvények az üreg nyílásának $1H$ és $2,5H$ szakaszán helyezkednek el. Fontos információ, hogy $2,5H$ és $4H$ között az előbb említett örvények már nem jelennek meg. Ez az üregek körüli áramlás más szakirodalmakban publikált numerikus [41], illetve kísérleti áramlás láthatóvá tételből származó [79] eredményeivel összevetve azzal magyarázható, hogy a nagyméretű főként 2-dimenziós örvények a 3-dimenziós áramlási térben szétbomlanak kisebb örvényekre, melyeknek a POD analízis már csak a nagyobb energiájú/intenzitású részleteit találja meg. Az $1H$ és $2,5H$ szakaszon keletkezett energikus örvényeknek tehát mintegy „törmelékei” láthatók a $2,5H$ és $4H$ közötti szakaszon és az A örvény helyén. Ezen szakaszon tehát az örvényesség diffúziója dominál és a dinamikai aktivitás - (7.2) összefüggés szempontjából - csökken. Kétdimenzióban a Q mennyiség is igen hasonló eredményt ad, hiszen e két jellemző kifejezése is csak igen kis mértékben tér el egymástól.

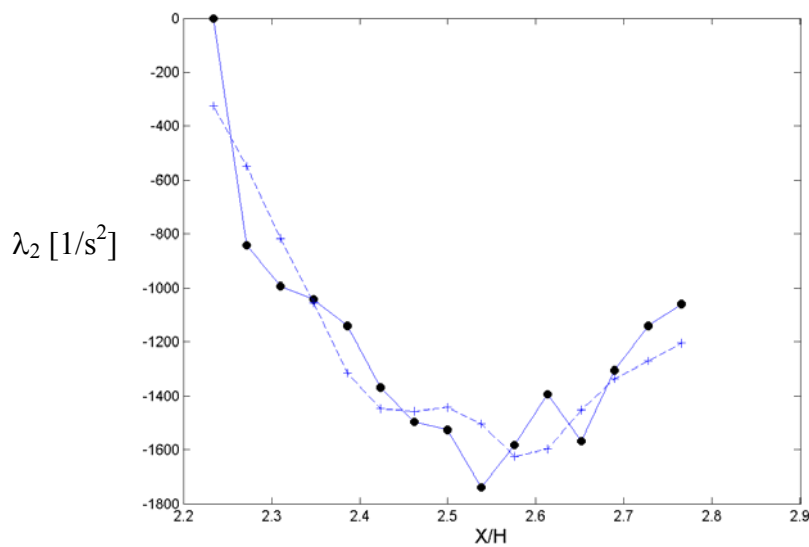
Az örvényjellemzők, mint a POD analízis alternatív változói tehát alkalmasak a pillanatnyi áramképekre jellemző meghatározó struktúrák, örvények kimutatására. Megvizsgáltuk, hogy az örvényjellemzők (pl. örvényesség ($\mathbf{rot}(\mathbf{u})$), λ_2 , Q) által kimutatott örvények jellemzői milyen kapcsolatban vannak a valós örvényekkel. Ehhez feltételes átlagolást kellett elvégezni.

8.3.3 A POD analízis örvényjellemzőinek kapcsolata a fizikai örvényjellemzőkkel

Feltételes átlagolás segítségével megvizsgáljuk, hogy egy, a POD analízis eredményeként kapott örvény örvényesség ($\mathbf{rot}(\mathbf{u})$), vagy λ_2 eloszlása mennyiben hasonlít a vele azonos helyen lévő, fizikai örvény örvényesség ($\mathbf{rot}(\mathbf{u})$), vagy λ_2 eloszlásával. Ehhez felhasználjuk $Re=4000$ esetre a λ_2 eloszlásra végzett POD analízis harmadik módusán (59.c ábra) látható x-irányban $2,2H$ és $2,8H$ között, y-irányban $0,9H$ és $1,3H$ között elhelyezkedő örvényt. Ezen örvény középpontja köré készítünk egy $A = 0,6H \times 0,4H$ alapterületű befoglaló felületet, amely csak ezt a kiválasztott örvényt fedi le és a többi megjelenő örvényt nem tartalmazza. A pillanatnyi áramképekből képzett λ_2 örvényjellemző abszolút értékét ezen a felületen átlagolva kiszámoljuk az áramképekhez tartozó F mennyiségeket, az $|\lambda_2(\mathbf{r})|$ átlagos értékeit ((8.2) összefüggés).

$$F = \frac{1}{A} \int_A |\lambda_2(\mathbf{r})| d\mathbf{r} \quad (8.2)$$

Ezt követően szemrevételezéssel megvizsgáljuk, hogy a pillanatfelvételeken az F mennyiségnek mekkora értéke esetén fordul elő az \mathcal{A} felület által meghatározott tartományban örvény. Azt az F értéket, amelynél nagyobb értékek esetén örvényt találunk az \mathcal{A} felület által meghatározott tartományban, küszöbértéknek nevezzük. Ezt követően kiválasztjuk a pillanatnyi áramképek közül azokat, amelyekben a (8.2) összefüggéssel kiszámolt F érték meghaladja küszöbértéket. Kiszámoljuk az előbbieket szerint kiválasztott pillanatnyi áramképek átlagát és ezzel megkapjuk az \mathcal{A} felületen elhelyezkedő örvény átlagos képét. Ennek az „átlagos” örvénynek a közepén vízszintes egyenest húzunk, amely áthalad a középpontján és ezen egyenes mentén ábrázoljuk a λ_2 eloszlást a 60. ábrán. Hasonlóképpen járunk el az 59.c ábrán látható POD móduson lévő kiválasztott struktúra esetén.



60. ábra A λ_2 örvényjellemző eloszlása egy POD móduson látható örvényben (+), valamint a pillanatnyi áramképek feltételes átlagolása után (•)

A 60. ábrán látható, hogy kismértékű zajosságot leszámítva, a POD által detektált, általunk kiválasztott örvényen keresztül menő vízszintes egyenes mentén a λ_2 örvényjellemző eloszlása jól egyezik a pillanatnyi áramképek ugyanott végrehajtott feltételes átlagolásával kapott λ_2 eloszlással. Ez azt mutatja, hogy a POD 2. és 3. módusán látható örvény jellegű képződmények a valóságos fizikai örvények. Ezzel tehát beigazolódott a szintetikus áramképeken végzett vizsgálatok során levont konklúzió valóságos áramlási esetre is, mely szerint a főbb POD módusokon látható mintázatok szoros kapcsolatban vannak az adathalmaz elemeit képező áramképeken látott struktúrákkal.

8.4 Turbulencia keletkezésének mechanizmusa gépjármű kerékházát modellező üregben

Mivel a kerékházban és az üreg nyílásánál igen hasonló áramlási jelenségek játszódnak le, a turbulencia keletkezésének mechanizmusát is megvizsgáltuk a PIV mérésből rendelkezésünkre álló áramképek és a módosított POD analízis felhasználásával. A turbulencia modellezésénél alkalmazott Reynolds átlagolást felhasználva a turbulens kinetikai energia transzportegyenletéből [60] az vonható le, hogy a turbulens sebességingadozások a kinetikai energiát az időátlagolt áramlásból veszik. A Reynolds átlagolás helyett az áramlástanban megszokott módon alkalmazható időátlagolást használjuk fel. Az energiának az átlagolt áramképből a turbulens mozgásokba történő átadásának iramát a turbulens kinetikai energia produkciója fejezi ki. A turbulencia háromdimenziós jelenség, de jelenlegi mérésünk csak kétdimenzióra vonatkozó értékeket tartalmaz. Ezért a produkció esetünkben az alábbi összefüggéssel fejezhető ki.

$$P = \overline{u'u'} \frac{\partial U}{\partial x} + \overline{u'v'} \frac{\partial U}{\partial y} + \overline{v'u'} \frac{\partial V}{\partial x} + \overline{v'v'} \frac{\partial V}{\partial y} \quad (8.3)$$

ahol $U(\mathbf{r})$, $V(\mathbf{r})$ [m/s] az átlagsebesség (2.2) összefüggés szerint, $\overline{u'u'}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{v'v'}$ a Reynolds feszültségek (fajlagosan) és a felülvonás esetünkben időátlagolást jelöl, azaz $\overline{u'u'} = \overline{u'u'}(\mathbf{r})$, $\overline{u'v'} = \overline{u'v'}(\mathbf{r})$, $\overline{v'v'} = \overline{v'v'}(\mathbf{r})$. Ennek megfelelően $P = P(\mathbf{r})$ tehát nem függ az időtől, ezért nem alkalmas POD analízisre. Méréseinkből azonban rendelkezésre állnak a sebesség ingadozó komponenseinek u' , v' értékei egymástól különböző időpillanatokban. A (7.10) összefüggésből látható, hogy a módusok képzése súlyozott átlagolással történik. Az első módus a klasszikus statisztikai átlagot eredményezte sebességek POD analízise esetén, a második és harmadik módusokon az áramlás mechanizmusát leginkább meghatározó pillanatnyi áramképeken megjelenő koherens struktúrák voltak láthatók.

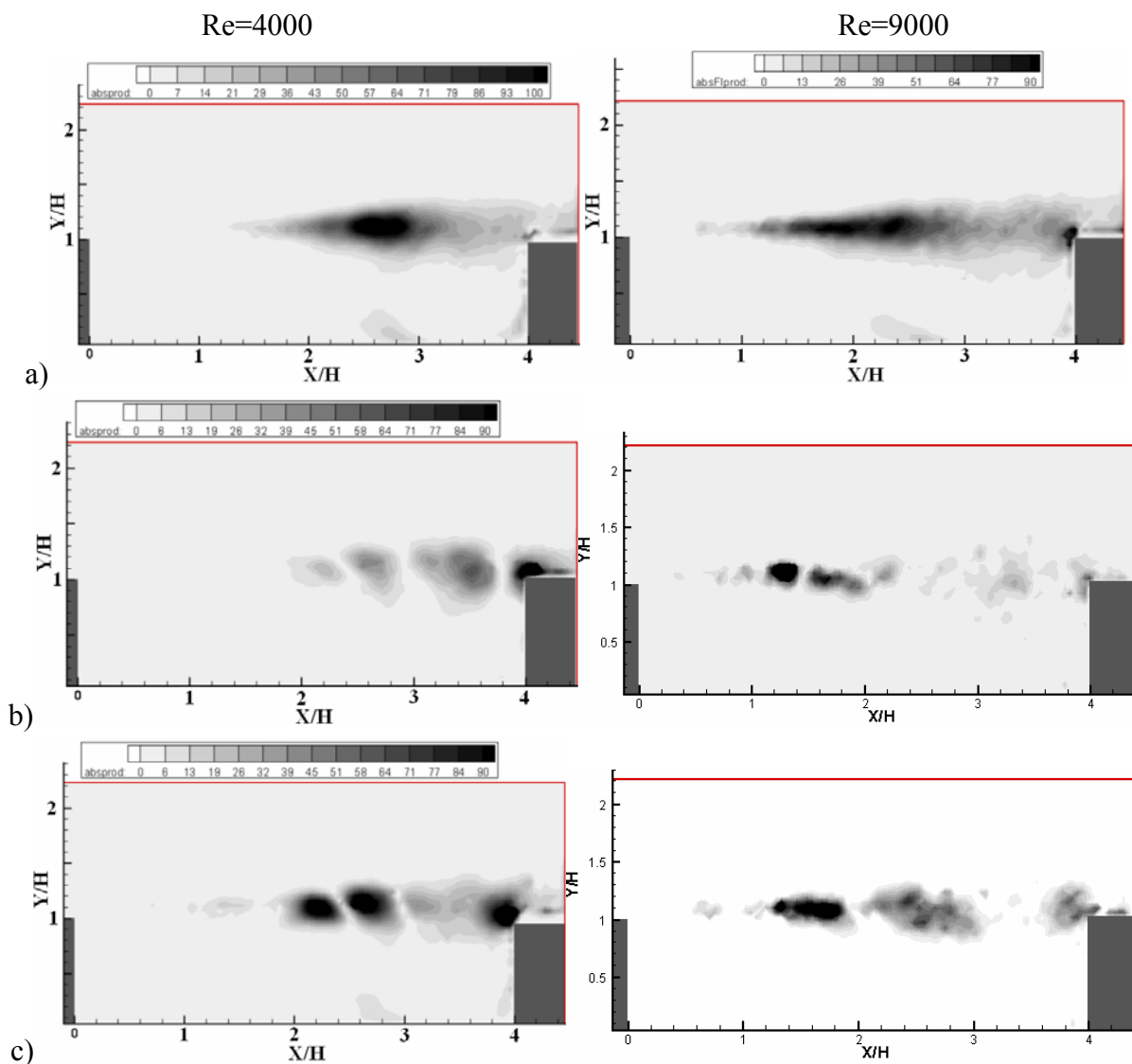
A turbulens kinetikai energia produkcióját is megvizsgálhatjuk POD segítségével és a sebességgel, örvényességgel, valamint a λ_2 örvényjellemzővel analóg módon elemezhetjük. Képezzük a pillanatnyi „produkció elemeket” a (8.4) összefüggés szerint, ahol a felső vesszővel jelölt mennyiségek is a sebességtér egy-egy „pillanatfelvételéhez” tartoznak, azaz már nem csak a hely, hanem az idő függvényei is.

$$P_n(\mathbf{r}, t) = u'u' \frac{\partial U}{\partial x} + u'v' \frac{\partial U}{\partial y} + v'u' \frac{\partial V}{\partial x} + v'v' \frac{\partial V}{\partial y} \quad (8.4)$$

ahol $u'u' = u'u'(\mathbf{r}, t)$, $u'v' = u'v'(\mathbf{r}, t)$, $v'v' = v'v'(\mathbf{r}, t)$. Ezzel tehát a P_n változó POD sorba fejthető a (8.5) összefüggés szerint.

$$P_n(\mathbf{r}, t) \cong \sum_{k=1}^K a^{(k)}(t) \Phi^{(k)}(\mathbf{r}) \quad (8.5)$$

ahol az $a^{(k)}(t)$ együtthatók a (7.11) összefüggésből határozhatók meg úgy, hogy mindenhol az $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ sebességtér helyett a P_n turbulens kinetikus energia produkcióját írjuk. A POD módusok a 61. ábrán láthatók. Az 1. módus azt mutatja, hogy átlagosan az üreg nyílásának azon a részén növekszik meg a produkció értéke, ahol a többi módus már a nyírórétegből keletkező örvényeket mutatott. Ez az állítás az ábrán láthatóan mindkét Reynolds szám esetére igaz.



61. ábra. Turbulens kinetikus energia produkciójának POD analízise. a) 1. módus; b) 2. módus; c) 3. módus

A 2. és 3. módusok azt mutatják, hogy a turbulens kinetikus energia produkciója „foltokban” ér el nagy értéket, mely „foltok” mérete és távolsága igen jól egyezik az örvényjellemzők POD analízise során kapott örvények méretével és osztásával. Mindez arra enged következtetni, hogy a turbulens kinetikus energia a felgöngyölödött örvényekben keletkezik.

Gépjárművek kerékházához hasonló üreg esetén a hozzááramlás lamináris, hiszen nyugvó közegben történő haladást szimulálunk, így vagy a felületeken kialakuló határrétegben, vagy a levált határrétegek által formált nyírórétegekből felgöngyölődő örvényekben keletkezik turbulens kinetikus energia.

Látható az 59. és a 61. ábrán, hogy a Reynolds szám növekedésével a nyíróréteg felgöngyölödési pontja egyre közelebb jut a leválás helyéhez, a kilépőélhez, lerövidítve így a nyíróréteg hosszát. A Reynolds szám növekedésekor az örvénylésmentes nyíróréteg egy határ elérése után megszűnik és a felgöngyölödés (illetve a turbulencia) visszaterjed a szilárd felületen kialakuló határréteg tartományába, amely jelenség henger körüli áramlás esetére már kikutatott [22], [6].

Összefoglalva tehát megállapíthatjuk, hogy a gépjárművek kerékházát nagymértékben egyszerűsítve modellező üreg kísérleti (PIV) vizsgálata által szolgáltatott instacionárius áramlási eredmények a POD analízis segítségével hasznos információt nyújtottak az áramlás valós mechanizmusát, a dinamikailag aktív örvények keletkezését, a turbulencia kialakulását tekintve.

Összefoglalás

Az értekezés a témára vonatkozó szakirodalom összefoglalásával kezdődik, amelyben ismertettük a kerekek által okozott ellenállás, illetve felhajtóerő növekedés mértékét, ezek jelentőségét a járművek menettulajdonságai, valamint gazdaságossági mutatói tekintetében. A napjainkban is megjelenő, a témához kapcsolódó publikációk száma és tartalma alapján megállapítottuk, hogy a kerekek gépjárművek áramlástani jellemzőire gyakorolt hatásának vizsgálata aktuális kutatási irányzat. A vonatkozó szakirodalomban a gépjárművek kerékházában forgó kerekek áramlástani jellemzőit tekintve mérési és numerikus szimulációs eredmények kerültek publikálásra. Ezek a kerékre, illetve a járműre ható erőket, valamint a kerék felületén, és a kerékház egyes részein mért nyomáseloszlásokat ismertetik. A kialakuló áramlás szerkezetére és annak indoklására vonatkozóan nem tartalmaznak eredményeket.

Célul tűztük ki tehát, hogy feltérképezzük a kerék körül, illetve a kerékházban kialakuló áramkép szerkezetét, elemezve az áramkép elemeinek a járműmodell karosszériájának, valamint kerékházának geometriájától való függését. Az áramkép szerkezetének ismerete ugyanis elősegíti a kerékre, kerékházra, illetve a jármű karosszériájára ható erők kialakulásának megértését. A 3. fejezetben vizsgáltuk az áramlástanban rendelkezésre álló mérési és számítási eszközök alkalmasságát a célul kitűzött feladatra, azaz az áramlás szerkezetének meghatározására. Választásunk az áramlások numerikus szimulációjára esett, amelynek a gazdaságossága és alkalmazásának rendkívüli mértékű rugalmassága mellett fontos előnye, hogy segítségével jó térbeli felbontással kapjuk az áramkép szerkezetét meghatározó áramlási jellemzőket.

A numerikus szimuláció azonban csak közelítő modellje a valós áramlásnak, ezért a szimuláció alapját képező áramlástani modellt verifikálni kellett, melynek során megvizsgáltuk, hogy milyen mértékben befolyásolták az általa szolgáltatott eredményeket a diszkretizáció, valamint a megoldási eszközök paraméterei. A 4. fejezetben arra jutottunk, hogy a matematikai megoldó eszközök hibái elenyészőek. Az áramlástani modell által szolgáltatott eredmények matematikai megoldó eszközöktől való függésének meghatározása után a validáció következett. A validáció során az áramlástani modell megoldásaként kapott áramlási jellemzők értékeit hasonlítottuk a valóságos áramlásban méréssel meghatározott áramlási jellemzők értékeihez. A mérésből és a számításokból származó eredmények kielégítő egyezést mutattak.

A verifikáció és a validáció folyamata után, numerikus szimulációs modellel elemeztük az egyedülálló kerék körüli áramlás jellemzőit, magyarázatot adva a szakirodalomban közölt nyomásmegoszlás alakulására. Így elemeztük a kerék profiljának az áramképre gyakorolt hatását, mivel a vonatkozó szakirodalomban nem találtunk magyarázatot a nyomás futófelület szélessége menti változásának kerék profiltól való függésére. Megállapítottuk, hogy éles profilú kerék felülete közelében az áramkép eltér a lekerekített profilú kerék felülete közelében kialakuló áramképtől. Az áramkép eltérése a felhajtóerő- és ellenállástényezők nagymértékű megnövekedéséhez vezetett. A felhajtóerő- és ellenálláserő növekedés okát az 5. fejezetben szemléltettük az áramkép jellemzőinek segítségével, valamint a kerék felületének részfelületekre való felbontása útján történő erőeloszlás meghatározásával.

A 6. fejezetben a kerékházban forgó kerék körül kialakuló áramkép meghatározását szolgáló numerikus modellt és annak alkalmazásával kapott áramképek jellemzőit mutattuk be. A vizsgálat során szembekerültünk a hagyományos, áramvonalakkal történő áramlásmegjelenítés bonyolult háromdimenziós áramlások esetén fellépő korlátaival. Az áramvonalakkal történő áramlás szemléltetési módszert kiegészítettük a szakirodalomban található alternatív áramlás szemléltetési módszerekkel, mint a kritikus pont elmélet, az össznyomás és a sebességderivált tenzor második skalár invariánsának állandó értékhez tartozó felületei, valamint a fali nyíróerővonalak. A kerékházban kialakuló áramképet az előbb említett öt módszer együttes alkalmazásának segítségével elkészített örvényváz modell alkalmazásával írtuk le, amely jól áttekinthető formában írja le az áramkép sajátosságait.

A kerékház, illetve a járműmodell karosszériájának geometriájára vonatkozóan paramétervizsgálatot hajtottunk végre, melynek során meghatároztuk a 6. fejezetben közölt örvényváz modellen bemutatott áramkép elemek alakulását, változását. Eredményeink alapján kijelentettük, hogy a kerékházban kialakuló áramkép szerkezete elsősorban a kerékház geometriájától, valamint a jármű homlokfalának a kerékháztól mért távolságától függ. A karosszéria többi része elhanyagolható hatással bír a kerékházban kialakuló áramkép szerkezetére. A kerékház alsó, illetve oldalsó nyílásainak külön-külön, illetve egyszerre történő letakarása során azt tapasztaltuk, hogy a kerékházban kialakuló áramlás és a karosszéria oldala mentén kialakuló áramlás között nincs számottevő kölcsönhatás. A kerékház áramlástanai szempontból a karosszéria alatti részben kialakuló áramlással van igen szoros kapcsolatban.

A járműmodell felületeit részekre bontva meghatároztuk az azokra ható erőket. Ennek eredményeként megállapítottuk, hogy a légellenállás növekedéséért legfőképpen (hozzávetőlegesen $\frac{3}{4}$ -ed részben) a keréken és a kerékházon keletkező erők eredője felelős. Ennek a hozzávetőlegesen $\frac{3}{4}$ résznek harmada a kerékházon, kétharmada a keréken keletkezik, utóbbinak is a karosszéria alatti részbe „nyúló” részén. A fennmaradó közelítőleg $\frac{1}{4}$ -ed rész a kerékházban kialakuló nyomáseloszlás, valamint a jármű homlokfalán kissé megnövekvő, a hátfalán kissé csökkenő átlagos nyomásokból származó erők eredőjének következménye. A járműmodellre ható felhajtóerő kerékházak és kerekek hozzáadása folytán történő megnövekedésének kétharmada a kerékre ható felhajtóerő, fennmaradó része a kerék karosszéria alatti részbe „nyúló” részének a jármű körüli áramlás megváltozását okozó hatásának következménye. A kerékház sárvédő ívére- és a kerékre ható erő függőleges komponensei ugyanis gyakorlatilag kiegyenlítik egymást.

Az értekezés utolsó fő témaköre az instacionárius áramlások elemzésének tárgyalása. Részletes ismertetésre került a POD (Proper Orthogonal Decomposition) eljárás, amely az instacionárius áramlásokban jellemzően előforduló, ún. koherens struktúrák detektálására szolgál. A módszer tisztán matematikai jellegű, de arra az eredményre jutottunk, hogy a kapott struktúrák kapcsolatba hozhatók a segítségével vizsgálni kívánt fizikai jelenséggel. A POD eljárás eredményeként kapott örvény jellegű mintázatokat tartalmazó áramképek és az időfüggő áramlásban található valóságos örvények közötti kapcsolat a vonatkozó szakirodalomban nem tisztázott, ezért erre irányulóan, előre ismert elemekből álló, mesterségesen előállított, ún. szintetikus áramképek segítségével végeztünk elemzést, amelynek során összefüggést találtunk az ismert, kiinduló mintázatok és a POD eljárás által adott mintázatok között.

A POD eljárás szintetikus áramképeken való vizsgálata után valóságos áramképeket ábrázoló pillanatfelvétel sorozaton is végrehajtottuk az elemzést. Egy, a kerékházat jelentős mértékben leegyszerűsítő, ún. nyitott üregben kialakuló áramlást vizsgáltunk mérés útján PIV (Particle Image Velocimetry) mérés technika segítségével. A PIV mérés technika lehetővé tette az áramlás különböző időpillanataihoz tartozó, síkbeli áramképeinek felvételét. A POD eljárásra vonatkozó szintetikus áramképek segítségével elvégzett vizsgálatok lehetővé tették a koherens struktúrák felismerését és értelmezését a valós áramképeken. Azt tapasztaltuk, hogy a sebesség POD elemzése különösen a nagyobb Reynolds számmal jellemzett áramlásban nem határozza meg megbízhatóan az áramlásban jelen lévő koherens struktúrákat.

A szintetikus áramképeken végzett vizsgálatok és a kis Reynolds számmal jellemzett valós áramlások vizsgálata során tapasztaltak alapján megismertük a POD eljárás sajátosságait. Ezek figyelembe vételével olyan koncepciót dolgoztunk ki, amellyel hatékonyabb koherens struktúra meghatározás lehetséges nagyobb Reynolds számokkal jellemzett áramlások esetén is.

A koncepció alapja az, hogy olyan változókat határozzunk meg, amelyek az áramlási térben kialakuló és elmozduló örvények belsejében nagy, az örvényektől mentes, egyenletes áramlással jellemzett tartományokban pedig közelítőleg zérus abszolút értékűek. Ezek a változók az örvényesség ($\mathbf{rot}(\mathbf{u})$), valamint a (2.8) összefüggéssel definiált λ_2 .

A POD eljárás eredményeként kapott módusokon szereplő, λ_2 mennyiség által jelölt örvények és a valóságos örvények fizikai tulajdonságainak összehasonlítását feltételes átlagolással végeztük. Eredményeink azt mutatták, hogy a POD eljárás által adott örvény jellemzői jól egyeznek a valóságos örvények feltételes átlagolásával kapott örvény jellemzőivel. Ez alapján megállapítottuk, hogy a POD eljárásra általunk javasolt koncepció segítségével magasabb Reynolds számmal jellemzett áramlások esetén is megbízhatóan detektálhatók a koherens struktúrák.

Az új változók használatára épülő koncepció lehetővé tette számunkra a turbulens kinetikai energia produkciójának elemzését is. A POD eljárás eredményeként kapott módusok a turbulens kinetikai energia produkciójával arányos mennyiség eloszlását szolgáltatják áramképek formájában. Azt tapasztaltuk, hogy az általunk vizsgált, lamináris nyíróréteg keletkezésével jellemzett áramlás esetén a turbulens kinetikai energia a nyírórétegek felgöngyölődése eredményeként létrejövő örvényekben keletkezik.

Irodalomjegyzék

- [1] **T. Arts, H. Boerrigter, J.-M. Buchlin, M. Carbonaro, G. Degrez, R. Denos, D. Fletcher, D. Olivari, M.L. Riethmuller, R.A. Van den Braembussche:** Measurement techniques in fluid dynamics. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 1994.
- [2] **Axelsson, N., Ramnefors, M., Gustafsson, R.:** Accuracy in Computational Aerodynamics Part 1 and Part 2. SAE paper, 980037, 1998
- [3] **Axon, L., Garry, K., Howell, J.:** An Evaluation of CFD for Modelling the Flow Around Stationary and Rotating Isolated Wheels. SAE Paper 980032, Detroit, 1998.
- [4] **Axon, L., Garry, K., Howell, J.:** The Influence of Ground Condition on the Flow Around a Wheel Located Within a Wheelhouse Cavity. Society of Automotive Engineers, Inc. 1999-01-0806, 1999.
- [5] **Basara, B., Bader, D., Przulj, V.:** Numerical simulation of the air flow around a rotating wheel. 3rd MIRA Int. Vehicle Aerodyn. Conference, Rugby, 2000
- [6] **Batchelor, G.K.:** An introduction to fluid dynamics. Campridge Univ. Press, ISBN: 0521663962, 2000
- [7] **Baysal, O.; Stallings, R.L.:** Computational and experimental investigation of cavity flowfields. 1988. AIAA 87-0114, in. AIAA J. 26. 1. 6-7.
- [8] **Berkooz, G.; Holmes, Ph.; Lumley, J.L. :**Proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 25, 1993, pp 539-575.
- [9] **W. Bi, Y. Sugii, K. Okamoto, H. Madarame:** Time-resolved proper orthogonal decomposition of the near-field flow of a round jet measured by dynamic particle image velocimetry. Measurement Science and Technology, 14, pp L1-L5, 2003
- [10] **Cazemier, W., Verstappen, R.W.C.P., Veldman, A.E.P.:** Proper orthogonal decomposition and low-dimensional models for driven cavity flows. Physics of fluids, Vol 10, No.7., July 1998
- [11] **Cogotti, A.:** Aerodynamic characteristics of car wheel. Impact of Aerodynamics on Vehicle Design. Int. Journal of Vehicle Design, SP3, 1983, Printed in U.K.
- [12] **Cordier, L., Bergmann, M.:** Proper Orthogonal Decomposition: an overview. Lecture series 2003-03 in VKI, Post-processing of experimental and numerical data, Vol.2. 2003, Part I, II.
- [13] **Degrez G.:** Three-dimensional boundary layers and separation. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode-Saint-Genese, Belgium, 1999
- [14] **Eloffson, P., Bannister, M.:** Drag reduction mechanisms due to moving ground and wheel rotation in passenger cars. SAE paper, 2002, 2002-01-0531
- [15] **Fabijanic, J.:** An experimental investigation on wheel-well flows. SAE paper, 1996, 960901
- [16] **Fackrell, J. E., Harvey, J. K.:** The flow field and pressure distribution of an isolated road wheel. Advances in Road Vehicle Aerodynamics, 1973.

- [17] **Farge, M., Schneider, K., Pellegrino, G., Wray, A. A., Rogallo, R. S.:** Coherent vortex extraction in three-dimensional homogeneous turbulence: Comparison between CVS-wavelet and POD-Fourier decompositions. *Physics of Fluids*, Vol. 15, No.10., October 2003.
- [18] **Ferziger, J.H., Peric, M.:** Computational methods for fluid dynamics. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 3rd edition, 2002.
- [19] **Gordeyev, S.:** POD, LSE and Wavelet decomposition: Literature review. Department of Aerospace and Mechanical Engineering, University of Notre Dame, Notre Dame, IN
- [20] **Gordeyev, S.:** Investigation of coherent structure in the similarity region of the planar turbulent jet using POD and Wavelet analysis. Ph.D. thesis, Department of Aerospace and Mechanical Engineering, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, July 1999.
- [21] **L.Graftieaux, M. Michard, N. Grosjean:** Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology*, 12, pp 1422-1429, 2001.
- [22] **Green, S.I.:** Fluid Vortices (Fluid mechanics and its applications). Springer, ISBN: 0792333764, 1998
- [23] **Gruber, J., Blahó, M.:** Folyadékok Mechanikája. Egyetemi Tankönyv, Tankönyvkiadó, Budapest, 1971.
- [24] **Hinterberger C., Fröhlich J., Rodi W.:** Turbulent flow around a simplified car calculated with LES. Proceedings of LES conference, 2002
- [25] **Hinze, J.O.:** Turbulence: An introduction to its mechanism and theory. McGraw-Hill series, ASIN: B0006AVJJ0, 1959
- [26] **Hornung H., Perry A.E.:** Some aspects of three-dimensional separation, part I.: Streamsurface bifurcations. *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung*, Heft 2, 1984
- [27] **Hucho, W. H.:** Aerodynamics of Road Vehicles. Butterworth an Co. Publishing, Boston, 1998.
- [28] **Hunt, J.C.R., Vassilicos, J.C.:** Turbulence structure and vortex dynamics. Cambridge Univ. Press, ISBN 0-521-78131-0, 2001
- [29] **Hunt J.C.R., Abell C.J., Peterka J.A., Woo H.:** Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 86. pp. 179-200, 1978
- [30] **Hussain, A.K.M.F.:** Coherent structures-reality and myth. *Phys. Fluids* 26, 10, 1983.
- [31] **Hussain, A.K.M.F.:** Coherent structures and turbulence. *J. Fluid Mech.* Vol. 173, pp. 303-356, 1986.
- [32] **Jeong, J., Hussain, F.:** On the identification of a vortex. *J. Fluid Mechanics*, vol. 285, pp. 69-94. 1995
- [33] **Jurgens, W., Kaltenbach, H. J.:** Eigenmode decomposition of turbulent velocity fields behind a swept, backward-facing step. *Journal of Turbulence*, 2003

- [34] **Kamemoto, K., Ojima, A., Shono, H.:** Contribution of an advanced vortex method toward virtual reality for investigation of unsteady and complex flows in fluid machinery. Proceedings of the Conference on Modeling Fluid Flow (CMFF) 2003
- [35] **Katz, J., Plotkin, A.:** Low-Speed Aerodynamics. Cambridge Aerospace Series, Cambr. Univ. Press, ISBN: 0521665523, 2001
- [36] **Keuthe, A.M., Chow, C.Y.:** Foundations of Aerodynamics. John Wiley and Sons, Inc. ISBN: 0-471-12919-4, 1998
- [37] **Kho, S., Baker, C., Hoxey, R.:** POD/ARMA reconstruction of the surface pressure field around a low rise structure. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 90, pp 1831-1842, 2002.
- [38] **Komerath, N.M., Ahuja, K. K., Chambers, F.W.:** Prediction and measurement of flows over cavities- a survey. Proceedings of the AIAA 25th aerospace sciences meeting, Reno, Nevada, January 1987
- [39] **Lajos, T.:** Az áramlástan alapjai. Műegyetemi könyvkiadó, 2004, ISBN 963 420 798 7
- [40] **Lasheras J.C., Choi H.:** Three-dimensional instability of a plane free shear layer: an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices. Journal of Fluid Mechanics vol. 189, pp. 53-86, 1988
- [41] **Lesieur, M., Begou, P., Briand, E., Danet, A., Delcayre, F., Aider, J. L.:** Coherent-vortex dynamics in large-eddy simulations of turbulence. Journal of Turbulence 2003.
- [42] **Lohász, M. M., Rambaud, P., Benocci, C.:** Conditional averaging of the fully developed stationary ribbed duct flow using Q criteria. iTi Conference on Turbulence, Bad Zwischenahn, Germany, 25th-28th September 2005. presented, under review.
- [43] **Mathieu, J., Scott, J.:** An introduction to turbulent flow. Cambridge Univ. Press, ISBN: 0521775388, 2000
- [44] **Mears, A. P., Dominy, R. G., Sims-Williams, D. B.:** The air flow about an exposed racing wheel. SAE paper, 2002, 2002-01-3290
- [45] **Meneveau C., Lund T.S.:** On the Lagrangian nature of the turbulence energy cascade. Phys. Fluids 6 (8), 1994
- [46] **Menter, F. R.:** Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA Journal, 32(8):1598-1605, August 1994.
- [47] **Merker, E., Berneburg, H.:** Über die Simulation der Straßenfahrt eines PKW in einem Windkanal durch bewegten Boden und drehende Räder. Tagung Aerodynamik des Kraftfahrzeugs, Essen, 1992.
- [48] **Mercker, E., Breuer, N.:** On the aerodynamic interference due the rolling wheels of passenger cars. SAE Paper 910311, 1991.
- [49] **Morelli, A.:** Aerodynamic actions on an automobil wheel. Symposium on Road Vehicle Aerodynamics, City University, London, 1969.
- [50] **Neumann, J., Wengle, H.:** Coherent structures in controlled separated flow over sharp-edged and rounded steps. Journal of Turbulence. 2004
- [51] **Orellano, H. Wengle:** POD analysis of coherent structures in forced turbulent flow over a fence. Journal of Turbulence, 2001

- [52] **Oswald, L. J., Browne, A.L.:** The Airflow Field Around an Operating Tire and it's Effect on Tire Power Loss. SAE Paper 810166, 1981
- [53] **Pedersen, J.M., Meyer, K.E.:** POD analysis of flow structures in a scale model of a ventilated room. *Experiments in fluids*, 33, pp 940-949, 2002
- [54] **Perry A.E., Fairlie B.D.:** Critical points in flow patterns. *Adv. Geophysics*, B 18, 299, 1974
- [55] **Perry A.E., Chong M.S., Lim T.T.:** The vortex-shedding process behind two-dimensional bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 116, pp. 77-90, 1982
- [56] **Perry, A.E., Hornung, H.:** Some Aspects of Three-Dimensional Separation, Part II: Vortex Skeletons. *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung*, 8, Heft 3, 1984.
- [57] **Perry A.E., Chong M.S.:** A series-expansion study of the Navier-Stokes equations with applications to three-dimensional separation patterns. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 173, pp. 207-223, 1986
- [58] **Perry, A. E., Chong, M. E., Cantwell, B. J.:** A general classification of three-dimensional flow fields. *Phys. Fluids A* 2 (5), pp 765-777, May 1990
- [59] **Perry A.E., Chong M.S.:** A general classification of three-dimensional flow fields. *Phys. Fluids A* 2 (5), 1990
- [60] **Pope, S.B.:** Turbulent flows. Cambridge University Press. 08-598. 2000
- [61] **Potthoff, J., Fiedler, R. G.:** Simulation der Raddrehung bei aerodynamischen Untersuchungen an Kraftfahrzeugen im Windkanal. Tagung Aerodynamik des Kraftfahrzeugs, Essen, 1995.
- [62] **Raffel, M., Willert, C., Kompenhans, J.:** Particle Image Velocimetry: a practical guide. Springer, Berlin Heidelberg New York, 1998.
- [63] **Riesz, F., Nagy, B.S.:** Funkcionál analízis. Hungarian edition, english edition N.Y.
- [64] **Régert, T.:** Investigation of flow field about wheels of road vehicles. Diploma thesis, Budapest University of Technology and Economics (BME), 2001
- [65] **Régert, T., Lajos, T.:** Numerical simulation of flow field past road vehicle wheel. Proceedings of Gépészet 2002 conference, BME, 2002
- [66] **Régert T.:** Visualization studies in TU Dresden NWK. Technical report, 2003
- [67] **Régert, T., Lajos, T.:** Investigation of flow field past rotating wheels of cars. Proceedings of Conference on Modeling Fluid Flow (CMFF), 2003
- [68] **Regert, T.:** Experimental investigation of the effect of droplets on coherent structures over an open, rectangular cavity. von Karman Institute for Fluid Dynamics, Project Report 2004-16. 2004.
- [69] **Régert T.:** Egyedülálló kerék körüli áramkép szerkezetének meghatározása kísérleti úton az áramlás láthatóvátételével. Mérési jelentés, BME Áramlástan Tanszék. 2005
- [70] **Roach, P.J.:** Quantification of Uncertainty in Computational Fluid Dynamics. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 29, pp. 123-160, 1997.
- [71] **Rodi, W.:** Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 69-71, pp. 55-75, 1997.

- [72] **Rowley, C.W., Colonius, T., Murray, R.M.:** Model Reduction for Compressible Flows using POD and Galerkin Projection. *Physica D*, 2003
- [73] **Schiefer, U.:** Zur Simulation des freistehenden Fahrzeuges im Windkanal. Dissertation am IVK, Universität Stuttgart. 1993.
- [74] **Schram, C.:** Aeroacoustics of Subsonic Jets: Prediction of the Sound Produced by Vortex Pairing based on Particle Image Velocimetry. Technische Universiteit Eindhoven, 2003
- [75] **Shih, T.-H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z., Zhu, J.:** A New $k-\epsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation. *Computers Fluids*, 24(3):227-238, 1995.
- [76] **Sirovich, L.:** Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part 1: Coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics XLV*, No.3., pp. 561-571, Part I., II., III.
- [77] **Skea, A. F., Bullen, P. R., Qiao, J.:** The use of CFD to predict air flow around a rotating wheel. 31st. Int. Symposium on Automotive Technology and Automation, Düsseldorf, 1998
- [78] **Skea, A. F., Bullen, P. R., Qiao, J.:** CFD simulations and experimental measurements of the flow over a rotating wheel in a wheel arch. SAE paper, 2000, 2000-01-0487
- [79] **Smits, A.J., Lim, T.T.:** Flow visualization: Techniques and Examples. World Scientific Publishing Company, ISBN: 1860941931, 2000
- [80] **Stapelford, W. R., Carr, G. W.:** Aerodynamic Characteristics of Exposed Rotating Wheels. The Motor Industry Research Association, Rep. 1970/2, Nov.1969.
- [81] **Tang, Y.Y., Wickerhauser, V., Yuen, P.C., Li, C.:** Wavelet Analysis and its Applications: Proceedings of the Second International Conference. WAA 2001, Hong Kong, China, Springer, ISBN: 3540430432, 2001
- [82] **Taylor:** Introduction to Function Analysis. New York, John Wiley & Sons, Inc., London Chapman & Hall, Ltd. 1958
- [83] **Tennekes, H., Lumley, J.L.:** A first course in turbulence. The MIT Press, ISBN: 0262200198, 1972
- [84] **Tobak M., Peake D.J.:** Topology of three-dimensional separated flows. *Ann. Rev. of Fluid Mechanics*, 14:61-85, 1982
- [85] **Wickern, G., Zwicker, K.:** Zum Einfluß von Rädern und Reifen auf den aerodynamischen Widerstand von Fahrzeugen. Tagung "Aerodynamik des Kraftfahrzeugs", Haus der Technik e. V., Essen. 1995
- [86] **Wiedemann, J.:** The influence of ground simulation and wheel rotation on aerodynamic drag optimization – Potential for reducing fuel consumption. SAE paper 960672, 1996
- [87] **Wolfstein, M.:** The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 12:301-318, 1969.
- [88] **Yao, H., Cooper, R. K., Raghunathan, S.:** Numerical simulation of incompressible laminar flow over three-dimensional rectangular cavities. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 126, pp. 919-927, 2004

- [89] **www.cordis.lu** Az Európai Bizottság 6. Keretprogram ismertetője
- [90] **http://www.michelin.de/de/nf/reifen_xfa2.jsp**, új éles kerékprofil kialakítás vízfelverés csökkentésére, 2005
- [91] **www.science-computing.de/software/powerviz.html** BMW gépjármű körüli áramlás reklám célra
- [92] **www.tbts.co.jp/item_html/poly_modeler.htm** általános modellező szoftver példája reklám célra
- [93] **www2.uni-wuppertal.de/.../pages/fluidmech.htm** reklám célú ábra

Publikációs lista

- [1] **Régert T., Lajos T.:** " Investigation of flow field past rotating wheels of cars", Proceedings of Conference on Modeling Fluid Flow 2003. ISBN: 963 420 7782, pp. 387-394
- [2] **Lajos T., Régert T., Dávid, N.** (2002): Az áramlástan jelentősége az autóbusszkarosszériák tervezésben. Járűvek 49. 2002 október, pp. 4-8
- [3] **Régert T., Lajos T.:** "Numerical Simulation of flow field past road vehicle wheel", Proceedings of Gépészet 2002 Conference, 2002. ISBN: 963 699 1650, pp. 244-248
- [4] **Régert T. :** "Numerische Untersuchung der Rad-Radhausströmung" Expertentagung und Frühlingsakademie, München 2002. pp. 77-88
- [5] **Régert T.:** "Source modeling of road vehicles for large scale environmental simulations" MICROCAD conference 2003., Miskolc. pp. 95-100
- [6] **Régert T., Lajos T.:**"Áramlás vizsgálata gépjármű kerékházában", Gép, LVI 2005/01 (Magyar nyelvű lektorált folyóirat) pp. 26-32
- [7] **Régert T., Lajos T.:** Numerical simulation of flow in wheelhouse of cars. Journal of Computational and Applied Mechanics (Lektorált idegen nyelvű, nemzetközileg terjesztett folyóirat) elfogadva
- [8] **Kristóf G., Lohász M., Régert T., Lajos T.** (2002) 'Numerikus áramlástan alkalmazások az épületgépészetben' Magyar Épületgépészet LI. 2002/8 pp. 15-18.
- [9] **Kristóf G., Lajos T., Lohász M., Régert T.:** "Numerikus szimuláció alkalmazása a Budapest Sportcsarnok klímatechnikai és tűzvédelmi vizsgálatában ", Magyar Energetika, 2004/2 pp. 3-5
- [10] **Boross L., Régert T.:** " The diffusion and segregation (Turbophoresis) of dust-phase at the turbulent flow of dust/gas mixtures", Proceedings of Conference on Modeling Fluid Flow 2003. pp. 472-479
- [11] **Lajos T., Szepesi Zs., Goricsán I., Régert T., Suda J. M., Balczó M.:** " Wind tunnel measurement and numerical simulation of dispersion of pollutants in urban environment", Proceedings of Conference on Modeling Fluid Flow 2003. pp. 507-517
- [12] **Lajos T., Szepesi Zs., Goricsán I., Paulik F., Suda J.M., Régert T.:**"Wind tunnel measurement and numerical simulation of wind load acting on buildings", Proceedings of Gépészet 2002 Conference, 2002. pp. 396-400
- [13] **I., Goricsán, M., Balczó, T., Régert, J.M., Suda.:** "Comparison of wind tunnel measurement and numerical simulation of dispersion of pollutants in urban environment" Proceedings of the international Conference on Urban Wind Engineering and Building Aerodynamics, von Karman Institute, Rhode-Saint-Genése, Belgium, May 5-7, 2004. pp. D.6.1- D.6.10
- [14] **Régert T., Lajos T., Csécs Á., Goricsán I., Balczó M.:** "Dispersing urban pollutants in Budapest" , Fluent News, Vol. XIII. Issue 1, spring 2004 pp. 17
- [15] **Kristóf G., Lohász M., Régert T., Bodor P.:** "Fire scenarios in the Budapest Sports Arena", Fluent News, Vol. XII. Issue I., spring 2003 pp. 24
- [16] **Régert T., Kristóf G., Lajos T.:** "Improving the air for arias", Fluent News, Vol. XI. Issue I., spring 2002 pp. 26-27
- [17] **Vad J., Constandinides G., Peretti F., Guttermuth M., Régert T.:** " Investigation on combined effects of sweep and spanwise changing design circulation on airfoil aerodynamics", Proceedings of Conference on Modeling Fluid Flow 2003.
- [18] **Kristóf G., Poszmet I, Fodor G., Régert T., Mezósi B., Dávid N.:** " Numerical simulation of side channel pump", Proceedings of Conference on Modeling Fluid Flow 2003. pp. 997-1003

- [19] **Régert T.:** " Numerical investigation of cavitation flow" MICROCAD 2001 Conference, 2001 February, Miskolc. pp. 87-95
- [20] **Kristóf G., Pap E., Régert T.:** "Comparison of results of numerical simulation and the flow field measured by PIV in a radial pump" MICROCAD 2001 Conference, 2001 February, Miskolc pp. 115-122
- [21] **Régert T., Rambaud P., Riethmuller M. L.:** "Link between physics and POD modes", AVT - 124 Recent Developments in Non-Intrusive Measurement Technology for Military Application of Model- and Full-Scale Vehicles, NATO meeting, Budapest, 2005 (elektronikus kiadvány, nincs oldalszámozva)
- [22] **Régert T., Rambaud P., Riethmuller M. L.:** "Extraction of Coherent Structures from Unsteady Flows by means of POD", Proceedings of MICROCAD conference, 2005. Miskolc, pp. 107-112
- [23] **Régert T., Rambaud P., Riethmuller M. L.:** "New aspects of POD in extraction of eddies characteristics", Annual Workshop of the Belgian ERCOFTAC Pilot Centre, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2004
- [24] **Regert, T.:** Experimental investigation of the effect of droplets on coherent structures over an open, rectangular cavity. von Karman Institute for Fluid Dynamics, Project Report 2004-16. 2004.
- [25] **Régert T., Lajos T.:** Numerical simulation of flow in wheelhouse of cars. Journal of Computational and Applied Mechanics 2006. (publikációra elfogadva)

Tézisek

1. Tézis:

Egyedülálló kerék körüli áramlás elemzése

Numerikus modellt dolgoztam ki a mozgó talajon gördülő egyedülálló kerék körüli áramlás számítására (3.2 alfejezet). A modellt a szakirodalomban publikált mérési eredmények segítségével validáltam (4.1 alfejezet). Numerikus szimulációval és szélcsatorna kísérletekkel éles és lekerekített kerékprofil esetére meghatároztam a kerék felülete közelében kialakuló áramkép szerkezetét. Ennek eredményeként kiegészítettem a kerék körüli áramlásra a szakirodalomban publikált áramlási modellt egy (az értekezésben **G**-vel jelölt) örvénnyel, amely jelentős hatással van a kerék körül kialakuló áramlásra. Feltérképeztem az áramkép, valamint a felhajtó- és ellenálláserő közötti kapcsolatot, és magyarázatot adtam ezek változására a kerék szélessége mentén. (5. fejezet).

2. Tézis:

Kerékházban forgó kerék körüli áramlás elemzése

- 2.1 Az áramvonalakkal történő áramkép megjelenítés, a folyadékreszek forgását kifejező és a dinamikailag jelentős örvényekben nagy értékű Q mennyiség eloszlása, az össznyomáseloszlás, a kritikus pont elmélet, valamint a fali nyíróerővonalak együttes elemzésével, illetve alkalmazásával továbbfejlesztettem a bonyolult háromdimenziós áramlások örvényvázalattal történő modellezésének módszerét (6.1 alfejezet).
- 2.2 Létrehoztam egy numerikus áramlástanai modellt egyszerűsített közúti jármű modell kerékházában forgó kerék körüli áramlás jellemzőinek számítására (3.2 alfejezet). A numerikus áramlástanai modellt a szakirodalomban publikált mérések, valamint az általam elvégzett kísérletek segítségével validáltam (4.2 alfejezet). A modellel meghatároztam a kerékházban kialakuló áramlás jellemzőit, és a 2.1 alfejezetben ismertetett kiértékelő módszerrel a szakirodalomban fellelhető közleményeknél részletesebben ismertettem az áramkép szerkezetét. Megállapítottam, hogy átlagos méretekkkel rendelkező kerékházban 8, az áramképet jelentősen befolyásoló örvény van (6.2.7 alfejezet). Ezek közül az örvények közül meghatároztam a dinamikailag jelentős struktúrákat (6.2.6 alfejezet).
- 2.3 Négy, egymástól különböző, a közúti gépjárművek áramlástanai sajátosságait modellező, egyszerűsített járműmodellen elvégzett vizsgálatok alapján a szakirodalomban publikált ismereteket kiegészítve megállapítottam, hogy a kerékházban kialakuló áramkép első sorban a kerékház geometriájának, valamint a jármű homlokkal és a kerékház közötti távolságnak a függvénye, a jármű karosszéria többi részének geometriájától, valamint a Reynolds számtól a szokásos értéktartományon belül gyakorlatilag független (6.2.6 alfejezet). Paramétervizsgálat útján meghatároztam az áramlási struktúra kerékház geometriától való függését (6.2.5 alfejezet).

3. Tézis:

Járműre ható erők elemzése

- 3.1** A közúti járműveket áramlástani szempontból reprezentatív módon leíró járműmodell körüli áramlás elemzésével a szakirodalomban fellelhető ismeretknél részletesebben meghatároztam a jármű különböző felületeire ható erőket kerék és kerékház nélkül és azok jelenlétében, valamint a kerékház nyílásainak különböző módon történő letakarása esetén (6.3 alfejezet).
- 3.2** Megállapítottam, hogy a felhajtóerő megnövekedésének kétharmadáért a kerékre ható felhajtóerő, fennmaradó részéért a keréknek a karosszéria alatti részben lévő része felelős azáltal, hogy megváltoztatja a karosszéria körüli áramlást. A kerékházban lévő áramlás a felhajtóerőt gyakorlatilag nem befolyásolja (6.3 alfejezet).
- 3.2** Megállapítottam, hogy az adott, reprezentatív járműmodellen létrejövő ellenállás erő növekedés döntő (háromnegyed) részéért a kerék és a kerékház, a fennmaradó részéért pedig a karosszéria körüli áramlásnak a karosszéria alatti részbe nyúló kerék miatti megváltozása a felelős. A kerék és a kerékház által okozott ellenállás-növekedés közel kétharmada a kerékre, fennmaradó része pedig a kerékházra ható erők következménye. A jármű ellenállás növekedésének megközelítően felét tehát a kerékre, másik felét a kerékházra ható erő és a karosszéria körüli áramlás kerék miatti módosulása okozza (6.3 alfejezet).

4. Tézis:

Instacionárius áramlások vizsgálata

- 4.1** Szintetikus áramképek segítségével a szakirodalomban fellelhető ismereteket kiegészítve megállapítottam a POD (Proper Orthogonal Decomposition) eljárás által szolgáltatott módusokon látható áramképek és a „szintetikus áramlás” pillanatképein rögzített áramképek közötti kapcsolatot (7.4 alfejezet). A szintetikus áramképekre elvégzett POD eljárás által eredményezett módusok közül átlapolódó örvénypozíciók előfordulása esetén az első három módus mintázata hordozta a kiinduló teszt áramképeken látható struktúrák tulajdonságait.
- 4.2** Egyszerűsített kerékházat modellező üregben kialakuló, időfüggő áramlás jellemzőinek meghatározása érdekében PIV mérés technikával végeztem méréseket (8. fejezet). A mérési adatok feldolgozása során a POD eljárást alkalmaztam az áramlásban létrejövő nagy kinetikai energiájú örvények detektálására. Javaslatot tettem olyan változók alkalmazására, amelyek segítségével a valóságos örvénystruktúrák leírhatók. Ezek a változók a zavartalan áramlásban közelítőleg zérus, örvényekben nagy értékekkel jellemezhetők (Q, λ_2). E javaslat helyességét a feltételes átlagolás módszerével igazoltam (8.3.3 alfejezet).
- 4.3** Az elemzés során megállapítottam, hogy amennyiben örvények detektálására alkalmazzuk a POD eljárást, akkor a 4.2 altézisben tárgyalt változók alkalmazásával a gyakorlatban előforduló áramlástani esetekben a módusok közül a legnagyobb energiatartalommal rendelkező fő módusok tartalmaznak fizikai információt (8.3.1 és 8.3.2 alfejezet). Az általam vizsgált esetekben a POD eredményeként adódó módusok közül ezek a körülmények az első három módusra teljesültek, ami a 4.1 altézisben szintetikus áramképekre végzett elemzések eredményeként levont következtetéssel jó egyezést mutat

(8.3.2 és 7.4 alfejezet). Megállapítottam, hogy az áramlás és különösen az örvények egyes sajátosságai megismerhetők az áramlás pillanatképeinek a POD eljárás segítségével történő feldolgozásával (8.4 alfejezet).

Rövidített összefoglaló

Közúti gépjárművek aerodinamikailag optimalizált karosszériájára ható, áramlási eredetű ellenállás és felhajtóerő a kerékházak és az azokban forgó kerekek hatására rendre 30%-kal, illetve 40%-kal növekszik. A szakirodalomban a kerekek és kerékházak járművekre gyakorolt aerodinamikai jellegű hatását túlnyomórészt kísérletek, azon belül is a járműre ható erők mérése útján vizsgálták, az áramkép részleteit nem ismertették.

Az értekezésben a Fluent numerikus szimulációs szoftvert alkalmaztam a vizsgálatok eszközeként, amely lehetőséget nyújt az áramlás részleteinek megismerésére. A numerikus szimuláció elvégzéséhez létrehoztam egy numerikus áramlástanit modellt, amely alkalmas határréteg leválással jellemzett áramlások jellemzőinek meghatározására. A numerikus áramlástanit modell által szolgáltatott eredmények helyességét a szakirodalomban publikált mérési eredményekkel történő összehasonlítás útján ellenőriztem. Az mérési és számítási eredmények elfogadható egyezést mutattak.

Numerikus szimuláció segítségével meghatároztam éles és lekerekített profilú egyedülálló, forgó kerekek körül kialakuló áramlás szerkezetét. A szakirodalomban már létező, kerék körüli áramlási modellt kiegészítettem egy leválási buborékkal, amely jelentősen befolyásolja a kerék felületén kialakuló nyomáseloszlást.

Meghatároztam az áramképet négy, egymástól eltérő geometriájú, de a közúti járművek áramlástanit sajátosságait reprezentatív módon leíró járműmodell kerékházában. Létező áramláselemzési módszerek kombinációja útján továbbfejlesztettem a háromdimenziós áramképek áttekinthető leírására szolgáló örvényváz módszert. E módszer alkalmazásával megállapítottam, hogy a járművek kerékházában nyolc, az áramlást jelentősen befolyásoló örvény van, amelyek szerkezete döntően a kerékház geometriájától, valamint a homlokfal és a kerékház belépőéle közötti távolságtól függ. A jármű modellek karosszériáján és kerekén kialakuló nyomáseloszlás segítségével meghatároztam a jármű részfelületeire ható erőket, valamint ezek megváltozását a kerékházak, illetve kerekek hozzáadása esetén. Megállapítottam, hogy az ellenállás megnövekedéséért főként a keréknek a karosszéria alatti részben lévő részére ható erő, valamint a kerékházban kialakuló nyomáseloszlás, míg a felhajtóerő megnövekedését a kerékre ható felhajtóerő és a karosszéria körül kialakuló áramképnek a kerekek torlasztó hatására történő módosulása a felelős.

Az áramlás mélyebb megértése végett tanulmányoztam, valamint az instacionárius áramlás pillanatnyi áramképeiben előforduló koherens struktúrák detektálása tekintetében továbbfejlesztettem a POD (Proper Orthogonal Decomposition) eljárást. Az instacionárius áramlás vizsgált pillanatképeit egy jelentős mértékben leegyszerűsített kerékház geometrián végzett PIV (Particle Image Velocimetry) méréssel határoztam meg. Megállapítottam, hogy a sebességtér POD analízise nagy Reynolds számok esetén nem ad értelmezhető eredményt, viszont más, általam javasolt, az örvényekben nagy értéket felvevő változók esetén a legnagyobb energiátartalommal rendelkező POD módusok valós fizikai információt tartalmaznak.

Függelék

1. Függelék: Össznyomás és statikus nyomás alakulása örvény magjában
2. Függelék: Snapshot POD módszer részletes ismertetése [12] irodalom nyomán
3. Függelék: Nyomásmegoszlások a $h = 1d$ homlokfal és kerékház belépőél közötti távolsággal jellemzett járműmodell felületén

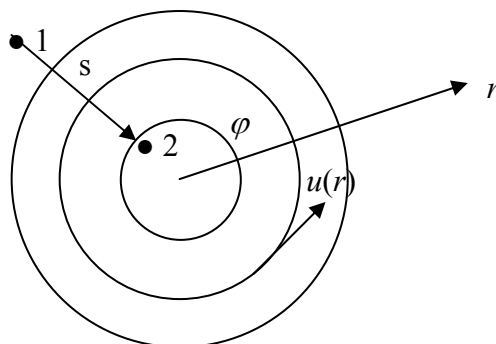
1. Függelék : Össznyomás és statikus nyomás alakulása örvény magjában

Állandó sűrűségű és viszkozitású közegben az örvények általában egy közelítőleg potenciális áramlással jellemezhető forgatagból és egy közelítőleg merevtestszerűen forgó maggal jellemezhetők [32], [34], [39]. Az örvényeket henger-szimmetrikusnak tételezzük fel, amely közelítés a gyakorlatban előforduló örvényeket tekintve tapasztalataink szerint elfogadhatónak mondható. Az áramlást stacionáriusnak tekintjük és a térerő hatását elhanyagoljuk. Az össznyomás és a statikus nyomás örvényen belüli alakulását a Navier-Stokes egyenlet (F1) összefüggésben látható integrálja (módosított Bernoulli egyenlet) segítségével határozzuk meg, Az (F1) egyenlet bal oldalán álló szögletes zárójelben található összeget nevezzük *össznyomásnak*.

$$\left[p + \rho \frac{u^2}{2} \right]_1^2 = \rho \int_1^2 \mathbf{u} \times \mathbf{rot}(\mathbf{u}) ds - \int_1^2 v \mathbf{rot}(\mathbf{u}) ds \quad (\text{F1})$$

Ha a súrlódás hatását elhanyagoljuk, akkor az Euler egyenlet természetes koordináta-rendszerben felírt normális irányú komponenséből (amely már nem tartalmazza az (F1) egyenlet jobb oldalán álló első integrál tagot) egyértelműen következik, hogy a statikus nyomás az örvény közepe felé csökken (ld. (F2) egyenlet).

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{u^2(r)}{r} \quad (\text{F2})$$



F.1. ábra. Kétdimenziós örvény áramvonalai, kerületi irányú sebességek polárkoordináta rendszerben

Tekintsük az F.1. ábrán látható örvényt (mint egy örvénycső tetszőleges keresztmetszetét), ahol az áramvonalak záródnak, a közeg $u(r)$ áramlási sebessége pedig bármely r sugáron csak kerületi irányú lehet. Ekkor (F2) egyenletben a parciális derivált közönséges deriválttá alakítható. Az egyenlet integrálható például az F.1. ábra s jelű integrálási útvonala (sugár) mentén:

$$\left[\frac{p}{\rho} \right]_1^2 = \int_1^2 \frac{u^2(r)}{r} dr, \quad (\text{F3})$$

másrészt viszont síkáramlásban, ha $u = u(r)$, akkor ismert, hogy $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z = \frac{du}{dr} + \frac{u}{r}$, amit behelyettesíthetünk az (F1) egyenlet súrlódásmentes alakjába és ekkor elvégezve az átalakításokat ugyancsak az (F3) egyenlethez jutunk. Ha az (F3) egyenlet mindkét oldalához hozzáadjuk a

$\left[\frac{u^2(r)}{2} \right]_1^2$ tagot, akkor az egyenlet bal oldalán a sűrűséggel osztott össznyomás jelenik meg.

Tételezzük fel továbbá, hogy $u(r) = Kr^n$ alakban írható fel, ami összhangban áll azzal, hogy a sebesség csak a sugár függvénye. Ekkor:

$$\left[\frac{p}{\rho} + \frac{u^2(r)}{2} \right]_1^2 = \int_1^2 \frac{u^2(r)}{r} dr + \left[\frac{u^2(r)}{2} \right]_1^2 = \frac{K^2}{2n} \left[r^{2n} \right]_1^2 + \frac{K^2}{2} \left[r^{2n} \right]_1^2 \quad (\text{F4})$$

Mivel a sűrűség állandó, ezért az össznyomás akkor állandó, ha $n = -1$, vagyis $u(r) = K/r$, ami jó közelítéssel érvényes az örvények forgatag részében. Ennek az a következménye, hogy amennyiben a sebességprofil ettől tetszőleges módon eltér, akkor az össznyomás változik a sugár mentén. Ha $n > 1$, akkor az (F4) összefüggés az örvény középpontja felé növekvő össznyomást eredményez. Amennyiben $n = 0$, vagyis $u(r) = K$, akkor az össznyomás az örvény közepe felé logaritmikusan csökken. Az örvény közepe felé logaritmikusnál nagyobb iramban csökkenő össznyomást tapasztalunk általánosságban akkor, ha $n > 0$.

Súrlódásos közeg áramlása esetén a tapasztalatok szerint az örvény közepén a közeg merevtestszerűen forog [32], [34], [39]. A valóságban a $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z$ a forgatagbeli zérusról a magban kialakuló maximális értékre nő a sugár mentén. Ennek megfelelően szerepet kap az (F1) egyenlet jobb oldalának második integrálja. Ennek alakulására vegyük segítségül a $\mathbf{rot}(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))$ hengerkoordináta rendszerre vonatkozó alakját matematikai szakkönyvekből átvéve:

$$\begin{aligned} \mathbf{rot}(\mathbf{rot}(\mathbf{u})) = & \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z - \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_\varphi \right) \mathbf{e}_r + \\ & + \left(\frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_r - \frac{\partial}{\partial r} (\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z \right) \mathbf{e}_\varphi + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_\varphi) - \frac{\partial}{\partial \varphi} (\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_r \right) \mathbf{e}_z \end{aligned}, \quad (\text{F5})$$

ahol \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_φ , \mathbf{e}_z egységvektorok a henger-koodinátarendszerben. Mivel esetünkben csak $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z$ komponens különbözik zérustól és minden z , illetve φ irányú derivált zérus, ezért (F5) a következő formára egyszerűsödik:

$$\mathbf{rot}(\mathbf{rot}(\mathbf{u})) = \left(- \frac{\partial}{\partial r} (\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z \right) \mathbf{e}_\varphi \quad (\text{F6})$$

Látható, hogy a $\mathbf{vrot}(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))$ tagnak az előbbieken megszabott feltételek között csak kerületi irányú komponense van, ami a részecskék tangenciális irányú sebességét befolyásolja, és ennek nagysága a $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z$ sugár menti deriváltjától függ. Tekintettel arra, hogy a $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z$ örvény középpontjában kialakuló maximumától a forgatag felé a tapasztalatok szerint monoton jelleggel csökken, ezért sugár irányú deriváltja a gyakorlatban előforduló esetekben negatív. Ez azt jelenti, hogy az (F1) egyenlet jobb oldalának második tagja „mozgásmennyiség nyelőként” viselkedik és erőssége a $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z$ eloszlásának jellegétől függ. Mindez ahhoz vezet, hogy az örvény közepe felé, ahol a $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z$ sugárirányú deriváltja egy valóságos örvény esetén nagy, a nagy tangenciális sebességgel haladó folyadékreszeket a súrlódásból származó erők jelentős mértékben lassítják, míg a forgatag felé, ahol a $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z$ sugár menti deriváltja csökken, a viszkozus erők hatása is mérséklődik.

A merevtestszerűen forgó örvénymagban a $(\mathbf{rot}(\mathbf{u}))_z$ sugármenti deriváltja zérus, ezért a mag belsejében a súrlódásnak már nincs szerepe.

2. Függelék: Snapshot POD módszer részletes ismertetése [12] irodalomból változtatás nélkül átvéve

A snapshot POD módszer, amelyet Sirovich [76] fejlesztett ki azon alapszik, hogy a POD dekompozícióhoz a szükséges ortonormált bázis elkészítésekor a bázisfüggvényeket a pillanatnyi sebességterek súlyozott, lineáris kombinációjából állítjuk elő (ld. (7.6) egyenlet). A módusokat Galerkin projekció útján vetítjük a sebességterekre és keressük azokat a bázisfüggvényeket, amelyek legkisebb négyzetek értelemben legjobban közelítik az összes felhasznált pillanatnyi sebességteret (annak minden vektorát). Ehhez Sirovich [76] a (7.8) összefüggésben közölt, Fredholm¹ típusú integrálegyenletet írta fel.

A snapshot POD eljárás alapja a korrelációs mátrix kezelése. Ezt a mátrixot diadikus szorzat segítségével a (7.9) egyenletben látható speciális formában kezeljük. Az áramlás pillanatfelvételeire alkalmazva ezen mátrix diszkrét alakban az (F8) összefüggéssel írható fel.

$$R(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{T} \int_T \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \otimes \mathbf{u}(\mathbf{r}', t) dt = \frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{N_t} \mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i) \otimes \mathbf{u}(\mathbf{r}', t_i) \quad (\text{F8})$$

Az (F8) összefüggés jobb oldalán látható diszkrét alakot, valamint a bázisfüggvény (7.6) alakját a (7.8) egyenletbe helyettesítve és felhasználva a diadikus és skaláris szorzatokat is tartalmazó vegyes szorzatok átalakítási szabályait az (F9) összefüggésre jutunk.

$$\sum_{i=1}^{N_t} \left(\sum_{k=1}^{N_t} \frac{1}{N_t} \left(\int_A \mathbf{u}(\mathbf{r}'', t_k) \mathbf{u}(\mathbf{r}', t_i) d\mathbf{r}'' \right) a(t_k) \right) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t_i) = \lambda \sum_{k=1}^{N_t} a(t_k) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t_k), \quad (\text{F9})$$

ahol λ a módushoz tartozó sajátértékeket tartalmazó vektor. Az (F9) egyenletből látható, hogy ennek megoldását megkapjuk, ha az (F10) összefüggés teljesül.

$$\sum_{k=1}^{N_t} \frac{1}{N_t} \left(\int_A \mathbf{u}(\mathbf{r}'', t_k) \mathbf{u}(\mathbf{r}', t_i) d\mathbf{r}'' \right) a(t_k) = \lambda a(t_i), \quad i = 1, \dots, N_t \quad (\text{F10})$$

Az (F10) egyenletet írhatjuk mátrixos formában is, amely az (F11) összefüggésben látható sajátérték problémára vezet. A \mathbf{C} mátrix pozitív definit, szimmetrikus és önadjungált (általános esetben unitér), ezért létezik a rangjának megfelelő összes λ_i sajátértéke és sajátvektora. A sajátvektorai ortogonális bázist alkotnak, a sajátértékek mind különbözőek és pozitívak (bizonyítás látható például [63] irodalomban).

$$\mathbf{C}\mathbf{V} = \lambda\mathbf{V} \quad (\text{F11})$$

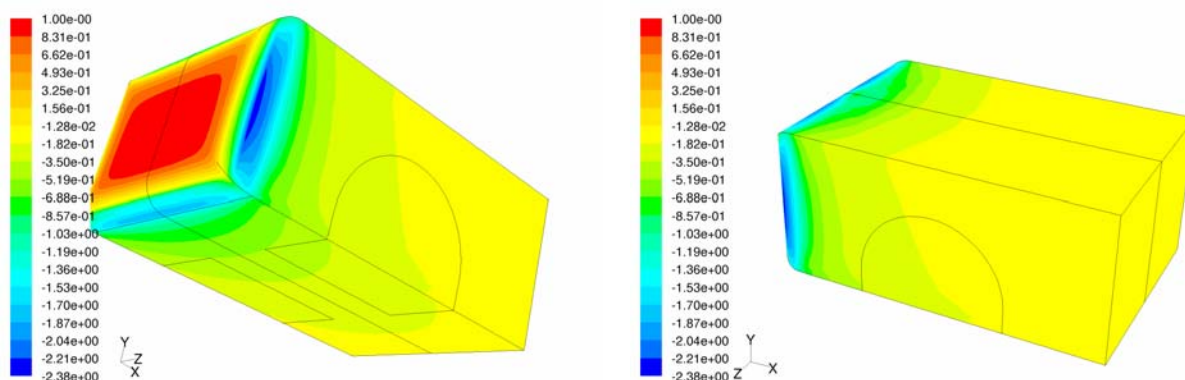
Az (F10) összefüggésben szereplő \mathbf{r}'' és \mathbf{r}' eltolás vektorok azonosnak is kezelhetők és így a \mathbf{C} mátrix elemeit időbeli autokorrelációval számolhatjuk, vagyis nincs szükség térbeli korrelációra. A \mathbf{C} mátrix elemeinek kiszámítási módját a (7.10) összefüggésben közöltük. Az értekezésben (7.11) egyenletben λ helyett az értekezés témájához fizikailag jobban kapcsolódó \mathbf{e} energiára utaló jelölést alkalmaztunk, de ezen két mennyiség egymástól matematikai értelemben nem különbözik.

¹ Fredholm integrál egyenlet: jelenlegi értelmezésben *elsőfajú Fredholm integrál egyenlet*, melynek alakja:

$$f(x) = \int_a^b K(x, t) \phi(t) dt, \quad \text{ahol } f(x) \text{ ismert függvény, } K(x, t) \text{ az egyenlet magja, } \phi(t) \text{ a meghatározandó ismeretlen függvény.}$$

3. Függelék: Nyomásmegoszlások a $h = 1d$ homlokfal és kerékház belépőél közötti távolsággal jellemzett járműmodell felületén

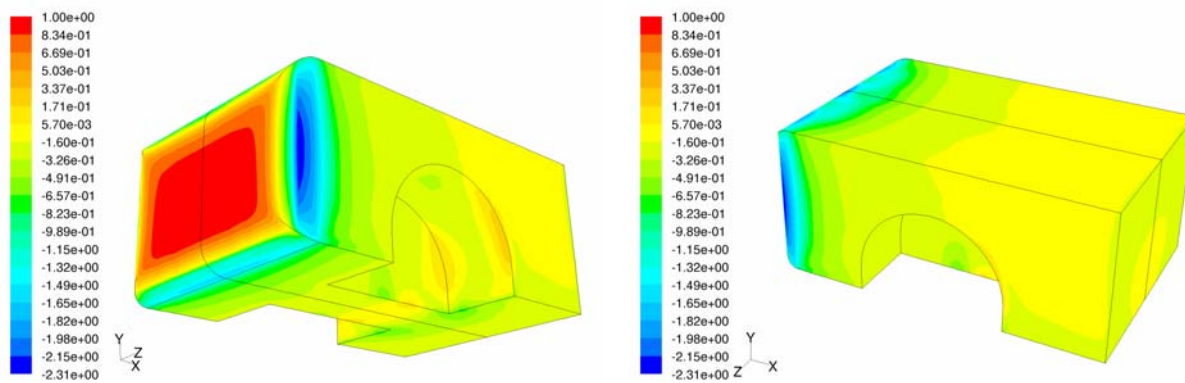
A kerékház és kerék nélküli ú.n. *alapmodell*



F.2. ábra. A kerék és kerékház nélküli alapmodell felületén kialakuló nyomástényező-eloszlás az alsó felület, valamint a jármű oldalfalát tekintve

Az alapmodellén kialakuló nyomáseloszláson jól látható a homlokfalon kialakuló, nagy nyomással jellemzett terület, valamint a homlokfal belépőélein kialakuló depresszióval jellemzett tartomány. A karosszéria alsó, felső és oldalsó felületein továbbá izobárok haladnak át, amelyek a jármű oldala mentén az alsó felület felé haladva a jármű hátulja felé tartanak. Ennek megfelelően az alsó felület homlokfal felőli területén a kisebb nyomással jellemzett területek kiterjedése nagyobb, mint a jármű felső részén, így ebben az esetben leszorítóerő ébred. Ezt a leszorító erőt a szimmetrikus alapmodell körüli áramlás szimmetriáját megbontó talajhatás hozza létre.

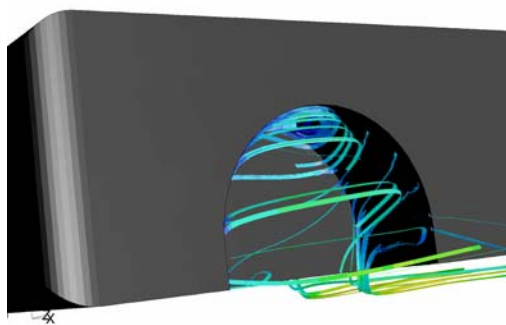
Járműmodell kerékházzal, kerék nélkül



F.3. ábra. A kerékházzal ellátott, kereket nem tartalmazó járműmodell felületén kialakuló nyomástényező-megoszlás

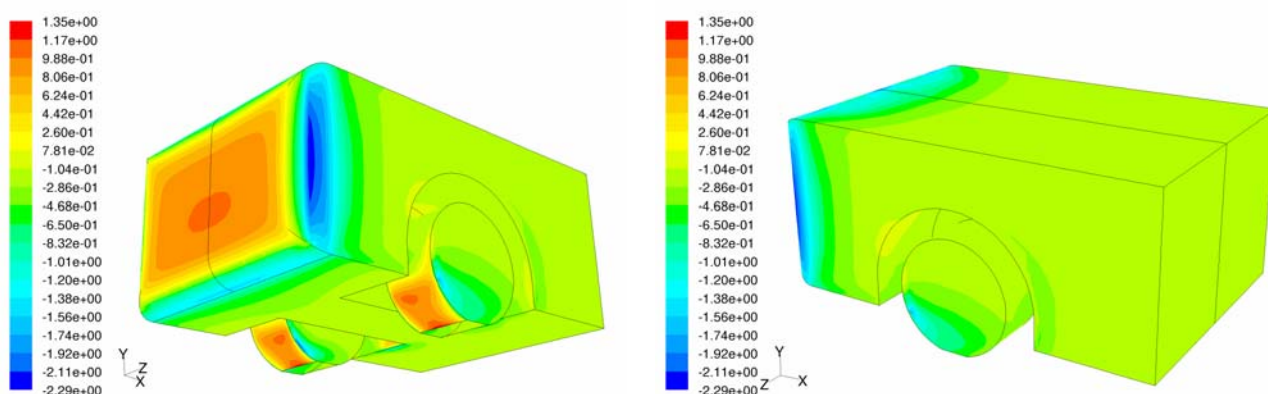
Az F.2.ábrán látott izobárok a karosszéria tetején nem változtak jelentősen, azonban a kerékház hatására mind a sárvédő íven, mind pedig a karosszéria alján csökkent a nyomás. Az F.3. ábrán látható, hogy a sárvédő ív szél feletti része kis nyomással, míg szél alatti része nagy nyomással jellemzett tartományokat tartalmaz. A leszorítóerő növelése mellett ez a nyomáseloszlás az ellenállás növekedéséhez vezet. Az F.3. ábrán látható, hogy a hátfali nyomáseloszlás kisebb értékekkel jellemezhető, mint az F.2. ábrán látható alapmodell hátfala. A kerékház okozta áramlás módosulás a homlokfali nyomás átlagát is kis mértékben megnövelte.

A kerék nélküli kerékházban kialakuló áramkép jelentősen eltér az értekezésben ismertetett általános, forgó kereket tartalmazó kerékházban kialakuló áramképtől. Jelen esetben a kerékházat a karosszéria oldala felől érkező levegő és jellemzően egy nagyméretű örvény tölti ki (F.4. ábra).



F.4. ábra. A kereket nem tartalmazó kerékházban kialakuló áramkép

Járműmodell forgó kerékekkel és kerékházzal



F.5. ábra. Nyomástényező-eloszlás a kerékházzal és forgó kerékekkel ellátott járműmodell felületén

A forgó kerék homlokfelületén az értekezésben tárgyalt okok miatt az össznyomás megnövekedik, ezért ebben az esetben a kerék karosszéria alatti részbe nyúló részén alakul ki a maximális nyomású tartomány. Tekintettel arra, hogy a kerék homlokfelületének alsó része jelentős függőleges, illetve vízszintes vetülettel jellemezhető, az F.5. ábrán látható nagy nyomású terület számottevő felhajtóerő és ellenálláserő kialakulásához vezet. Összehasonlítva az előzőekben tárgyalt esetekkel megállapíthatjuk, hogy a karosszérián a homlokfali nyomás nem változik jelentősen, azonban a karosszéria alsó felületén a depresszió mértéke közelítőleg felére csökken. A kerekek torlasztó hatása következtében csökken a karosszéria alá beáramló levegő mennyisége, sebessége, és a karosszéria alatti részben uralkodó nyomás megnő. A kerekek hatására tehát a járműre eredően felhajtóerő hat, ami kedvezőtlennek mondható.

Az F.5. ábrán látható hátfali nyomáseloszlásban kialakuló jellegzetes hosszúkás depresszióval jellemzett tartomány az áramkép vízszintes síkra vonatkozó szimmetriájának teljes felbomlására utal.