





دانشکده مهندسی مکانیک و مکاترونیک

پایان نامه کارشناسی ارشد مهندسی هوافضا-آیرودینامیک

بررسی عددی جریان آشفته نمایا در لوله تحت شتاب سریع با شیب ثابت

نگارنده: مهناز سرباز

اساتید راهنما:

دکتر علی خالقی

دکتر علی جباری مقدم

اسفند ۱۴۰۰

تقدیم اثر

خدای را بسی شاکرم که از روی کرم پدر و مادری فداکار نصیبم ساخته تا در سایه درخت پر بار وجودشان بیاسایم و از ریشه آنها شاخ و برگ گیرم و از سایه وجودشان در راه کسب علم و دانش تلاش نمایم.

والدینی که بودنشان تاج افتخاری است بر سرم و نامشان دلیلی است بر بودنم چرا که این دو وجود پس از پروردگار مایه هستی‌ام بوده‌اند دستم را گرفتند و راه رفتن در این وادی زندگی پر از فراز و نشیب را به من آموختند.

آموزگارانی که برایم زندگی؛ بودن و انسان بودن را معنا کردند

حال این برگ سبزی است تحفه درویش تقدیم آنان...

به پاس تعبیر عظیم و انسانی‌شان از کلمه ایثار و از خود گذشتگی‌شان

به پاس عاطفه سرشار و گرمای امیدبخش وجودشان که در این سردترین روزگاران بهترین پشتیبان است.

به پاس قلب‌های بزرگشان که فریادرس است و سرگردانی و ترس در پناهِشان به شجاعت می‌گراید.

و به پاس محبت‌های بی‌دریغشان که هرگز فروکش نمی‌کند.

این مجموعه را به **پدر و مادر** عزیزم تقدیم می‌کنم.

مشکرو قدردانی:

پاس و ستایش خدای راجل و جلالت که آثار قدرت او بر چهره روز روشن، تابان است و انوار حکمت او در دل شب تار، در فشان. آفریدگاری که خویشتن را به ما شناساند و درهای علم را بر ما گشود و عمری و فرصتی عطا فرمود تا بدان، بنده ضعیف خویش را در طریق علم و معرفت بیازماید.

بدون شک جایگاه و منزلت معلم، اجل از آن است که در مقام قدردانی از زحمات بی شائبه‌ی او، بازبان قاصر و دست ناتوان، چیزی بنگاریم؛ اما از آنجایی که تجلیل از معلم، پاس از انسانی است که هدف و غایت آفرینش را تأمین می‌کند و سلامت امانت‌هایی را که به دستش سپرده‌اند، بر حسب وظیفه از پدر و مادر عزیزم... این دو معلم بزرگوارم... که، همواره بر کوتاهی و درستی من، قلم عفو کشیده و کریانه از کنار غفلت‌هایم گذشته‌اند و در تمام عرصه‌های زندگی یار و یاور بی چشم داشت برای من بوده‌اند. از استاد صبور، دکتر علی خالقی که زحمات زیادی در تهیه این پایان‌نامه را در حالی متقبل شدند که بدون مساعدت ایشان، این پروژه به نتیجه مطلوب نمی‌رسید.

و از اساتید فرزانه و دلسوز؛ جناب دکتر امین ذاکری و دکتر مسلم صبوری که زحمت داورى این پایان‌نامه را متقبل شدند، کمال مشکرو قدردانی را دارم.

ممناز سرباز

اسفند ۱۴۰۰

تعهد نامه

اینجانب مهندس سرباز دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته مهندسی هوا فضا گرایش آیرودینامیک دانشکده مکانیک و مکاترونیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه بررسی عددی جریان آشفته ناپایا در لوله تحت شتاب سریع با شیب ثابت تحت راهنمایی دکتر علی خالقی و دکتر علی جباری مقدم متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت‌های آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود . استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده:

جریان شتابدار آشفته ناپایا در یک کانال برای اعداد رینولدز از ۲۷۶۰ تا ۱۵۲۰۰ (بر پایه سرعت حجمی و نیم ارتفاع کانال) بررسی شده است. شبیه‌سازی عددی با استفاده از مدل آشفتگی چهار معادله‌ای $k-\varepsilon(V2F)$ در کانالی به طول ۱/۲ متر انجام شده است. سرعت حجمی اولیه ۰/۱۰۸ متر بر ثانیه در طی زمان شتابدهی ۲ ثانیه در حالت شیب مثبت به سرعت حجمی نهایی ۰/۵۹۷ متر بر ثانیه می‌رسد. نتایج حاصل از این مدل با نتایج آزمایشگاهی و عددی از مقاله ماتور و همکاران [۱، ۲] مقایسه شده است.

هدف از این تحقیق بررسی ویژگی‌های سیال از جمله تنش برشی، اصطکاک دیواره، سرعت نوسانی $r.m.s$ و سرعت متوسط تحت تأثیر جریان شتابدار آشفته در مدت زمان ۰ تا ۵ ثانیه است. میزان خطای میانگین برای ویژگی‌های سیال اعلام شده است. در هنگام شروع جریان، مشابه حالت شتابدار خطی بلافاصله یک لایه مرزی نازک در مجاورت دیواره‌ها تشکیل می‌شود. با گذشت زمان پروفیل‌های سرعت به مرکز جریان توسعه می‌یابند و در پایان شروع گذار، لکه‌ی آشفتگی را تشکیل می‌دهند.

کلید واژه‌ها: جریان شتابدار ناپایا، تئوری آشفتگی، گذار آشفته، مدل $k-\varepsilon(V2F)$

فهرست مطالب

فهرست جداول	ی
فهرست اشکال	ک
فهرست علائم و نشانه‌ها	ل
فصل اول: مقدمه	۱
۱-۱ مقدمه	۲
۲-۱ جریان‌های آشفته ناپایا	۳
۱-۲-۱ جریان‌های دوره‌ای	۳
۲-۲-۱ جریان‌های غیردوره‌ای	۵
۳-۱ اهداف تحقیق	۱۲
فصل دوم: مروری بر تحقیقات پیشین	۱۳
۱-۲ مقدمه	۱۴
۲-۲ گذار جریان	۱۴
۱-۲-۲ گذار طبیعی	۱۴
۲-۲-۲ گذار میانبر	۱۵
۳-۲ مطالعات گذار به آشفتگی	۱۸
۱-۳-۲ گذار به آشفتگی در جریان لوله	۱۸
۲-۳-۲ گذار به آشفتگی در جریان کانال	۲۱
۴-۲ توضیح ناپایداری	۲۳
۱-۴-۲ مرحله ناپایداری اصلی (اولیه)	۲۵
۲-۴-۲ مرحله ناپایداری ثانویه	۲۶
۵-۲ مروری بر تاریخچه معادلات	۲۹
۱-۵-۲ معادلات کلی	۲۹

۳۲.....	۲-۵-۲ معادلات RANS
۳۵.....	فصل سوم: معادلات حاکم
۳۶.....	۱-۳ مقدمه
۳۶.....	۲-۳ معادلات ناویراستوکس تراکم‌ناپذیر در دینامیک سیالات محاسباتی
۳۷.....	۱-۲-۳ نکات اساسی در مورد معادلات ناویر استوکس تراکم‌ناپذیر
۳۹.....	۳-۳ معادلات حاکم بر جریان سیال
۳۹.....	۱-۳-۳ انواع روش‌های متوسط‌گیری
۳۹.....	۲-۳-۳ متوسط‌گیری مجموعه‌ای
۴۰.....	۳-۳-۳ متوسط‌گیری مکانی
۴۰.....	۴-۳-۳ متوسط‌گیری رینولدز [۷۶]
۴۱.....	۵-۳ مزایای استفاده از روش‌های آماری (متوسط‌گیری) مناسب
۴۲.....	۶-۳ مسأله بستگی
۴۳.....	۱-۶-۳ متوسط زمانی لزجت گردابی [۱۳۸]
۴۴.....	۲-۶-۳ فرم متوسط‌گیری شده معادله پیوستگی حاکم بر جریان آشفته
۴۵.....	۳-۶-۳ فرم متوسط‌گیری شده معادله مومنتوم حاکم بر یک جریان آشفته
۴۷.....	۴-۶-۳ معادلات URANS
۴۸.....	۷-۳ معرفی مدل‌های مورد استفاده در این مطالعه
۴۸.....	۱-۷-۳ مدل‌های دو معادله‌ای
۴۹.....	۲-۷-۳ تقریب بوزینسک
۴۹.....	۳-۷-۳ مهم‌ترین کاربردهای دیگر مدل $k-\epsilon$
۵۰.....	۴-۷-۳ مهم‌ترین نقایص مدل $k-\epsilon$
۵۲.....	۵-۷-۳ مدل $k-\epsilon$
۵۳.....	۶-۷-۳ مدل V2F
۵۷.....	۷-۷-۳ مدل V2F اصلاح شده
۵۸.....	۸-۷-۳ مدل V2F قابل تحقق
۵۹.....	فصل چهارم: بیان مسأله و نتایج حاصل از شبیه‌سازی

۴-۱	مقدمه	۶۰
۴-۲	تشریح مسأله و پارامترهای محاسباتی	۶۰
۴-۳	شبکه‌بندی هندسه	۶۲
۴-۴	شرایط مرزی	۶۲
۴-۵	حل عددی و روش محاسبه	۶۲
۴-۶	پاسخ جریان میانگین مجموع	۶۳
۴-۶-۱	پاسخ ضریب اصطکاک و تنش برشی دیواره	۶۳
۴-۶-۲	پاسخ سرعت‌های نوسانی $r.m.s$ و متوسط	۶۶
۴-۷	پاسخ جریان لحظه‌ای	۷۲
۴-۸	پروفیل سرعت در جریان آشفته شتاب‌دار	۷۹
۴-۹	شباهت جریان کانال و لوله	۸۱
۵	نتیجه‌گیری و پیشنهادات	۸۳
۵-۱	نتیجه‌گیری	۸۴
۵-۲	پیشنهادهای	۸۵
مراجع		۸۶

فهرست جداول

جدول ۱-۳ انواع روش‌های متوسط‌گیری	۳۹
جدول ۱-۴ مشخصات مورد شبیه سازی شده	۶۱
جدول ۲-۴ مشخصات ابعاد هندسه	۶۱

فهرست اشکال

شکل ۱-۲	مراحل تشکیل گذار میانبر درون لایه مرزی [۶۰]	۱۶
شکل ۲-۲	نمایی از پاف‌ها و اسلاگ‌ها [۷۰]	۱۹
شکل ۳-۲	نمایی از تشکیل ناپایداری ثانویه به صورت سه بعدی درون لایه مرزی [۹۳]	۲۷
شکل ۴-۲	نمایی از واکنش‌های درون لایه مرزی [۹۴]	۲۷
شکل ۱-۴	تغییرات ضریب اصطکاک بر حسب زمان در طول کانال در دوره شتاب‌دهی $t=5s$	۶۴
شکل ۲-۴	تغییرات تنش برشی دیواره بر حسب زمان در طول کانال در دوره شتاب‌دهی $t=5s$	۶۵
شکل ۳-۴	تغییرات سرعت نوسانی بر حسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در راستای عمودی از کف کانال در دوره شتاب‌دهی $t=5s$	۶۸
شکل ۴-۴	تغییرات سرعت نوسانی بر حسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در راستای طولی از کف کانال در دوره شتاب‌دهی $t=5s$	۶۹
شکل ۵-۴	تغییرات سرعت نوسانی بر حسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در راستای عمودی از کف کانال در دوره شتاب‌دهی $t=5s$	۷۰
شکل ۶-۴	تغییرات سرعت نوسانی بر حسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در راستای طولی از کف کانال در دوره شتاب‌دهی $t=5s$	۷۱
شکل ۷-۴	تغییرات سرعت نوسانی بر حسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در دوره شتاب‌دهی $t=5s$	۷۲
شکل ۸-۴	توزیع (کانتور) سرعت نوسانی u'_{rms} بر حسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال از مقاله [۱، ۲]	۷۴
شکل ۹-۴	توزیع (کانتور) سرعت نوسانی u'_{rms} بر حسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال بر حسب داده‌ها در زمان‌های ۰/۲۵ و ۱ ثانیه	۷۴
شکل ۱۰-۴	توزیع (کانتور) سرعت نوسانی u'_{rms} بر حسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال بر حسب داده‌ها در زمان‌های ۲ و ۳ ثانیه	۷۵
شکل ۱۱-۴	توزیع (کانتور) سرعت نوسانی u'_{rms} بر حسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال بر حسب داده‌ها در زمان‌های ۴ و ۵ ثانیه	۷۶
شکل ۱۲-۴	توزیع (کانتور) مقدار سرعت متوسط بر حسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال بر حسب داده‌ها در زمان‌های ۰/۲۵ تا ۵ ثانیه	۷۸
شکل ۱۳-۴	پروفیل سرعت بی‌بعد در سه مقطع در راستای جریان در دوره شتاب‌دهی $t=5s$	۸۰

فهرست علائم و نشانه‌ها

c_f	ضریب اصطکاک، (Ns/m)	u'	سرعت‌های نوسانی در راستای جریان، (m/s)
c_μ	ثابت لزجت گردابه‌ای	v'	در راستای عمود بر دیواره، (m/s)
D^k, D^ε	دیفیوژن آشفته	w'	در راستای عرضی، (m/s)
F	متغیر میانی	علائم یونانی	
K	انرژی جنبشی آشفته، (m^2/s^2)	δ	نیم‌ارتفاع کانال؛ ضخامت جایگزینی
L	طول (m)	ε	نرخ اتلاف
p	فشار	κ	ثابت فون کارمن
p	فشار میانگین	ρ	چگالی، (kg/m^3)
p^k	تولید انرژی جنبشی	τ_w	تنش برشی دیواره
Re	عدد رینولدز	زیرنویس‌ها	
Re_b	عدد رینولدز بر مبنای نیم ارتفاع کانال و سرعت حجمی	۰	حالت اولیه
		۱	حالت نهایی
Re_θ	عدد رینولدز ضخامت مومنتوم	b	حجمی
Re_τ	عدد رینولدز اصطکاک	c	مرکزی
t	زمان، (s)	cr	حالت بحرانی
T	مقیاس زمان	turb	حالت کاملاً آشفته
Tu	شدت آشفتگی جریان آزاد	بالانویس‌ها	
u	سرعت در راستای جریان، (m/s)	+	مقیاس‌گذاری داخلی
v	سرعت در راستای عمود بر دیواره، (m/s)	*	مقیاس‌گذاری خارجی
w	سرعت در راستای عرضی، (m/s)	^	مؤلفه سرعت اختلالی
U_b	سرعت حجمی، (m/s)		
U_c	سرعت خط مرکزی، (m/s)		
U_∞	سرعت جریان-آزاد، (m/s)		

مخفف‌ها	
APG	گرادیان فشار معکوس
CFD	دینامیک سیالات محاسباتی
DNS	شبیه‌سازی عددی مستقیم
FST	آشفستگی جریان آزاد
LES	شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ
RANS	معادلات رینولدز ناویر استوکس متوسط‌گیری شده
R.M.S	جذر میانگین مربع
URANS	معادلات رینولدز ناویر استوکس متوسط‌گیری شده در حالت ناپایا
TS	امواج تولمن - شلیختینگ
UDF	تابع تعریف شده توسط کاربر

فصل اول: مقدمه

۱-۱ مقدمه

مسأله آشفتگی یکی از مشهورترین مسأله‌های حل نشده در علم مکانیک است و تقریباً تمام جریان‌های سیال که در زندگی روزمره با آن‌ها مواجه هستیم، آشفته هستند. از خصوصیات جریان‌های آشفته می‌توان به بی‌نظمی مکانی و زمانی، اعداد رینولدز بالا، اضمحلال افزایش‌یافته معادله مومنوم، حالت سه بعدی، تناوبی بودن و حرکات غالباً چرخشی و مملو از ادی‌های آشفته با ابعاد و اندازه‌های بسیار متنوع و گسترده اشاره نمود. مشخصه اصلی جریان آشفته ناپایا، وابستگی زمانی خواص سیال است که در ناحیه نزدیک دیواره، ویژگی‌های شگفت‌انگیزی را در علم دینامیک سیالات نشان می‌دهد.

علم دینامیک سیالات به سه گروه یعنی هیدرودینامیک (جریان مایعات)، دینامیک گاز (جریان گازها) و آیرودینامیک (جریان هوا) تقسیم‌بندی می‌شود. این گروه‌ها کاملاً از یکدیگر جدا نیستند و همانندی‌های فراوان و پدیده‌های یکسانی بین آن‌ها وجود دارد و امروزه آیرودینامیک به صورت علمی بسیار گسترده و پیچیده درآورده شده که علاوه بر مطالعه دقیق حرکت هوا به بررسی جریان لزج و لایه‌مرزی آشفته نیز می‌پردازد. بررسی حاضر محدود به مطالعه پاسخ جریان آشفته ناپایای شتاب‌دار درون کانال بر روی سطح هموار است که منجر به بهبود درک فیزیکی جریان‌های ناپایا محدود به دیواره از طریق مدل‌سازی آشفتگی با استفاده از مدل $k - \varepsilon(V2F)$ می‌شود. در این مطالعه از تکنیک شبیه‌سازی معادلات ناویر استوکس متوسط‌گیری شده رینولدز برای تحلیل عددی استفاده می‌شود که با مقاله ماتور و همکاران مقایسه می‌گردد. هدف نهایی این تحقیق کمک به توسعه مدل‌سازی آشفتگی جریان‌های ناپایا در کانال است و رفتار آشفتگی می‌تواند اهمیت زیادی برای جامعه مدل‌سازان آشفتگی داشته باشد و توسعه جدیدی در گذار جریان کانال گذرا را روشن کند.

۱-۲ جریان‌های آشفته ناپایا

مطالعه جریان‌های آشفته ناپایا عموماً در دو طبقه‌بندی قرار می‌گیرد: جریان‌های دوره‌ای^۱ و غیردوره‌ای^۲. جریان‌های دوره‌ای به دو دسته تقسیم می‌شوند: جریان‌های پالسی، دارای جریان متوسط غیرصفر و جریان‌های نوسانی که دارای جریان متوسط صفر هستند. جریان‌های غیردوره‌ای به جریان‌های شتاب‌دار و با شتاب‌کاهنده^۳؛ و یا بر اساس میزان تغییر در نرخ‌های جریان^۴ طبقه‌بندی می‌شوند. افزایش و کاهش شتاب جریان بسیار زیاد به عنوان تغییر پله در جریان در نظر گرفته می‌شود، در حالی که افزایش و کاهش کند شتاب به طور کلی به عنوان جریان‌های با شیب مثبت و با شیب منفی شناخته می‌شوند.

۱-۲-۱ جریان‌های دوره‌ای

جرارد [۳] یکی از نخستین مطالعات جریان آشفته پالسی درون لوله را ارائه کرد. شدت آشفتگی در طول مرحله شتاب‌دار کاهش یافت و لایه‌ای شدن (آرام سازی)^۵ مشاهده شد، در حالی که شدت آشفتگی در طول مرحله شتاب‌کاهنده افزایش یافت. مطالعات تجربی دقیق‌تری در کار میزوشینا و همکاران [۴، ۵] ارائه شدند که به مطالعه تولید و پخش آشفتگی^۶ می‌انجامد. تولید آشفتگی با استفاده از یک دوره پالسی بحرانی (T_c) مشخص‌سازی شد. در این تحقیق نشان داده شد که برای جریان‌هایی با یک دوره پالسی طولانی‌تر از T_c ، دوره انفجار آشفتگی مستقل از دوره پالسی است. مؤلفان همچنین نشان دادند که پخش آشفتگی مستقل از دوره پالسی بوده و با پارامترهای دیواره مقیاس‌بندی شده است. مطالعات تجربی جامع جریان‌های دوره‌ای درون لوله توسط راماپریان و تو [۶-۸] برای طیف وسیعی از دامنه‌ها و فرکانس‌های پالسی ارائه شدند. علاوه بر عدد

^۱ Periodic Flows

^۲ Non -Periodic Flows

^۳ Accelerating and Decelerating

^۴ Flow Rate

^۵ Laminarization

^۶ Propagation of Turbulence

استروهاال، نسبت فرکانس پالسی به فرکانس انفجاری متوسط نیز بر رفتار جریان آشفته در اعداد رینولدز انتقالی تأثیرگذار بود. درواقع متوسط زمانی جریان آشفته به شدت تحت تأثیر ناپایایی تحمیلی قرار گرفته است. یک عدد استوکس آشفته ($\frac{\omega D}{u_r}$) برای مشخص سازی جریان دوره ای آشفته پیشنهاد شد که مبتنی بر تعامل بین پالس های تحمیلی و فرآیند انفجاری آشفته است. پنج رژیم جریان آشفته دوره ای که عبارت بودند از شبه پایا، فرکانس پایین، فرکانس میانی، فرکانس بالا و نوسانات سریع با استفاده از این پارامتر شناسایی شدند. در بیشتر مطالعات فوق الذکر گزارش شده است که جریان متوسط زمانی تحت تأثیر ناپایایی تحمیلی قرار گرفته است. با این حال، برخی از مطالعات غیر از این حالت را گزارش کرده اند.

اهمی و همکاران [۹] بررسی تجربی جریان لوله پالسی را برای طیف گسترده ای از فرکانس ها، دامنه ها و اعداد رینولدز گزارش کرد. مؤلفان شباهتی را بین سرعت های لحظه ای و متوسط زمانی جریان های پالسی و جریان های متناظر پایا نشان دادند.

تاردو و همکاران [۱۰] یک مطالعه تجربی جریان های کانال پالسی را برای طیفی از فرکانس ها، دامنه ها و اعداد رینولدز گزارش کردند. برخلاف مطالعات قبلی در کار میزوشینا و همکاران [۴، ۵] این بار گزارش شد که به استثنای پالس های دامنه بزرگ، سرعت متوسط زمانی و تنش برشی دیواره تحت تأثیر ناپایایی تحمیلی قرار نگرفتند. با این حال، این با یافته های اهمی و همکاران [۹، ۱۱] همخوانی داشت. مطالعات تجربی بیشتری که به بررسی نقش ساختارهای منسجم در جریان های آشفته پالسی پرداخته اند توسط تاردو و همکاران [۱۲-۱۵] ارائه شده اند. هی و جکسون [۱۶] یک تحقیق تجربی از جریان لوله دوره ای برای طیفی از فرکانس های تحمیلی ارائه کرده اند. برای فرکانس های بالاتر، این جریان یک رفتار اسلاگ مانند را در منطقه هسته (منطقه مرکزی) نشان داد به طوری که دامنه های سرعت در طی نوسان، ثابت باقی مانده اند. این منطقه «یخ زده» با کاهش فرکانس ها

کاهش یافت و به طور کامل وقتی فرکانس بسیار کم بود ناپدید شد. حداکثر دامنه تعدیل‌کننده‌های^۱ سرعت در نزدیکی دیواره رخ داده است که دورتر از دیواره به عنوان فرکانس کاهش‌یافته است. با توجه به توزیع مجدد انرژی آشفتگی از مؤلفه‌های محوری به شعاعی، تفاوتی در پاسخ آشفتگی برای نوسانات آشفتگی جذر میانگین مربع^۲ این دو مؤلفه ذکر شده است. نشان داده شده است که پخش آشفتگی از دیواره به هسته باعث ایجاد تأخیری در پاسخ به آشفتگی شد که مستقل از فرکانس تعدیل شده تحمیلی بود. در منطقه هسته، تعدیل‌کننده دامنه از هر دو نوسانات آشفتگی جذر میانگین مربع محوری و شعاعی با افزایش فرکانس نوسانی کاهش یافت و نهایتاً صفر شد و دلالت بر یک وضعیت آشفتگی یخ‌زده داشت.

سایر کارهای قابل توجه درباره جریان‌های آشفته دوره‌ای عبارت است از تحقیقات تجربی هینو و همکاران [۱۷]، شیمیر و همکاران [۱۸، ۱۹] و مائو و هانرتی [۲۰-۲۲]، بررتون و همکاران [۲۳، ۲۴] و مطالعات عددی اسکاتی و پیوملی [۲۵، ۲۶] و کاتن و همکاران [۲۷-۳۱] هستند. بررسی‌های گسترده درباره این موضوعات نیز توسط بررتون و مانکبادی [۳۲]، گوندوگدو و کارپینلیولو [۳۳] و نبوی و سیدیکو [۳۴] گزارش شده است.

۱-۲-۲ جریان‌های غیردوره‌ای

یکی از اولین بررسی‌های تجربی درباره پاسخ گذرای آشفتگی پس از یک تغییر-پله در جریان توسط مارویاما و همکاران [۳۵] ارائه شد. گزارش شد که تولید و انتشار آشفتگی «جدید»، فرآیند غالبی در موارد جریان افزایش پله هستند، در حالی که زوال آشفتگی «قدیمی»، فرآیند غالب در موارد جریان کاهش-پله است. گزارش شد که پاسخ آشفتگی متحمل یک تأخیر می‌شود که در مرکز لوله طولانی‌تر بود. این جمع‌بندی حاصل شد که آشفتگی نزدیک به دیواره تولید می‌شود و پس از آن به سمت مرکز پخش می‌شود.

^۱ Modulation

^۲ Root Mean Square

هی و جکسون [۳۶] یک بررسی تجربی جامع از جریان‌های شتاب‌دار و با شتاب‌کاهنده به صورت خطی را ارائه کردند. گزارش شد که پاسخ آشفستگی با سه تأخیر مشخص می‌شود یعنی تأخیرهای مرتبط با تولید آشفستگی، توزیع مجدد انرژی و پخش آن مشخص شد. همچنین نشان داده شد که سرعت در راستای جریان^۱ اولین موردی است که به منطقه دیواره پاسخ می‌دهد و پس از آن مؤلفه‌های عرضی هستند، در حالی که همه مؤلفه‌ها به صورت تخمینی به طور همزمان در منطقه هسته پاسخ دادند. هم‌راستا با مطالعات قبلی، این جمع‌بندی حاصل شد که آشفستگی ابتدا در منطقه نزدیک دیواره پاسخ می‌دهد و سپس به علت عمل دیفیوژن^۲ آشفستگی به هسته جریان انتشار می‌یابد. نشان داده شد که تأخیرهای مرتبط با جریان‌های شتاب‌کاهنده در مقایسه با جریان‌های مرتبط با جریان‌های شتاب‌دار کوچکتر بودند. در اعداد رینولدز بالاتر در ابتدای گذرا در جریان‌های با شتاب‌کاهنده، تأخیر کوتاه‌تر به مقیاس‌های زمانی آشفستگی کوتاه‌تر همچون (ν/u_τ) انتساب داده شد. به طور کلی، نشان داده شد که آشفستگی یک پاسخ دومرحله‌ای کند اولیه پس از یک پاسخ سریع را تولید می‌کند. نتایج مشابهی از پاسخ تأخیری و پخش^۳ تأخیریافته آشفستگی نیز با اعداد رینولدز اولیه و نهایی به مراتب بالاتر و نرخ‌های شتاب‌دهی بالاتر از طریق بررسی تجربی گرین بلات و موز [۳۷] گزارش شد. با این حال، برخلاف مطالعات قبلی، گزارش شد که پیک ثانویه‌ای از شدت آشفستگی در مراحل بعدی شتاب‌دهی تولید می‌شود که منشأ آن در منطقه دور از دیواره ($y^+ \sim 300$) قرار دارد و به تدریج به سمت دیواره حرکت می‌کند.

مطالعات اولیه در مورد پاسخ تنش‌برشی دیواره شامل بررسی‌های تجربی شای [۳۸] و کوروکاوا و موریکاوا [۳۹] می‌شود. در مقابل پیش‌بینی‌های نظری قبلی، مشاهده شد که تنش‌های آشفته همیشه کم‌تر از مقادیر شبه‌پایا در جریان‌های شتاب‌دار بودند و همیشه بزرگتر از مقادیر شبه‌پایا در جریان‌های با شتاب‌کاهنده هستند. مطالعات دقیق‌تر درباره پاسخ تنش‌برشی عبارتند از تحقیقات عددی هی و همکاران [۴۰]، آریاراتنه و همکاران [۴۱] و

^۱ Streamwise Velocity

^۲ Diffusion

^۳ Propagation

هی و آریاراتنه [۴۲] و تحقیق تجربی هی و همکاران [۴۳]. گزارش شد که تنش برشی دیواره ناپایا ممکن است بزرگتر یا کوچکتر باشد که به توازن دو فاکتوری که در طی گذار، یعنی اینرسی جریان و تأخیرها در پاسخ آشفته‌گی رخ می‌دهند بستگی دارد. بسته به این توازن، رفتار گذرای تنش برشی دیواره به مراحل متمایزی تقسیم شد. مرحله اول با یک اثر اینرسی قوی و تغییری چشم‌گیر در تنش برشی دیواره از مقادیر شبه پایا مشخص می‌شود. در مرحله دوم، آشفته‌گی تقریباً یخ‌زده^۱ با اثر اینرسی مقابله می‌کند و نرخ تغییر تنش برشی دیواره را کاهش می‌دهد. آغاز پاسخ‌دهی تولید و زوال آشفته در مرحله سوم است که در آن تنش برشی دیواره به‌طور مجانبی به مقدار شبه پایا میل می‌کند. همچنین آریاراتنه و همکاران [۴۱] گزارش کردند که جریان‌های با شتاب‌کاهنده در مراحل بعدی کاهش شتاب جریان، کاهش شدید تنش برشی دیواره به مقادیر منفی را نشان می‌دهند که دلالت بر جدایش جریان در دیواره به دلیل رفتار پلاگ‌مانند هسته جریان دارد. نتایج مشابهی نیز برای جریان‌هایی با شتاب‌کاهنده شدید با بررسی عددی کوله‌من و همکاران [۴۴] و تالها [۴۵] گزارش شدند. نشان داده شده است که جریان‌های لایه‌مرزی در حال توسعه مکانی که در معرض گرادیان فشار معکوس^۲ بوده‌اند، شباهت‌های مشترکی با جریان‌های محدود شده به دیواره با شتاب‌کاهنده زمانی دارند. به خوبی مستند شده است که اعمال گرادیان فشار معکوس منجر به ناپایداری جریان می‌شود. مطالعات تجربی لایه‌های مرزی در معرض گرادیان فشار معکوس مانند کار گروستاد و اسکر [۴۶] و ناگانو و همکاران [۴۷] جدایش جریان را در دیواره گزارش کردند که موجب یک نقطه عطف در پروفیل سرعت نزدیک دیواره شد.

^۱ Near Frozen Turbulence

^۲ Adverse Pressure Gradient

شبیه‌سازی عددی مستقیم جریان‌های کانال آشفته با شیب مثبت^۱ و با شیب منفی^۲ پس از تغییر-پله در گرادیان فشار محرک توسط چونگ [۴۸] و صدیقی و همکاران [۴۹] گزارش شد که در آن پاسخ آشفتگی در مراحل اولیه گذرا ناهمسانگرد (غیرایزوتروپ)^۳ است. برای جریان با شیب مثبت، گزارش شد که انرژی در مؤلفه راستای جریان بیش از مقادیر شبه‌پایا است، درحالی‌که در مؤلفه‌های عرضی کمتر از مقادیر شبه‌پایا بود. از سوی دیگر، این روند در جریان‌های با شیب منفی معکوس شد. این امر به توزیع مجدد انرژی از مؤلفه در راستای جریان به مؤلفه‌های عرضی نسبت داده شد. یافته‌های مشابه پاسخ ناهمسانگرد توسط یک بررسی شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ^۴ جریان‌های شتاب‌دار توسط چانگ و چونگ [۵۰] نیز گزارش شد.

شبیه‌سازی عددی مستقیم توسط هی و صدیقی [۵۱] تفسیر جدیدی از رفتار جریان آشفته گذرا را پیشنهاد داد. گزارش شد که جریان گذرا به دنبال افزایش سریع در نرخ جریان از جریان آشفته عملاً یک گذار آرام-آشفته شبیه به گذار میانبر لایه‌مرزی است. با افزایش نرخ جریان، جریان به طور مداوم از جریان آشفته اولیه به جریان جدیدی تکامل نمی‌یابد، بلکه متحمل فرآیندی با سه مرحله متمایز پیش از گذار (دارای ماهیت لایه‌ای)، گذار و کاملاً آشفته می‌شود. این شبیه سه منطقه گذار میانبر لایه‌مرزی، یعنی جریان آرام مسطح^۵، جریان متناوب و مناطق کاملاً توسعه یافته می‌باشد. پاسخ اولیه به تغییر ناگهانی در جریان، تشکیل لایه نازکی از نرخ کرنش بالا در دیواره است که با گذشت زمان به درون جریان رشد می‌یابد. نشان داده شد که این لایه‌مرزی درحال توسعه زمانی مشابه با لایه‌مرزی آرام درحال توسعه زمانی است و با حل مسأله اول استوکس قابل نمایش است. ساختارهای آشفته موجود در ابتدای گذار، مانند آشفتگی جریان آزاد^۶ در جریان‌های لایه‌مرزی، به عنوان یک اختلال برای لایه‌مرزی آرام درحال توسعه زمانی عمل می‌کنند. رگه‌های کشیده کم‌سرعت و پرسرعت در راستای

^۱ Ramp Up

^۲ Ramp Down

^۳ Anisotropic

^۴ Large Eddy Simulation

^۵ Buffeted Laminar Flow

^۶ Free Stream Turbulence

جریان تشکیل می‌شوند که در دوره پیش از گذار پایدار باقی می‌مانند. در اواخر دوره پیش از گذار، ناپایداری‌های رو به رشد منجر به تجزیه این ساختارهای رگه‌ای و تولید بسته‌های موضعی آشفته می‌شوند و به این ترتیب موجب شروع گذار می‌گردند. در دوره گذار، لکه‌های منفرد آشفته تولید می‌شوند که نهایتاً در هر دو راستای طولی و عرضی رشد می‌کنند و با یکدیگر ادغام شده و نهایتاً کل سطح دیواره را اشغال می‌کنند. زمان‌های بحرانی شروع و تکمیل گذار به وضوح از توسعه ضریب اصطکاک قابل تشخیص هستند. زمان حداقل ضریب اصطکاک تقریباً متناظر با ظهور اولین نقاط آشفته و در نتیجه شروع گذار است؛ درحالی که، زمان اولین پیک متناظر با پوشش کامل دیواره با آشفته‌گی تازه تولید شده و در نتیجه زمان تکمیل است. دیدگاه جدید ارائه شده توسط این مؤلفان، ویژگی‌های به خوبی پذیرفته‌شده جریان شتاب‌دار برقرار شده از مطالعات قبلی را توضیح می‌دهد [۳۵، ۳۶، ۴۳، ۴۹، ۵۰]. همچنین هی و صدیقی [۵۲] به بررسی جریان‌های متنوع شتاب‌دار افزایش پله با اعداد رینولدز اولیه و نهایی از ۲۸۰۰ تا ۱۲۶۰۰ پرداختند. نسبت عدد رینولدز جریان گذرا در محدوده ۱/۱ تا ۴/۵ (یا شدت آشفته اولیه، معادل با آشفته‌گی جریان آزاد جریان لایه‌مرزی، در محدوده ۱۵/۳ درصد تا ۳/۸ درصد) بود. گزارش شده است که پاسخ گذرا با نسبت عدد رینولدز بالا و پایین در الگوهای قابل توجه متفاوتی قرار دارد. این پاسخ گذرا با نسبت عدد رینولدز بالا با سه فرآیند روشن و متمایز مشخص شد که شبیه به سه منطقه گذار میانبر هستند. با این حال، در گذار با نسبت عدد رینولدز پایین، فرآیند گذار از ساختارهای جریان لحظه‌ای غیرقابل تمایز بود. این رگه‌ها ضعیف‌تر بودند و لکه‌های آشفته به سختی قابل شناسایی بودند و این روند، مانند یک تکامل پیشرونده‌ای از جریان به جای گذار به نظر می‌رسید. با این وجود، آمارهای جریان متوسط و آشفته به شکلی بدون ابهام نشان دادند که مشخصه این گذار پاسخ گذرای آرام-آشفته می‌باشد که زمان بحرانی گذار یک رابطه توان را با شدت آشفته‌گی اولیه نشان می‌دهد؛ در حالی که دوره گذار همبستگی خطی با زمان بحرانی گذار داشت. صدیقی و همکاران [۵۳] شبیه‌سازی عددی مستقیم جریان شتاب‌دار نوع Ramp آهسته‌تر را گزارش دادند. گزارش شد که با وجود داشتن تفاوت‌های کمی در جریان‌های متوسط و

لحظه‌ای آن با آنچه در جریان افزایش پله وجود داشت، جریان Ramp همان پاسخ انتقالی سه مرحله‌ای را نشان می‌دهد. نشان داده شد که برخلاف تغییر پله‌ای که در آن لایه‌مرزی جدید بلافاصله بر روی دیواره‌ها ایجاد می‌شود، توسعه لایه‌مرزی در یک جریان خطی در حال تغییر به تدریج به صورت یک پیامد جدایی‌ناپذیر تغییرات پیوسته در جریان توسعه می‌یابد. یافته‌های مشابه رفتار انتقالی جریان‌های شتاب‌دار خطی نیز توسط تحقیق تجربی مهندس گرجی [۵۴] گزارش شد که اندازه‌گیری‌های آشفتگی به دست آمده از طریق سرعت‌سنجی تصویر ذرات^۱ و سرعت سنج لیزری داپلر^۲ به شیوه سه مرحله‌ای مشابه پاسخ می‌دادند. اگرچه این تحقیقات فاقد اندازه‌گیری مستقیم اصطکاک دیواره بودند ولی اعداد رینولدز بحرانی و گذرای معادل از سرعت‌های نوسانی در راستای جریان و عمود بر دیواره به دست آمدند و نشان داده شد که روندهایی مشابه با داده‌های عددی هی و صدیقی [۵۲] را نشان می‌دهند.

ماتور و همکاران [۱] به بررسی مطالعه جریان‌های شتاب‌دار و با شتاب‌کاهنده در یک کانال پرداختند. جریان‌های شتاب‌دار پله با نسبت عدد رینولدز بالا با استفاده از شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ مورد بررسی قرار گرفته‌اند. نشان داده شده است که مشابه با موارد نسبت عدد رینولدز پایین هی و صدیقی [۵۱، ۵۲]، موارد حاضر یک پاسخ سه مرحله‌ای شبیه به سه منطقه گذار میانبر در جریان‌های لایه‌مرزی را نشان می‌دهند. با این حال، هنگامی که نسبت عدد رینولدز افزایش می‌یابد، ویژگی‌های گذار قابل توجه‌تر می‌شوند و رگه‌های کشیده شده در دوره پیش از گذار به طور فزاینده‌ای کشیده‌تر، قوی‌تر و متراکم‌تر شده و لکه‌های آشفته تولید شده در مرحله اولیه در شروع گذار به طور فزاینده‌ای پراکنده می‌شوند. بررسی‌های تجربی شتاب‌دار Ramp با استفاده از سرعت‌سنجی تصویر ذرات و بادسنج-دما-ثابت^۳ انجام شده است.

^۱ Particle-Image Velocimetry

^۲ Laser-Doppler Velocimetry

^۳ Constant Temperature Anemometry

هم‌راستا با یافته‌های صدیقی و همکاران [۵۳] نشان داده شده بود که با وجود برخی تفاوت‌های کمی، موارد مقاله اساساً با همان فرآیند پاسخ انتقالی سه مرحله‌ای پاسخ می‌دهند. در مقایسه با شتاب‌دهی جریان پله، شروع گذار با یک نرخ کندتر توسعه جریان تأخیر یافت. آن‌ها همچنین شبیه‌سازی عددی مستقیم جریان‌های با شتاب‌کاهنده Step و Ramp را انجام دادند و پاسخ زود هنگام شتاب‌کاهنده پلاگ‌مانند است یعنی (در شکل پروفیل سرعت به جز در نزدیکی دیواری که در آن گرادیان سرعت به شدت افت می‌کند، بدون تغییر است). در نرخ‌های بالای شتاب‌کاهنده، جدایش جریان در دیواره مشاهده شد و پس از آن نوبت به بازگشت می‌رسید. مشابه با جریان‌های شتاب‌دار، یک لایه مرزی در حال توسعه زمانی در جریان‌های یا شتاب‌کاهنده تولید می‌شود که با سرعتی مشابه با آنچه در جریان‌های شتاب‌دار وجود دارد رشد می‌کند. سرعت اختلال ($\hat{u}$) و ضریب اصطکاک اصلاح‌شده ($C_{f,du}''$) برای هر دو جریان شتاب‌دار و با شتاب‌کاهنده، پاسخ اولیه یکسانی را نشان می‌دهند که شباهتی قوی به لایه مرزی آرام داشت. توسعه اولیه سرعت اختلال نزدیک دیواره و اصطکاک دیواره جریان‌های پله با استفاده از راه‌حل استوکس برای جریان لایه‌ای تخمین زده شد؛ در حالی که جریان‌های Ramp با استفاده از بسط راه‌حل آرام برای اختلال متغیر با زمان تخمین زده شد. در مدل $k-\epsilon$ لاندِر-شارما نشان داده شد که مدل پیاده‌سازی شده مقاله ماتور و همکاران (UDF-LS)، با استفاده از فرمولاسیون پیشنهادی در مقاله اصلی لاندِر و شارما [۵۵]، توافق خوبی با پیش‌بینی‌های کدهای گزارش شده در مقالات تحقیقاتی داشت. آن‌ها به دقت داده‌های DNS/LES و تجربی جریان کانال یا لوله پایا و ناپایا را بازتولید می‌کنند که مؤید قوت این مدل برای کدینگ روش‌های عددی مورد استفاده می‌باشد البته تا زمانی است که فرمولاسیون مدل بدون تغییر بماند.

۱-۳ اهداف تحقیق

هدف نهایی پروژه حاضر، افزایش آگاهی از دینامیک آشفته‌گی و بررسی پارامترهای تنش‌برشی دیواره و ضریب اصطکاک و سرعت‌های متوسط است و انگیزه مطالعه حاضر ناشی از مطالعات عددی اخیر ماتور و همکاران و هی و صدیقی و همکاران است که دیدگاه‌های جدیدی را در جریان‌های آشفته ناپایا نشان داده‌اند. در مطالعه حاضر شبیه‌سازی عددی جریان شتابدار خطی با مدل $k - \varepsilon(V2F)$ به منظور بررسی و مقایسه با مدل شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ در مقاله ماتور و همکاران [۱, ۲] انجام شده است تا شاهد رویکرد جدیدی در مباحث مدل‌سازی آشفته‌گی باشیم.

فصل دوم: مروری بر تحقیقات پیشین

۲-۱ مقدمه

پایان نامه حاضر تا حدی با هدف تکمیل این مطالعات از پاسخ انتقالی جریان های شتابدار، با بررسی شتاب های جریان خطی روی گذار جریان تمرکز دارد. از این رو، بررسی مختصری از پژوهش ها و مفاهیم اخیر مربوط به جریان های گذار میانبر در ادامه ارائه شده است.

۲-۲ گذار جریان

گذار به آشفته گی از دیرباز مورد توجه محققان بوده است. از زمان نخستین بررسی تجربی رینولدز [۵۶]، تحقیقات بسیاری به مطالعه انتقال در لوله ها، کانال ها و لایه های مرزی خارجی با استفاده از روش های نظری، تجربی و عددی پرداخته شده است. درک فیزیکی جریان اساسی در مکانیسم های گذار دارای کاربردهای مستقیم مهندسی همچون پیش بینی و در نتیجه کنترل تنش برشی دیواره، فرایندهای انتقالی، انتقال حرارتی و غیره است. گذار به آشفته گی در لایه های مرزی صفحه صاف می تواند از طریق دو مکانیسم گذار طبیعی و گذار میانبر رخ دهد.

۲-۲-۱ گذار طبیعی

گذار طبیعی در جریان هایی با اغتشاشات کوچک مشاهده می شود که توسط شدت آشفته گی یا آشفته گی جریان آزاد، $T_u \ll 1\%$ نمایش داده می شود. این گذار از طریق تولید موج های دو بعدی تولمن-شلیختینگ^۱ رخ می دهد که در راستای جریان حرکت می کنند که در نهایت منجر به جریان ناپایای سه بعدی و تجزیه کامل به آشفته گی می شود [۵۷]. گذار طبیعی یک فرآیند کند است که در اعداد رینولدز بالا در لایه مرزی گرادیان فشار صفر رخ می دهد ($Re_x \sim 10^6, Re_x = \frac{xU_\infty}{\nu}$) بر مبنای سرعت جریان آزاد و فاصله از لبه پیشرو).

^۱ Tollmien-Schlichting

۲-۲-۲ گذار میانبر

در این نوع گذار، سطح آشفته‌گی جریان آزاد یا شدت آشفته‌گی (Tu) بزرگتر از ($Tu \gg 1\%$) است. با این حال، تجزیه^۱ به آشفته‌گی در عدد رینولدز انتقالی رخ می‌دهد که کمتر یا مساوی با ($Re_x = 10^5$) می‌باشد.

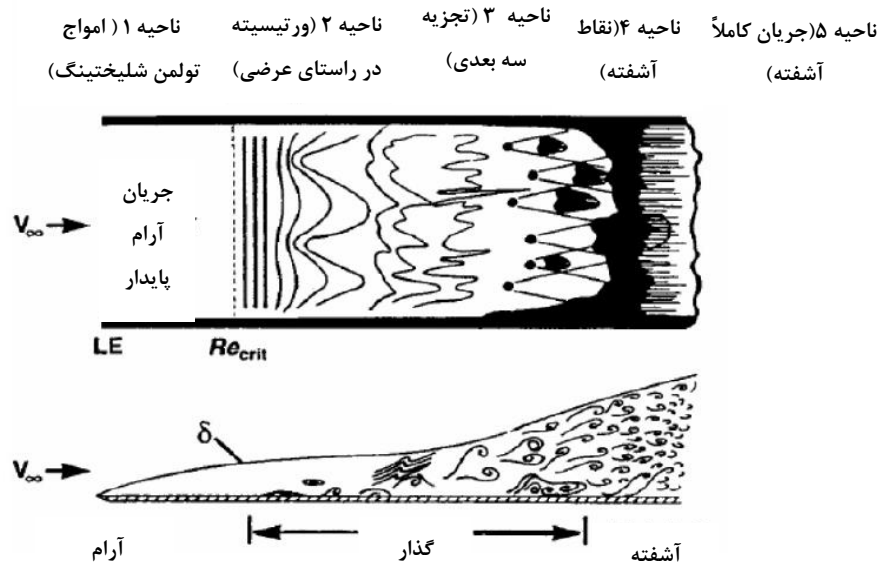
تحت چنین شرایطی، اغتشاشات در جریان سریعاً گسترش می‌یابند و بلافاصله گذار به آشفته‌گی رخ می‌دهد و امواج تولمن-شلیختینگ نادیده گرفته می‌شوند. این فرآیند گذار میانبر نامیده می‌شود.

در گذار میانبر، این جریان شامل سه منطقه است که عبارتند از منطقه لایه‌مرزی آرام مسطح^۲، منطقه انتقالی متناوب و منطقه جریان آشفته کاملاً توسعه‌یافته [۵۸]. در منطقه اول تقویت ساختارهای متناوب کشیده شده در راستای عرضی برای نوسانات مثبت و منفی در راستای جریان مشخص می‌گردد که با عنوان مدهای کلبانوف شناخته می‌شوند [۵۹]. دامنه اختلالات در پایین‌دست جریان ناشی از ناپایداری و تجزیه متعاقب این ساختارها رشد می‌کنند. در منطقه دوم، رگه‌ها تجزیه می‌شوند تا لکه‌های آشفته‌گی منفرد شکل بگیرد که سایز آن‌ها افزایش می‌یابد و نهایتاً در پایین‌دست جریان با یکدیگر ادغام می‌شوند. ساختارهای آشفته‌گی که کل عرض لایه‌مرزی را پوشش می‌دهند، منطقه نهایی فرایند گذار را مشخص می‌کنند.

^۱ Breakdown

^۲ Buffeted Laminar Boundary Layer Region

این سه ناحیه در گذار میانبر بسیار اهمیت دارند.



شکل ۱-۲ مراحل تشکیل گذار میانبر درون لایه مرزی [۶۰]

شکل‌گیری ساختارهای رگه‌ای را می‌توان توسط نظریه رشد گذرا توضیح داد [۶۱، ۶۲] که به رشد خطی اغتشاشات قبل از فروپاشی لزج در پایین‌دست جریان آن‌ها اشاره دارد. توضیح فیزیکی این فرآیند توسط مکانیسم بلند شدن از روی سطح^۱ لندهال [۶۳] به دست می‌آید که در آن یک جفت گردابه پایدار و در راستای جریان با جهت دورانی مخالف یکدیگر، مومنتوم را از طریق لایه مرزی منتقل می‌کنند و باعث اختلال سرعت در راستای جریان می‌شوند. محققین دانشگاه استنفورد [۶۴، ۶۵] با استفاده از نتایج تحقیقات گسترده‌ای که به سه روش

- سنجش گرهای فیلم داغ^۲
- روش‌های تولید حباب هیدروژن^۳

^۱ Lift-Up

^۲ Hot Film Probes

^۳ Hydrogen Bubble Techniques

- تزریق رنگ^۱

انجام شده‌اند، به ارائه تفسیر خود از یک سری پدیده‌های تکرار شونده متناوب در نواحی مجاور دیواره پرداختند که در واقع عامل اصلی تولید آشفتگی در لایه‌های مرزی تشکیل شده بر روی صفحات تخت می‌باشد. این سلسله وقایع با بلند شدن رگه‌های کم سرعت سیال که در راستای جریان کشیده شده‌اند از داخل زیر لایه لزج و نفوذ به درون ناحیه حائل^۲ آغاز می‌شوند، این امر منجر به ایجاد یک قوز موضعی در داخل پروفیل سرعت در راستای جریان می‌گردد. برخی ذرات نشاندار که درون رگه‌های بلند شده گیر افتاده‌اند، به شکل (موجی)^۳ یا (نوسانی)^۴ درآمده و پس از گذشت لحظاتی این ذرات به طور کاملاً ناگهانی و با سرعتی قابل توجه به سمت بیرون پرتاب می‌شوند و در نهایت در داخل جریانی مملو از آشفتگی‌های مقیاس کوچک که از سمت بالادست می‌آیند، پخش و پراکنده خواهند شد. به وقایع سه گانه مربوط به رگه‌های کم سرعتی که در بالا توضیح داده شد و شامل سه مرحله

- بلند شدن از روی سطح^۵

- نوسان^۶

- پرتاب به بیرون/شکسته شدن (تجزیه شدن)^۷ می‌باشد در اصطلاح فرآیند انفجار^۸ گفته می‌شود تا به نوعی بر روی ذات تناوبی^۹ آن نیز تأکید شده باشد.

جاکوبز و دوربین [۵۸] در سال ۲۰۰۱، نشان دادند که در جریان آزاد، اختلالات در راستای جریان در پایین‌دست بیشتر زوال پیدا می‌کنند، درحالی که آن‌هایی که در لایه‌مرزی هستند تقویت شده و تحت یک فرآیند گذار قرار

^۱ Dye Injection

^۲ Buffer Region

^۳ Wavy

^۴ Oscillation

^۵ Lift Up

^۶ Oscillation

^۷ Ejection /Break up

^۸ Bursting

^۹ Intermittency

می‌گیرند. نشان داده شده است که اغتشاشات فرکانس بالا توسط لایه مرزی فیلتر می‌شوند؛ در حالی که اغتشاشات فرکانس پایین به داخل لایه مرزی نفوذ می‌کند که سپس در پایین دست جریان بیشتر تقویت می‌شوند. مشخص شده است که تقویت این اغتشاشات تا ۲۵ درصد سرعت جریان آزاد رشد می‌یابند [۶۶]. اگرچه مکانیسم‌های تولید و تقویت ساختارهای رگه‌ای اکنون به خوبی مشخص شده‌اند، ولی مکانیسم شکل‌گیری انفجار آشفته و نقش ساختارهای رگه‌ای هنوز چندان شناخته شده نیست.

۲-۳ مطالعات گذار به آشفتگی

در این بخش به انواع گذار به آشفتگی از لحاظ هندسه پرداخته خواهد شد.

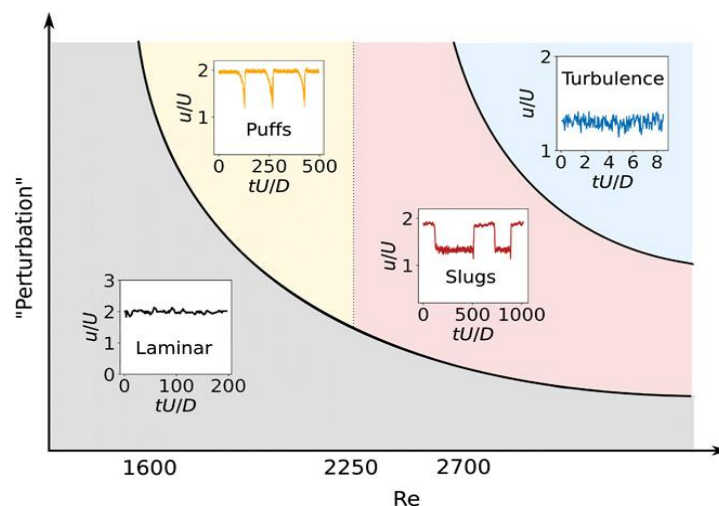
۲-۳-۱ گذار به آشفتگی در جریان لوله

اولین مطالعات آزمایشگاهی شناخته شده که گذار جریان از حرکت آرام به آشفتگی را بررسی می‌کند به وسیله رینولدز [۵۶] و تیلور [۶۷] انجام شده است و در یک نشریه معروف پارامتری به نام عدد رینولدز معرفی شد که گذار از رژیم جریان آرام به آشفتگی را پیش‌بینی می‌کرد و کمترین عدد رینولدز بحرانی برای گذار به منطقه‌ی آشفتگی معمولاً ۲۲۶۰ و بیشترین آن حدود ۱۲۰۰۰ است. ولی این عدد می‌تواند بر حسب اغتشاشات در ورودی لوله متغیر باشد. فیزیک بنیادی در پیکربندی‌های مختلف جریان، مانند یک لوله، کانال، لایه مرزی خارجی تا حد زیادی مشابه است اما مکانیزم‌های دقیق گذار از جریانی به جریان دیگر تغییر می‌کنند. تفاوت اصلی بین فرآیند گذار به آشفتگی در جریان آرام کاملاً توسعه‌یافته و جریان شتاب‌دار در لوله، منبع گذار است. در حالت اول: گذار به آشفتگی به صورت مصنوعی و ساختگی برانگیخته می‌شود و در حالت دوم: به صورت طبیعی انفجار می‌یابد. فرآیند گذار در جریان‌های هاگن-پوآزی معمولاً در محدوده‌های $Re < 3500$ مورد بررسی قرار می‌گیرد، در حالی که در جریان‌های شتاب‌دار گذار به آشفتگی تا عدد رینولدز پانصد هزار به تأخیر می‌افتد. در عمل، جریان لوله حتی در سرعت‌های معمولی هم به حالت آشفتگی تبدیل می‌شود و در مقابل به دیگر گذارهای آرام به آشفتگی،

جایی که اولین و دومین ناپایداری‌های جریان آرام پدید می‌آید، فرآیند گذار در جریان لوله هنوز به صورت راز بزرگی باقی‌مانده است. در لوله‌ها آشفتگی به صورت کاملاً ناگهانی و بدون هیچ‌گونه حالت‌های واسطه و بدون هیچ مرز پایداری مشخصی اتفاق می‌افتد [۶۸].

مرحله اولیه گذار با تولید نقاط آشفته مشخص می‌شود که به منظور پرکردن کل سطح مقطع عرضی لوله به دو صورت پاف‌ها و اسلاگ‌ها گسترش می‌یابند. اسلاگ‌ها در اثر ناپایداری لایه‌مرزی به اغتشاشات کوچک در محدوده ورودی لوله به وجود می‌آیند و با گذار از جریان آرام به آشفته مرتبط هستند. از لحاظ ابعادی، برای اعداد رینولدز بالاتر نقاط آشفته بسیار بزرگتر هستند و بخش طولانی‌تری از لوله را اشغال می‌کنند.

پاف‌ها به دلیل اغتشاشات بزرگ در ورودی لوله ($L/D < 15$) ایجاد می‌شوند و یک فرآیند آرام‌سازی^۱ ناقص را ارائه می‌دهند، بنابراین در جریان‌های شتاب‌دار درون لوله‌ها حضور ندارند. در پاف‌ها زمانی که اختلالات موجب تولید نقاط آشفته متناوب می‌شوند که با جریان آرام همسو باشند و برای اعداد رینولدز در محدوده (۱۷۵۰-۲۷۰۰) رخ می‌دهند [۶۹].



شکل ۲-۲ نمایی از پاف‌ها و اسلاگ‌ها [۷۰]

^۱ Relaminarization

هان و همکاران [۷۱] گذار به آشفته‌گی را در جریان هاگن-پوآزی با تحریک همزمان حالت‌های مختلف حلزونی فراخواندند. تجزیه^۱ به آشفته‌گی با ظاهر اسپایک‌ها^۲ در آثار موقتی^۳ سرعت مورد توجه قرار گرفت. به مرور زمان اسپایک‌ها نه تنها در پایین‌دست جریان پخش می‌شوند بلکه همچنین در سراسر جریان پخش می‌شوند.

رویترو و رمپفر [۷۲] بر مبنای یافته‌های آزمایشگاهی و شرایط مرزی، یک شبیه‌سازی عددی مستقیم را با استفاده از یک کد تفاضل محدود ترکیبی دقیق برای شبیه‌سازی جریان ناپایای تراکم‌ناپذیر در لوله ایجاد کردند. نتایج مدل‌سازی با فرآیند خودپایدارکننده‌ای که از مطالعات گذشته پیشنهاد شده، مطابقت زیادی دارند. یک جریان پایه^۴ که با رگه‌های پرسرعت و کم‌سرعت منطبق شده، تغییر شکل می‌یابد و یک ناپایداری خطی را نشان می‌دهد که باعث ایجاد ورتیسیت‌ها می‌شود.

مولین و پژینو [۷۳] با استفاده از اختلالات تراکنشی^۵ (با استفاده از تزریق یا مکش مقادیر کوچکی از سیال در سرتاسر سوراخ‌های درون دیواره لوله) پایداری جریان هاگن-پوآزی را بررسی کردند. تجسم جریان (با استفاده از یک دوربین مسافرتی) و اندازه‌گیری‌های سرعت‌سنجی داپلر لیزری تک‌نقطه‌ای انجام شد. یک قانون مقیاس قطعی برای آستانه (دامنه‌ی اختلالات) برخلاف عدد رینولدز برای گذار به آشفته‌گی پیشنهاد شد.

اشنایدر و همکاران [۷۴] در مطالعات عددی خود نشان دادند که در گذار، ساختار کلی (اصلی)^۶ میدان جریان ساده است و تحت سلطه دو رگه پرسرعت و یک جفت ورتیسیت قوی با جهت دورانی مخالف یکدیگر در خارج از مرکز هستند.

^۱ Break Down

^۲ Spikes

^۳ Temporal

^۴ Base Flow

^۵ Impulsive Perturbations

^۶ Global

۲-۳-۲ گذار به آشفتگی در جریان کانال

(۱) به دلیل سادگی در هندسه و شرایط مرزی، جریان آشفته تحت فشار بین دیواره‌های موازی (جریان کانال) وسیله‌ای عالی برای مطالعه‌ی آشفتگی محدود به دیواره است.

(۲) پیش‌بینی می‌شود که گذار به آشفتگی در جریان کانال پوآزی صفحه‌ای در عدد رینولدز ۵۷۷۲ بر اساس سرعت خط مرکزی و نیم ارتفاع کانال به وسیله‌ی اورسزگ [۷۵] از طریق حل عددی معادله‌ی اور-سامرفیلد رخ دهد. در حقیقت هر دو آزمایش‌ها و شبیه‌سازی عددی مستقیم^۱ نشان داده‌اند که گذار به احتمال زیاد در عدد رینولدز ۱۰۰۰ یا کمی بالاتر رخ می‌دهد که به آن گذار زیر بحرانی گفته می‌شود.

(۳) تولید لکه‌های آشفته و گسترش آن‌ها مهم‌ترین ویژگی‌های گذار هستند که هم به صورت تجربی و هم از نظر محاسباتی مورد مطالعه قرار گرفته‌اند (به عنوان مثال، کارلسون [۷۶]، شوماخر و اکهارت [۷۷]، لاگ‌ها [۷۸]). لکه‌های آشفته در ارتفاع کامل کانال توسعه می‌یابند. یک لکه ممکن است نزدیک به یکی از دیواره‌ها آغاز شود اما تحت تأثیر دیواره مقابل قرار گیرد و این به دلیل ماهیت جریان محدود شده در اعداد رینولدز نسبتاً پایین است و فقط با عدد رینولدز بالای ۸۰۰۰ توسط زانگ و کریست [۷۹] کشف شد که لکه‌های آشفته تولید شده و نزدیک به دیواره با اثر محدود از دیواره مقابل باقی می‌مانند.

(۴) اکثر مطالعات جریان‌های لوله و کانال برای اعداد رینولدز نسبتاً کوچک هستند و لکه‌های آشفته، کل سطح مقطع عرضی را در لوله پر می‌کنند یا توسط دو دیواره در مورد کانال صفحه‌ای^۲ محدود می‌شوند. گذار لایه‌مرزی در $Re_x = 10^6$ به دلیل امواج تولمن شلیختینگ رخ می‌دهد اما گذار مجدد ممکن است هنگامی که آشفتگی جریان آزاد بیشتر از یک درصد (گذار میانبهر) است در یک عدد رینولدز بسیار پایین‌تر رخ دهد.

^۱ Direct Numerical Simulation

^۲ Plane

(۵) اندازه‌گیری‌های کانال توسط شالتز فلک [۸۰] در عدد رینولدز $Re_\tau = 6000$ بسیار جالب است زیرا آن‌ها عدد رینولدز را شبیه‌سازی کرده‌اند.

(۶) در محدوده اعداد رینولدز مربوط به کاربردهای صنعتی، جریان‌های آشفته از مرتبه 10^3 بیشتر مورد توجه هستند [۸۱].

(۷) در محدوده اعداد رینولدز از مرتبه 10^3 ویژگی‌های آشفتگی محدود به دیواره مرتبط با اعداد رینولدز بالا برای اولین بار ظاهر می‌شوند [۸۲].

(۸) در مقاله میلیکان [۸۳] بیان شد که قانون لگاریتمی در سرعت متوسط از سال ۱۹۳۰، معروف‌ترین ویژگی آشفتگی محدود به دیواره با عدد رینولدز بالا است. ثابت فون کارمن در قانون لگاریتمی ظاهر می‌شود و همچنین یک پارامتر مهم برای کالیبراسیون مدل‌های آشفتگی است [۸۲، ۸۴]. این ثابت در گذشته جهانی بود اما نجیب و چوهان [۸۵] نشان دادند که می‌تواند در هندسه‌های مختلف جریان متفاوت باشد. علاوه بر این، جیمز و موزر [۸۶] دریافتند که جریان‌های کانال با Re_τ تا ۲۰۰۰ منطقه‌ای را نشان نمی‌دهند که پروفیل سرعت متوسط از قانون لگاریتمی کاملاً پیروی کند و نشان دادند که اصلاح عدد رینولدز محدود، مانند آنچه توسط افضل [۸۷] مشاهده شده با اطلاعاتی در این محدوده عدد رینولدز سازگارتر است.

(۹) میزونو و جیمز [۸۸] از اصلاح عدد رینولدز محدود متفاوتی برای نشان دادن منطقه همپوشانی در لایه‌های مرزی، کانال‌ها و لوله‌ها استفاده کردند.

(۱۰) تاوسند [۸۹] برای شدت‌های آشفته پیش‌بینی کرد که در جریان‌های با عدد رینولدز بالا، نواحی وجود دارد که واریانس مؤلفه‌های سرعت در راستای طولی و عرضی به صورت لگاریتمی با فاصله از دیواره کاهش می‌یابد و در مقالات دیگری مشاهده شد که در مقایسه با سرعت اصطکاک u_τ ، پیک واریانس سرعت در راستای جریان، وابستگی ضعیفی به عدد رینولدز دارد [۹۰، ۹۱].

۲-۴ توضیح ناپایداری

ناپایداری نیازمند آن است که یک نقطه عطف در پروفیل سرعت (که در اصل محل ایجاد ماکزیمم ورتیسیته است) وجود داشته باشد. اما در جریان‌های محصور به دیواره نظیر جریان لایه‌مرزی یا جریان عبوری از داخل کانال وضعیت بسیار متفاوت است. همان‌طور که می‌دانید پروفیل سرعت در جریان‌های محصور به دیواره معمولاً فاقد نقطه عطف است و در حالت غیر لزج این نوع پروفیل‌ها به صورت نامشروط پایدار می‌شوند و همچنین بر طبق نظریه پراندتل، ناپایداری این جریان‌ها، مستلزم وجود لزجت در جریان می‌باشد. تحلیل پایداری جریان‌های محصور به دیواره اندکی پیچیده‌تر از جریان‌های برشی آزاد است. از آنجا که پروفیل سرعت جریان در جریان‌های محصور به دیواره فاقد نقطه عطف می‌باشد، بنابراین ناپایداری تنها با وجود ویسکوزیته رخ می‌دهد و لذا بایستی یک عدد رینولدز مینیمم برای شروع ناپایداری جریان تعریف شود. این عدد رینولدز برای «لایه‌مرزی بلازیوس» دارای مقدار ۵۷۷۲ است که مقدار نسبتاً بزرگی محسوب می‌شود و در مقادیر فراتر از این رینولدز بحرانی، به واسطه تضعیف اثرات لزجت جریان، نرخ رشد ناپایداری لزج به مراتب کوچکتر از نرخ رشد ناپایداری‌های ایجاد شده توسط عوامل غیر لزج لایه‌های اختلاطی می‌باشد. به‌علاوه در مقادیر کوچکتر از این عدد رینولدز «زوال»^۱ مودهای با کمترین میزان پایداری بسیار کند است، بنابراین این مودها را می‌توان به عنوان عامل اصلی ناپایدارکننده جریان در نظر گرفت. در نهایت نتایج تجربی نشان داده‌اند که در جریان‌های محصور به دیواره و برخلاف تصور همگان گذار از حالت آرام به آشفتگی در اعداد رینولدز به مراتب کوچکتر از عدد رینولدز بحرانی رخ می‌دهد. اگرچه تئوری پایداری خطی نشان می‌دهد که جریان لایه‌مرزی در مقابل «اختلالات دو بعدی»^۲ پایدار می‌باشد، اما مودهای دارای کمترین پایداری (با مودهای دارای کندترین نرخ زوال) موجود در داخل لایه‌مرزی که اصطلاحاً امواج تولمین شلیختینگ (یا اصطلاحاً امواج TS) نامیده می‌شوند، شباهت زیادی به ورتکس‌های ایجاد

^۱ Decay

^۲ Two Dimensional Perturbations

شده توسط ناپایداری کلون-هلمهولتز دارند: بدین معنی که محل اصلی تمرکز ورتیسیتی در داخل جریان لایه مرزی می باشد. در اعداد رینولدز زیر مقدار رینولدز بحرانی، امواج T-S بخش عمده ای از جریان را اشغال نموده اند. این امواج (چنانچه به اندازه ی کافی قدرتمند باشند) ممکن است تحت ناپایداری های ثانویه دیگری (که بسیار شبیه ناپایداری های موجود در جریان برشی آزاد هستند) قرار گرفته و به واسطه حضور این ناپایداری ها و تحت تأثیر تاب خوردگی موجود در جریان تقویت شده، افزایش دامنه یابند و سپس کشیده شوند تا بتوانند در نهایت یک سری ورتکس های طولی ایجاد نمایند. به محض تشکیل این ورتکس های طولی، گذار به «حالت جریان آشفته توسعه یافته» به سرعت رخ می دهد. فرآیندهای اساسی دیگری که منجر به تکمیل فرآیند گذار می گردند در نواحی دور از دیواره رخ خواهند داد و این نحوه گذر از حالت آرام به آشفته، یک فرآیند کاملاً منظم و ساختار یافته است که در مراحل اولیه، ناپایداری باعث ایجاد ردیفی از ساختارهای ورتکسی شده، سپس یک ناپایداری ثانویه شکل های پیچیده تری از ورتکس ها را به وجود می آورد. البته ممکن است در این میان یک سری ناپایداری های ثالثی هم وجود داشته باشند، ولی در نهایت جریان در معرض یک سری ناپایداری های متنوع و همزمان قرار گرفته است که آن را مبدل به جریانی به ظاهر آشفته نموده است که در این صورت آن را جریان تماماً آشفته خواهیم نامید. این نوع پیشرفت منظم و مرحله به مرحله جریان از حالت آرام به حالت تماماً آشفته، یک تصور رایج از آشفتگی است که برای مدت زمان طولانی به عنوان ریشه آشفتگی یک جریان در میان محققین مورد قبول قرار گرفته است.

فرآیند گذار در لایه های مرزی سه بعدی به کمک استفاده از چندین مدل تجربی مورد مطالعه قرار گرفت. با مقایسه ی کلی مطالب، می توان اینطور اظهار کرد که جریان های موجود در لایه های مرزی سه بعدی را می توان به سه دسته ی کلی تقسیم نمود:

(۱) لایه مرزی تشکیل شده بر روی سطح یک جسم دوار

(۲) لایه مرزی تشکیل شده بر روی یک سطح دارای انحنا

(۳) لایه مرزی تشکیل شده بر روی سطوح اریب

به نظر می‌رسد که فرآیند گذار در شرایط فوق کاملاً متفاوت از یکدیگر می‌باشد. اما با مطالعه نتایج قبلی محققان به این نتیجه می‌رسیم که فرآیند گذار از سازگاری قابل توجهی در کلیه مدل‌ها برخوردار است؛ به نحوی که «ورتکس در راستای جریان»^۱ به عنوان ناپایداری اصلی و اولیه ظاهر شده و سپس مود وابسته به زمان ناپایداری به عنوان ناپایداری ثانویه ظاهر می‌گردد. پس از ظهور ناپایداری ثانویه، لایه مرزی به یک لایه مرزی تماماً آشفته تغییر فاز خواهد داد.

۲-۴-۱ مرحله ناپایداری اصلی (اولیه)

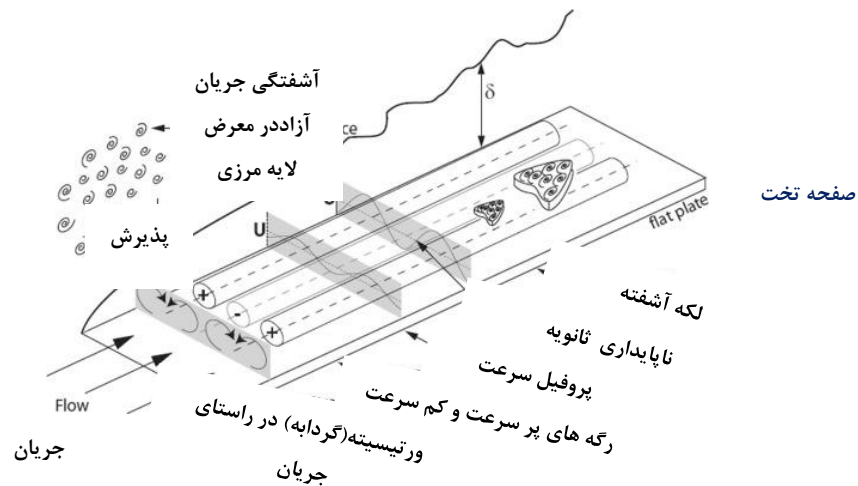
ساختار ورتکس‌گونه در راستای جریان به عنوان عامل اصلی (اولیه) ناپایداری جریان شناخته شده است. ورتکس‌ها ممکن است دارای چرخش هم جهت یا خلاف جهت یکدیگر باشند که این امر وابسته به جهت نیروی خارجی نسبت به سطح دیواره می‌باشد. حرکت ورتکس‌گونه ساختار ورتکسی در راستای یک جریان ساکن باعث تغییر شکل لایه مرزی یکنواخت دو بعدی به یک لایه مرزی با ساختار پیچیده و کاملاً آشفته سه بعدی می‌گردد. تجربه نشان داده شده است که در حالت دوران هم جهت ورتکس‌ها، تغییر شکل ساختار لایه مرزی تا حدی «متقارن»^۲ خواهد بود، اما در حالت دوران غیرهم جهت ورتکس‌ها، تغییر ساختار جریان تا حد زیادی غیرمقارن است که اصطلاحاً آن را ناپایداری جریان جانبی می‌نامند. در نتیجه شرایطی به شدت ناپایدار در مورد «ناپایداری‌های عطفی» و پروفیل‌های سرعت $U(z)$ و $V(y)$ شروع به ظاهر شدن خواهند کرد.

^۱ Streamwise Vortex

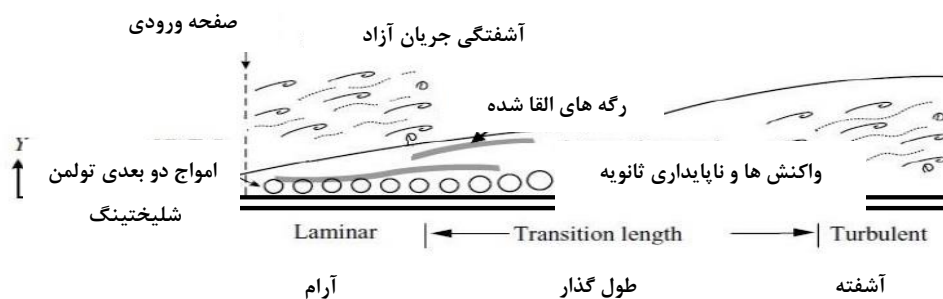
^۲ Symmetric

۲-۴-۲ مرحله ناپایداری ثانویه

در ورتکس‌های غیرهم‌جهت، یک مود سینوسی ناپایداری زمانی رخ می‌دهد که نقطه عطف پروفیل سرعت $U(z)$ ناپایدارتر از نقطه عطف در داخل پروفیل سرعت $V(y)$ باشد. مود واریکوسی نیز هنگامی رخ می‌دهد که نقطه عطف در پروفیل سرعت $U(y)$ ناپایدارتر از نقطه عطف در پروفیل سرعت $U(z)$ باشد. در مورد ساختارهای ورتکسی هم‌جهت، مود اصلی و اولیه‌ی وابسته به زمان و فرکانس پایین هنگامی رخ می‌دهد که نقطه عطف در پروفیل سرعت $U(z)$ ناپایدار شود، درحالی که مود ثانویه وابسته به زمان و فرکانس بالا هنگامی رخ می‌دهد که نقطه عطف در پروفیل سرعت $U(y)$ ناپایدار شود. علت این‌که نحوه ناپایداری ثانویه در هر دو نوع ساختار ورتکسی هم‌جهت و غیرهم‌جهت متفاوت از یکدیگر می‌باشد این است که یک مؤلفه سرعت جریان جانبی در ساختار ورتکس‌های هم‌جهت موجود است که حضور این مؤلفه مشابه در ساختار ورتکس‌های غیر هم‌جهت گزارش نشده است. دلیل دیگر این امر آن است که در ورتکس‌های هم‌جهت ارتفاع نقاط عطف مربوط به پروفیل‌های سرعت $U(y)$ ، $U(z)$ متفاوت از یکدیگر می‌باشد. در ورتکس‌های هم‌جهت، نقطه عطف در داخل پروفیل سرعت $U(z)$ در ارتفاع بسیار پایینی قرار دارد و همچنین اندازه سرعت در این راستا نسبتاً پایین است. اما از سوی دیگر و در مورد ورتکس‌های غیرهم‌جهت، ارتفاع نقاط عطف تقریباً یکسان است. البته نقطه عطف موجود در پروفیل سرعت $U(y)$ اندکی بالاتر از نقطه عطف موجود در پروفیل سرعت $U(z)$ است و از همین رو، فرکانس مود واریکوسی در این پروفیل سرعت بالاتر می‌باشد، اما اختلاف میان نقطه عطف در این دو پروفیل به بزرگی اختلاف موجود در ورتکس‌های هم‌جهت نمی‌باشد [۹۲].



شکل ۳-۲ نمایی از تشکیل ناپایداری ثانویه به صورت سه بعدی درون لایه مرزی [۹۳]



شکل ۴-۲ نمایی از واکنش‌های درون لایه مرزی [۹۴]

وگان و زکی [۹۵] دو سناریوی گذار را با مطالعه ناپایداری ثانویه لایه مرزی گرادیان فشار صفر ناشی از رگه‌های ناپایا با استفاده از آنالیز فلوکوئوت توضیح دادند که با شبیه‌سازی عددی مستقیم تکمیل شد. آن‌ها به دو حالت بسیار ناپایدار به عنوان حالت‌های داخلی و خارجی اشاره کردند و نشان دادند که سناریوهای ناپایداری ثانویه را می‌توان براساس دو گروه تقسیم کرد.

حالت داخلی مربوط به امواج TS است و هنگامی اهمیت دارد که با پذیرش در لبه پیشرو (اصلی) تحریک شود. این حالت به نوع ناپایداری بسته موجی مشاهده شده توسط ناگاراگان و همکاران [۹۶] و اوچینکوف و همکاران [۹۷] مرتبط بود. در حالت خارجی با تجزیه (شکست) رگه مشاهده شده در نزدیک لبه خارجی لایه دیواره در

شبهه‌سازی عددی مستقیم جاکویز و داربین [۵۸] و براندت و همکاران [۹۸] و لبه پیشرو تیز با مورد آشفته‌گی جریان آزاد متوسط از ناگارجان و همکاران [۹۶] مرتبط بود.

وگان و زکی [۹۵] نیز دامنه رگه بحرانی را برای دو نوع مکانیزم ناپایداری بیرونی گزارش دادند: مدهای متقارن در راستای عرضی (واریکوسی) و پادمتقارن (سینوسی). در مورد یک جریان پایه (اصلی) پایه، مقدار مورد نیاز مد واریکوسی بیشتر از مد سینوسی است و مد سینوسی اولین چیزی است که ناپایدار می‌شود. این با نتایج ردی و همکاران [۹۹]، شالتر و همکاران [۱۰۰]، کازلو و همکاران [۱۰۱]، الوفسون و همکاران [۱۰۲] مطابقت دارند که ناپایداری سینوسی حاکم بر نوسان رگه‌ها را مشاهده کردند. با این حال، در مورد جریان پایه (اصلی) ناپایا، تجزیه و تحلیل وگان و زکی [۹۵] ترکیبی از مدهای سینوسی و واریکوسی را نشان دادند. اولی ناشی از انحرافات در راستای عرضی جریان متوسط است و می‌توان آن را به صورت بصری به عنوان ساختارهای کم‌سرعت انتشار در راستای جریانی با موجی بودن در راستای عرضی پادمتقارن شناسایی کرد [۱۰۳]. از سوی دیگر، دومی ناشی از ناپایداری شبه کلون-هلمهولتز برای سرعت‌های عطفی عمود بر دیواره و با تولید ساختارهای چرخشی نعل‌اسبی شکل تکراری متقارن در راستای عرضی قابل شناسایی است که در راستای جریان انتشار می‌یابند (گزارش شده است که مد سینوسی که با سرعت بیشتری رشد می‌کند غالب است و ناپایداری رایج‌تری است [۹۸، ۱۰۰، ۱۰۲، ۱۰۴، ۱۰۵]. از سوی دیگر، مد واریکوسی به خاطر نرخ تقویت پایین‌تر آن پایدارتر به نظر می‌رسد. در مقاله آسای و همکاران [۱۰۶] گزارش شده است که رشد مد سینوسی منتج به تشکیل زنجیره‌ای از گردابه‌های شبه در راستای جریانی با گردابه‌ای از علائم متناوب شده است؛ درحالی‌که مد واریکوسی به گردابه‌های سنجاق‌سری ساخته شده از یک جفت گردابه‌های در راستای جریان با حالت چرخش خلاف یکدیگر تکامل می‌یابد. آندرسون و همکاران [۱۰۷]، بر مبنای آنالیز ناپایداری ثانویه رگه‌های لایه‌مرزی بهینه، گزارش دادند که دامنه رگه بحرانی برای تجزیه به آشفته‌گی ۲۶ درصد و ۳۷ درصد به ترتیب برای مدهای سینوسی و واریکوسی است. این مقادیر با بررسی محاسباتی برند و هنینگسون [۱۰۸] مورد تأیید مضاعف قرار گرفتند. در

حالت واگرا با پیش‌بینی‌های تئوریک، وگان و زکی [۹۵] و ماندال و همکاران [۱۰۹] دامنه رگه بحرانی 10%~ را گزارش کرده‌اند. با این حال، آرنال و همکاران [۱۱۰] نشان داده‌اند که دامنه‌های رگه‌ای در حد 5-7%~ برای تحریک گذار کفایت می‌کنند.

وستین و همکاران [۱۱۱] نشان دادند که رشد انرژی در راستای جریان در ساختارهای رگه‌ای نسبتی خطی با عدد رینولدز پایین‌دست جریان ($u_{max}'^2 \sim Re_x$) دارد. این بعدها با تحقیقات تجربی آندرسون و همکاران [۱۱۲]، ماتسوبارا و آلفردسون [۱۱۳] و فرانسون و همکاران [۱۱۴] تأیید شد. بر مبنای پیش‌بینی تئوریک و تأیید تجربی، آندرسون و همکاران [۱۱۲] رابطه‌ای را بین عدد رینولدز بحرانی گذار و آشفتگی جریان آزاد مطرح نمودند. این رابطه بعدها با تحقیقات تجربی فرانسون و همکاران [۱۱۴] تأیید شد. ناراسیما و همکاران [۱۱۵] یک رابطه قانون توان را بین عدد رینولدز منطقه گذار و عدد رینولدز بحرانی پیشنهاد دادند. فرانسون و همکاران [۱۱۴] سپس اینگونه استدلال کردند که وجود یک طول حداقلی در منطقه گذار وجود دارد و در نتیجه، یک رابطه خطی را پیشنهاد دادند.

۲-۵ مروری بر تاریخچه معادلات

۲-۵-۱ معادلات کلی

برای راه‌حل‌های عملی در مسائل مهندسی کاربردی، معادلات پیوستگی و ناویراستوکس جریان لوله گذار از نظر تحلیلی و عددی بسیار مشکل‌ساز است. بنابراین، استفاده از مدل‌های تقریبی ریاضی یک و دو بعدی اجتناب‌ناپذیر است. براون [۱۱۶] و دسوزا و اولدن برگر [۱۱۷] راه‌حلهایی را برای جریان گذار از جمله تأثیر متفاوت توزیع سرعت بر روی سطح مقطع عرضی را پیشنهاد دادند. کار آنها به جریان آرام محدود شده و از تمام اثرات غیرخطی صرف‌نظر کردند. زیلکه [۱۱۸] تأثیر اثرات پراکندگی لزج را در مدل یک‌بعدی جریان گذاری لوله وارد کرد، همچنین برای حل معادله ناویراستوکس برای جریان لوله کاملاً توسعه‌یافته تبدیل لاپلاس را به

کار برد و سپس عبارتی برای تنش‌برشی دیواره لحظه‌ای به عنوان یک انتگرال کانولوشن^۱ از تاریخچه شتاب جریان حجمی به‌دست آورد. روش زیلکه برای موارد جریان آرام گذرا اختصاص داده شده و مبتنی بر مبانی نظری صلب است. لیتیلر و لیوتئوسر [۱۱۹] ایجاد جریان پوآزی و نوسانات آرام لوله U شکل به روش تحلیلی و تجربی را مورد مطالعه قرار داده‌اند. براساس یافته‌های خود آن‌ها نتیجه گرفته‌اند که نه فرض ضریب اصطکاک ثابت در یک قانون مقاومت چهارگانه^۲ و نه جریان شبه‌پایا در روش جریان لوله آرام ناپایا در معرض شتاب قابل توجهی توجیه شده است. آکارد و لسپیراند [۱۲۰] توسعه و محدوده کاربردی چندین تقریب فشرده را به روش زیلکه تدوین و مورد مطالعه قرار دادند. واردی و هوانگ [۱۲۱] و واردی و براون [۱۲۲] از روش زیلکه برای تحلیل گذارهای سریع در هر دو جریان آرام و آشفته استفاده نمودند. راه‌حل‌های تحلیلی تقریبی توسعه داده شدند که منجر به ایجاد روابطی بین زوال^۳ تنش‌برشی دیواره بعد از تغییر سرعت ناگهانی شدند.

شای [۱۲۳] یک معادله تقریبی برای تنش‌برشی دیواره در جریان‌های آرام ناپایا درون لوله از نظر مقادیر لحظه‌ای مقطع سرعت متوسط و شتاب استخراج کرد. معادله پیشنهادی دقیقاً برای یک جریان پایای اولیه است که تحت شتاب ثابت یا کاهش شتاب قرار می‌گیرد. مزیت اصلی معادله تقریبی ساده که تنش‌برشی ناپایای دیواره را به صراحت برحسب سرعت متوسط شتاب لحظه‌ای بیان می‌کند، این است که شامل عبارات پیچیده‌ای نمی‌شود. (به عنوان مثال با زیلکه [۱۱۸] و راه‌حل‌های آکارد و لسپیراند [۱۲۰] مقایسه می‌شود). بنابراین برای کاربردهای گسترده‌تر مهندسی مناسب‌تر است. روابط جدید در جریان آرام یا موازی در کانال دلخواه ناپایا بین نرخ‌های جریان، گرادیان‌های فشار و اصطکاک دیواره توسط بررتون [۱۲۴] به‌دست آمد.

^۱ Convolution Integral

^۲ Quadratic Resistance

^۳ Decay

آدامکوفسکی و لواندوفسکی [۱۲۵] محاسبات مدل اصطکاک ناپایای انتخاب شده را به وسیله نتایج آزمایشات خود تجزیه و تحلیل کردند و مشخص شد که در جریان‌های آرام و در اعداد رینولدز پایین ($Re < 16000$) توافقات خوبی دارند. آن‌ها به این نتیجه رسیدند که لازم است ارزیابی مدل‌های اصطکاک ناپایا برای طیف گسترده‌تری از اعداد رینولدز را گسترش دهند. این موضوع به وضوح نشان می‌دهد که در اعداد رینولدز بالاتر به منظور اعتبارسنجی و توجیه مدل‌های موجود به‌دست آمده نیاز به داده‌های تجربی جدیدی است. مدل‌هایی که توسعه توزیع سرعت محوری را در جریان انتقالی شتابدار درون لوله توصیف می‌کنند توسط آینولا و همکاران [۱۲۶] و کوپل و آینولا [۱۲۶] داده شده است. مدل‌های یک بعدی براساس معادلات بی‌بعد ناویراستوکس برای تشریح توسعه سرعت محوری در شرایط اولیه متفاوت پیشنهاد شده‌اند. علاوه بر این، معیاری برای توصیف وابستگی بین گرادیان فشار بی‌بعد و زمان گذار بی‌بعد (زمانی که در آن گذار به آشفتگی صورت می‌گیرد) در جریان‌های ابتدا به ساکن^۱ پیشنهاد شده است. با استفاده از نتایج آزمایشگاهی از یکی از تحقیقات قبلی، کوپل و آینولا [۱۲۶] نشان دادند که لگاریتم‌های زمان گذار، سرعت‌های متوسط و اصطکاک، توابع خطی لگاریتم گرادیان فشار هستند. توابع خطی مشابهی را می‌توان از لحاظ نظری، براساس آشفتگی که از طریق لایه‌مرزی ناپایا در سرعت اصطکاک گسترش می‌یابد، به‌دست آورد. فاصله زمانی مختلف که اجازه می‌دهد آشفتگی از طریق لایه‌مرزی ناپایا پراکنده شود، تفاوت‌های تأخیر در زمان گذار را تعیین می‌کند. یک مدل دو بعدی که فرآیندهای انتقالی در لوله‌ها را برای سیالات تراکم‌پذیر توصیف می‌کند توسط آینولا و همکاران [۱۲۶] داده شده است. یک مدل متلاشی‌کننده بر مبنای معادلات ناویراستوکس با استفاده از اصل تغییرات حل شد. تحت شرایط اولیه خاص، محاسبات عددی با استفاده از روش تفاضل محدود انجام شد. نتایج مدل شده با یافته‌های تجربی مقایسه شدند و دریافتند که در توافقات خوبی هستند.

^۱ Start Up

مدل‌های موجود جریان لوله گذرا با این فرض استخراج می‌شوند که هیچ ورتسسته‌ای از نوع حلزونی پدیدار نمی‌شوند (یعنی جریان در طول پدیده گذار پایدار و متقارن محوری باقی می‌ماند). در آزمایشات نتایج مشابهی به دست آمده است (به عنوان مثال داس و آراکری [۱۲۷]) و آثار نظری نشان می‌دهند که ناپایداری‌های جریان، به شکل ورتسسته‌های حلزونی، می‌توانند در جریان‌های گذرا توسعه پیدا کنند.

۲-۵-۲ معادلات RANS

پیش‌بینی‌های دقیق آشفستگی و تنش‌برشی دیواره با استفاده از شبیه‌سازی عددی مستقیم یا شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، به علت الزامات محاسباتی قابل توجه چنین تکنیک‌هایی، همیشه در کاربردهای مهندسی امکان‌پذیر نیستند. مدل‌های RANS عموماً توسط طرح مدل‌سازی، یعنی کمیت‌های معادلات مورد استفاده برای مدل‌سازی آشفستگی طبقه‌بندی می‌شوند. ساده‌سازی مثال‌های چنین مدل‌هایی عبارت است از مدل طول ترکیبی صفر معادله‌ای پراندتل [۱۲۸]، مدل‌های تک‌معادله‌ای پراندتل [۱۲۹] و اسپارات آلماراس [۸۴] و مدل‌های دومعادله‌ای $k-\varepsilon$ و $k-\omega$. اگرچه محققان انواع بسیار متفاوتی از مدل‌های دومعادله‌ای را پیشنهاد داده‌اند، ولی بیشتر فرمولاسیون‌ها اصلاحات مدل $k-\varepsilon$ اصلی جونز و لندر [۱۳۰] و مدل $k-\omega$ ویلوکس [۱۳۱] هستند. دیگر فرمولاسیون‌های قابل توجه عبارتند از مدل تنش رینولدز لندر و همکاران [۱۳۲] و اسپریال و همکاران [۱۳۳] و مدل $k-\varepsilon-v^2$ دوربین [۱۳۴]، مدل v^2f پارنیکس و همکاران [۱۳۵] و مدل انتقال $\gamma-Re\theta$ لانگری و منتر [۱۳۶]. یکی از ارزیابی‌های اولیه مدل‌های RANS توسط سرکار و سو [۱۳۷] گزارش شد. این مؤلفان عملکرد ده فرمولاسیون دومعادله‌ای را در برابر DNS و داده‌های تجربی برای جریان کوئت، جریان کانال، جریان لایه‌مرزی و جریان بر روی پله در حالت گام به عقب مقایسه کردند. این مؤلفان گزارش کردند که مدل‌هایی که به درستی رفتار غیرمجانبی انرژی جنبشی آشفستگی (k) و نرخ انتشار (ε) بسیار نزدیک به دیواره را تولید کردند بسیار در پیش‌بینی قابلیت‌های جریان کلی بهتر عمل کردند.

مطالعات مقایسه‌ای دیگر برای جریان‌های لایه‌مرزی توسط پاتل و همکاران [۱۳۸] گزارش شدند؛ برای جریان‌های حفره جابه‌جایی طبیعی توسط بتس و دافالا [۱۳۹] و برای جریان‌های لوله آشفته کاملاً توسعه‌یافته توسط هرنیا و همکاران [۱۴۰، ۱۴۱] و ثکره و جوشی [۱۴۲، ۱۴۳] و برای جریان‌های جابه‌جایی مختلط توسط کیم و همکاران [۱۴۴] گزارش شدند. گزارش شده است که فرمولاسیون‌های دومعادله‌ای لاندرو و شارما [۵۵] و یانگ و شیه [۱۴۵] و چینن [۱۴۶] و ام یانگ و کاساگی [۱۴۷] و ویلکوکس [۱۳۱] معمولاً بهتر از مدل‌های دیگر عمل کردند.

مطالعات مربوط به جریان‌های آشفته ناپایا همچون اسکاتی و پیوملی [۲۶] برای جریان‌های کانال پالسی و خالقی و همکاران [۱۴۸] برای جریان‌های شتاب‌دار در لوله گزارش کردند که مدل $k-\varepsilon-v^2$ عملکردی بهتر از فرمولاسیون‌های دومعادله‌ای دیگر داشته است. اخیراً، گرجی و همکاران [۱۴۹] یک مطالعه مقایسه‌ای را برای شتاب‌دهی جریان‌های کانال آشفته ارائه کردند و به این جمع‌بندی رسیدند که فرمولاسیون‌های $k-\varepsilon$ لاندرو و شارما [۵۵] و مدل $\gamma-Re\theta$ لانگتری و منتر [۱۳۶] به طور مداوم نتایج بهتری را در مقایسه با دو فرمولاسیون‌های دو و چهارمعادله‌ای دیگر تولید کردند. این محققان به این نتیجه رسیدند که تأخیر در پاسخ تنش رینولدز و جدایش^۱ آن از پاسخ انرژی جنبشی مهم‌ترین ویژگی‌هایی هستند که این مدل باید آن را به حساب آورد. مدل $k-\varepsilon$ ناشی از مدل لاندرو و شارما، اگرچه در ابتدا برای جریان‌های چرخشی پیشنهاد شده ولی برای چندین نوع از جریان‌های آشفته به شکلی معقولانه‌ای خوب پیش‌بینی می‌شد. با این حال، برخی از محققان که از حل‌کننده‌های دینامیک سیالات محاسباتی تجاری استفاده کرده‌اند عملکرد ضعیف و ناهمخوان این مدل را در مقایسه با فرمولاسیون‌های دیگر گزارش کرده‌اند [۱۵۰-۱۵۳].

^۱ Decoupling

فصل سوم: معادلات حاکم

در فصل قبل به بررسی پژوهش‌های انجام شده در مورد گذار به آشفته‌گی در کانال و لوله پرداخته شد. در این بخش به دلیل اینکه جریان آشفته به صورت متوسط در نظر گرفته می‌شود، تمام نکات لازم در روش‌های متوسط‌گیری بیان شده است و پس از آن به تشریح معادلات ناویراستوکس در حالت پایا و ناپایا پرداخته می‌شود و در ادامه تشریح مدل‌های مورد مطالعه در این شبیه‌سازی مطرح می‌شود.

۳-۱ مقدمه

از معادلات ناویراستوکس برای توصیف حرکت سیالات لزج استفاده می‌شود، همچنین شبیه‌سازی عددی برای استفاده برای مطالعات آشفته‌گی بیان گردید. مسأله عمده در محاسبات مسأله پیش‌رو این است که راه‌حل‌های تحلیلی برای این معادلات غیرخطی فقط برای تعداد بسیار معدودی از مسائل وجود دارد. از این‌رو، تکنیک‌های عددی مختلفی به منظور دستیابی به یک راه‌حل تقریبی بکارگرفته می‌شوند. تکنیک‌های عددی را به شکلی گسترده می‌توان به سه گروه رویکرد ناویراستوکس متوسط‌گیری‌شده رینولدز، رویکرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و رویکرد شبیه‌سازی عددی مستقیم طبقه‌بندی کرد.

۳-۲ معادلات ناویراستوکس تراکم‌ناپذیر در دینامیک سیالات

محاسباتی

معادلات حرکت سیال همگن، بدون وجود واکنش شیمیایی و انتشار جرم براساس سه قانون تعادل فیزیکی استوار هستند. در صورتی که سیال شامل اجزای شیمیایی مختلف باشد یا در آن پخش جرمی و یا واکنش شیمیایی وجود داشته باشد، از قوانین بقای دیگری مثلاً قانون بقای اجزا هم باید استفاده کرد. در بیشتر کاربردهای مهندسی، مقدار متوسط کمیت قابل اندازه‌گیری در جریان سیال مورد نظر است از فرض پیوستگی توزیع مواد استفاده می‌کنیم. این فرض محیط‌های پیوسته نامیده می‌شود و تا زمانی که کوچک‌ترین بعد فیزیکی،

بسیار بزرگتر از فاصله آزاد مولکول‌ها باشد، این فرض درست است. معادله‌های حرکت سیال در شکل دیفرانسیلی با توجه به قوانین زیر استخراج می‌شوند:

۱- بقای جرم (پیوستگی)

۲- بقای مومنتوم خطی (قانون دوم نیوتون)

۳- بقای انرژی (قانون اول ترمودینامیک)

دستگاه معادلات به دست آمده را معادلات ناویراستوکس می‌نامند. در کاربردهایی که در آن‌ها جرم مخصوص در سرتاسر قلمرو یکنواخت باقی می‌ماند، فرض جریان تراکم‌ناپذیر را به کار می‌بریم. بنابراین در یک جریان تراکم‌ناپذیر، جرم مخصوص ثابت است و دیگر به عنوان مجهول در نظر گرفته نمی‌شود. علاوه بر این، تغییرات ضریب لزجت ناچیز است و آن را نیز ثابت فرض می‌کنیم و معادلات ناویراستوکس تراکم‌ناپذیر را از معادلات ناویراستوکس در حالت حدی $M \rightarrow 0$ ($a \rightarrow \infty$) می‌توان به دست آورد.

۳-۲-۱ نکات اساسی در مورد معادلات ناویراستوکس تراکم‌ناپذیر

معادلات ناویر-استوکس مدل ریاضی حاکم بر حرکات، جریانات و دینامیک سیالات را تشکیل می‌دهد.

(۱) معادله انرژی از دستگاه معادلاتی که شامل معادلات پیوستگی و مومنتوم است، جداست. بنابراین نخست میدان‌های سرعت، فشار محاسبه می‌شوند و در صورت نیاز معادله انرژی برای پیدا کردن توزیع دما، حل می‌شود.

(۲) به علت کاهش تعداد مجهول‌ها در داخل قلمرو، ذخیره‌سازی و حافظه‌ی کامپیوتر کاهش می‌یابد.

(۳) بسته به نوع فرمول‌بندی انتخابی، روش عددی خاصی را باید اختیار کرد که تداخل سرعت و فشار را ایجاد کند.

(۴) استفاده از معادلات ناویراستوکس برای حل میدان‌های تراکم‌ناپذیر از نظر محاسباتی بهینه نیست. علاوه بر این مسأله فضای ذخیره‌سازی و مقدار حافظه، به علت شرایط پایداری روش‌های عددی، زمان محاسبه نیز بسیار زیاد می‌شود. مثلاً در بیشتر روش‌ها، گام زمانی با عدد کورانت محدود می‌شود. محدودیت نمونه‌ای در مورد بیشتر روش‌های صریح برای معادلات ناویراستوکس و یا اویلر در فضای محاسباتی به کار می‌رود، به صورت زیر است:

$$(CFL)_\eta = (\lambda_\eta)_{max} \frac{\Delta\tau}{\Delta x} < 1 \quad (1-3)$$

$$\Delta\tau < \frac{\Delta\eta}{(\lambda_\eta)_{max}} \quad (\lambda_\eta)_{max} = \eta_x u + \eta_y v + a \sqrt{\eta_x^2 + \eta_y^2} \quad (2-3)$$

در فرمول بالا a سرعت صوت می‌باشد وقتی a به سمت ∞ میل می‌کند (مانند جریان تراکم‌ناپذیری) نسبت $\frac{\Delta\eta}{(\lambda_\eta)_{max}}$ به سمت صفر می‌رود و بنابراین گام زمانی بسیار کوچکی مورد نیاز است و برای رسیدن به جواب حالت دائم (پایا)، به زمان محاسبه زیادی نیاز خواهیم داشت. پس برای حل بهینه معادلات تراکم‌ناپذیر، استفاده از شکل مناسبی از معادلات ناویراستوکس لازم است.

(۵) به طور کلی معادلات حاکم بر جریان تراکم‌ناپذیر، بسته به نوع متغیر وابسته، با دو فرمول‌بندی مختلف ارائه می‌شوند. فرمول‌بندی نخست برحسب متغیرهای اولیه فشار و سرعت است. دومین نوع فرمول‌بندی که آن را معادلات ورتیسیتی و تابع جریان می‌گویند از معادلات ناویراستوکس و همچنین تعریف ورتیسیتی و تابع جریان به دست می‌آید. این فرمول‌بندی در ابتدا برای مسائل دو بعدی به کار برده شده است، علت آن این است که تابع جریان برای جریان‌های دو بعدی (صفحه‌ای یا تقارن محوری) وجود دارد. گفتنی است که در جریان‌های سه‌بعدی می‌توان با استفاده از پتانسیل برداری، روش تابع جریان را به کار برد.

۳-۳ معادلات حاکم بر جریان سیال

۳-۳-۱ انواع روش‌های متوسط‌گیری

در جدول زیر به طور خلاصه سه روش متوسط‌گیری همراه با تعاریف آن‌ها بیان شده‌اند:

جدول ۳-۱ انواع روش‌های متوسط‌گیری

نوع	توضیحات
متوسط‌گیری مجموعه‌ای	عمومی‌ترین شکل متوسط‌گیری است و مبنای آن براساس متوسط‌گیری از نتایج حاصل از N آزمایش مشابه به‌دست آمده است.
متوسط‌گیری مکانی	برای آشفتگی همگن مناسب می‌باشد، جریان آشفتۀ‌ای که در حالت متوسط، در تمام جهات فضایی یکنواخت می‌باشد.
متوسط‌گیری زمانی	برای آشفتگی ایستا (حالت پایا) مناسب می‌باشد: یعنی برای یک جریان آشفتۀ‌ی که در آن جریان در حالت متوسط نسبت به زمان تغییر نمی‌نماید.

۳-۳-۲ متوسط‌گیری مجموعه‌ای

در آزمایشگاه‌های تجربی، عمومی‌ترین شکل متوسط‌گیری که دارای حداقل محدودیت هم می‌باشد، متوسط‌گیری مجموعه‌ای است. به عنوان مثال، چنانچه تعداد N آزمایش را با شرایط مرزی و اولیه ماکروسکوپی یکسان مورد لحاظ قرار دهیم و در هر آزمایش (مثلاً آزمایش شماره k) مقدار $\phi(\bar{x}, t)$ را به صورت $\phi^{(k)}(x, t)$ نشان داده و مقدار متوسط مجموعه‌ای را با $\bar{\phi}^{(E)}$ نمایش دهیم. خواهیم دید که:

$$\bar{\phi} = \bar{\phi}^{(E)} \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \phi^{(k)}(x, t) \quad (3-3)$$

متوسط مجموعه‌ای یک پارامتر در واقع متوسط آن پارامتر در طی تمام آزمایش‌ها در همان نقطه مشخص و در همان زمان مشخص است. در یک جریان حالت پایا، اندازه متوسط زمانی و اندازه متوسط مجموعه‌ای با یکدیگر برابر می‌باشند و این عبارت مبتنی بر نظریه‌ی ارگودیک است.

$$\bar{\phi}^{(T)} = \bar{\phi}^{(E)} \quad (4-3)$$

برای یک جریان آشفته همگن هم می‌توان فرض کرد که متوسط‌گیری مکانی یک کمیت با متوسط‌گیری مجموعه‌ای همان کمیت برابر می‌باشد.

$$\overline{\phi}^{(V)} = \overline{\phi}^{(E)} \quad (5-3)$$

برای جریان آشفته‌ای که به طور همزمان «ایستا» و «همگن» است. می‌توان فرض نمود که سه روش متوسط‌گیری به یک جواب یکتا و یکسان خواهند رسید.

۳-۳-۳ متوسط‌گیری مکانی

برای آشفتگی همگن مناسب است؛ در آشفتگی همگن (در حالت متوسط) در تمام جهات فضایی با نوعی یکنواختی مواجه می‌باشیم. در این روش، متوسط‌گیری مورد نظر با انتگرال‌گیری حجمی بر روی تمام راستاهای فضایی حاصل می‌گردد.

$$\overline{\phi} = \overline{\phi}^{(V)} = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int_V \phi(x, t) dx^3 \quad (6-3)$$

استفاده از متوسط‌گیری مکانی هنگامی مناسب است که مقیاس ساختارهای آشفتگی در مقایسه با نوسانات جریان آشفته بسیار کوچک باشد (که البته این موضوع در جریان‌های آشفته به ندرت رخ می‌دهد).

۳-۳-۴ متوسط‌گیری رینولدز [۹۲]

یکی از بهترین روش‌ها در شبیه‌سازی دینامیک ادی‌های وابسته به زمان، استفاده از مدل‌سازی متوسط‌گیری رینولدز می‌باشد که در آن از یک روش متوسط‌گیری مناسب آماری (که در اغلب موارد متوسط‌گیری زمانی می‌باشد) و اعمال آن بر روی معادلات ناویراستوکس استفاده می‌شود. از آنجا که معادلات ناویراستوکس معادلاتی غیر خطی می‌باشند، در فرم متوسط‌گیری شده معادلات ناویراستوکس جملاتی هستند که در جریان حالت پایا و آرام مشاهده نمی‌شوند و این جملات، جمله‌های تانسور تنش رینولدز نامیده می‌شوند و در اصل بیانگر نرخ‌های

اضافی انتقالی مومنتوم (یا انتقال انرژی یا انتقال غلظت اجزا یا انتقال هر کمیت فیزیکی دیگر) در اثر بروز آشفته‌گی در داخل میدان جریان می‌باشند.

۳-۵ مزایای استفاده از روش‌های آماری (متوسط‌گیری) مناسب

در حل مسائل جریان آشفته دیگر نیازی به اینکه «طیف کامل اندازه‌ادی‌ها» تحت سیطره محاسباتی قرار گیرد نمی‌باشد و یا به عبارت دیگر نیازی به استفاده از المان‌های فوق‌العاده ریز و متراکم نمی‌باشد. در حل مسائل جریان آشفته دیگر نیازی به تعیین جزئیات بسیار ریز و دقیق شرایط اولیه و شرایط مرزی (مثلاً توزیع جزئی‌ترین جزئیات مربوط به اندازه‌ی زبری دیواره و یا اغتشاشات جریان بالادستی و غیره) نمی‌باشد. در تحلیل جریان‌های آشفته‌ای که میدان سرعت متوسط یک بعدی یا دوبعدی دارند، دیگر نیازی به حل سه‌بعدی مسأله نمی‌باشد (هر چند که آشفته‌گی ذاتاً پدیده‌ای کاملاً سه‌بعدی است).

متوسط‌گیری زمانی مناسب برای حالت آشفته‌گی «ایستا» یا آشفته‌گی حالت پایا می‌باشد. این روش بیشتر برای جریان‌های آشفته‌ای که در آن خصوصیات فیزیک جریان در حالت متوسط خود نسبت به زمان تغییر نمی‌کنند مناسب می‌باشد. درواقع منظور جریانی است که در آن اندازه سرعت متوسط نسبت به زمان تغییری از خود نشان نمی‌دهد.

$$\bar{\phi} = \bar{\phi}^{(T)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \phi(x, t) dt \quad (7-3)$$

اکثر مسائل مهندسی با آشفته‌گی غیرهمگن و آشفته‌گی از نوع پایا رو به رو می‌باشند. لذا متوسط‌گیری زمانی مناسب‌ترین روش و شاید رایج‌ترین روش متوسط‌گیری در میان روش‌های متوسط‌گیری رینولدز می‌باشد.

$$u_i(\vec{x}, t) = U_i(\vec{x}) + u'_i(x, t) \quad (8-3)$$

$$U_i(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_t^{t+T} u_i(\vec{x}, t) dt \quad (9-3)$$

برای یک جریان پایا، مقدار متوسط زمانی سرعت متوسط برابر مقدار سرعت متوسط خواهد شد:

$$\overline{U}_i(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} U_i(\vec{x}) dt = U_i(\vec{x}) \quad (10-3)$$

$$\overline{u'_i(x)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} [u_i(\vec{x}, t) - U_i(\vec{x})] dt = U_i(\vec{x}) - \overline{U_i(\vec{x})} = 0 \quad (11-3)$$

که در آن علامت-¹ نشان دهنده متوسط زمانی می باشد. متوسط زمانی بخش نوسانی سرعت صفر است و به همین ترتیب متوسط زمانی بخش نوسانی هر کدام از کمیت های فیزیکی هم لزوماً برابر صفر می باشند. لیکن این حقیقت به معنای این نیست که متوسط زمانی (یا متوسط مجموعه ای) حاصل ضرب متغیرهای نوسانی همانند $\overline{p'u'_i}$ یا $\overline{u'_i u'_j}$ هم لزوماً برابر صفر هستند. در واقع ذات مدل سازی آشفتگی چیزی جز بررسی رفتار و اثرات همین متوسط های زمانی اعمال شده بر روی حاصل ضرب های کمیت های نوسانی نیست.

در طی فرآیند متوسط گیری نوسانی، زمان T باید به نحوی انتخاب گردد که در مقایسه با ماکزیمم دوره نوسانات فیزیکی موجود در میدان سرعت آشفته (با مقدار T_1) بسیار بزرگ باشد.

به عبارت بهتر، به جای آن که حد $T \rightarrow \infty$ انتخاب گردد مقدار T می تواند در معادله ۳-۹ با $T_1 \gg T$ جایگزین شود. در مدل سازی آشفتگی با استفاده از روش متوسط گیری رینولدز، به هیچ عنوان اجازه استفاده از ساختار و اثرات حرکات سه بعدی دائمی تعویض شونده و به شدت نوسانی به داخل محاسبات عددی داده نمی شود و همین امر، علی رغم بروز برخی خطاهای مفهومی مانع از بروز برخی پیچیدگی های محاسباتی خواهد شد.

۳-۶ مسأله بستگی^۲

در مسأله بستگی باید آنقدر معادلات مستقل جدید به معادلات مستقل قبلی اضافه شود تا تعداد معادلات مستقل موجود برابر تعداد مجهولات معرفی شده تا آن مرحله گردد، یا به عبارت بهتر (در نهایت دستگاه

^۱ Over-Bar

^۲ The Closure Problem

معادلات بسته شود) و چنانچه تساوی برای طرفین معادلات لحظه‌ای برقرار باشد، این تساوی برای متوسط زمانی به عمل آمده بر روی طرفین آن معادلات (برای دامنه مشخصی از زمان) نیز برقرار خواهد بود.

۳-۶-۱ متوسط زمانی لزجت گردابی [۱۵۴]

در جریان آرام حرکتی داریم که از دیدگاه ماکروسکوپیک به صورت یک جریان منظم دیده می‌شود. حرکات مولکولی تصادفی در این جریان مشابه حرکات تصادفی ماکروسکوپیک توده‌های سیال در جریان آشفته است. یعنی در جریان آرام می‌توانیم تصور کنیم که حرکت منظمی از مولکول‌ها داریم که به آن حرکت تصادفی اضافه شده است. در نتیجه این نوسانات، یک مولکول می‌تواند از یک منطقه جریان که از نظر ماکروسکوپیک پرسرعت است به داخل یک منطقه جریان که از نظر ماکروسکوپیک کم‌سرعت است رانده شود. با برخورد های مولکولی، تبادل مومنتوم صورت می‌گیرد و حرکت مولکول‌های سریع، کند می‌شود درحالی که حرکت مولکول‌های کم‌سرعت، تند می‌شوند. به طرز مشابهی مولکول‌هایی که از منطقه کم‌سرعت به منطقه پرسرعت رانده می‌شود، باعث کند شدن جریان در منطقه سریع می‌گردند. ملاحظه می‌کنید که این حرکت تصادفی مولکول‌ها نسبت به الگوی منظم در جریان باعث ایجاد تمایلی در جهت یکنواخت شدن پروفیل سرعت کلی می‌شود. این کنش و اثرات برخورد مولکولی، کنش‌های میکروسکوپیک هستند که از نظر ماکروسکوپیک به صورت تنش برشی نمود می‌یابند. به علاوه رابطه بین تنش برشی و میدان سرعت موجب می‌شود که خاصیت لزجت سیال مطرح گردد. در جریان آشفته توده‌های ماکروسکوپیک سیال را داریم که دارای یک سرعت نوسانی تصادفی افزوده شده بر جریان متوسط زمانی منظم هستند. بنابراین بین کنش مولکولی و کنش درمی‌المان‌های سیال در جریان‌های آشفته شباهتی وجود دارد. در نوع اول (آرام)، کنش میکروسکوپیک مولکولی‌ها باعث ایجاد تنش‌های ماکروسکوپیک و مطرح شدن لزجت می‌شوند. نوع دوم (آشفته) را می‌توانیم یک کنش ماکروسکوپیک در نظر بگیریم که خود را به صورت تأثیری که یک مرتبه از اثر ماکروسکوپیک کلی‌تر است، متظاهر می‌کند و این تأثیر همان جریان متوسط زمانی است که ما آن را تنش ظاهری می‌نامیم و بنابراین مفهوم تنش ظاهری، مفهومی ساختگی نیست، به علاوه

می‌توان تنش ظاهری را با میدان سرعت متوسط ارتباط داد. در انجام این کار یک خاصیت متوسط زمانی همانند خاصیت ماکروسکوپیک لزجت ارائه می‌شود. این خاصیت متوسط زمانی لزجت گردابی^۱ نامیده می‌شود. واضح است که اگر تنش‌های ظاهری بتوانند از طریق لزجت گردابی به میدان‌های سرعت متوسط مرتبط شوند، تعداد مجهولات معادلات ناویراستوکس کاهش می‌یابند.

۳-۶-۲ فرم متوسط‌گیری شده معادله پیوستگی حاکم بر جریان آشفته

معادله پیوستگی حاکم بر جریان آشفته در فرم متوسط‌گیری در معادله ۳-۱۲ مشخص شده است.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \rightarrow \overline{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i)} = 0 \quad (۱۲-۳)$$

شکل مشابهی از این معادله هم برای مقادیر لحظه‌ای جریان آشفته برقرار می‌باشد. جایگذاری کمیت‌های لحظه‌ای با مجموعه مقادیر متوسط زمانی و مقادیر نوسانی آن‌ها به صورت $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ و $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ می‌باشد.

$$\overline{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i)} = 0 \rightarrow \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho' u_i'}) = 0 \quad (۱۳-۳)$$

از آنجا که برای یک جریان تراکم‌ناپذیر، اندازه چگالی جریان در تمامی لحظات و در تمامی نقاط میدان جریان ثابت می‌باشد، بنابراین هیچ نوسانی برای اندازه‌گیری چگالی چنین جریانی قابل تصور نیست و فرض بر این است که $\rho' = 0$ می‌باشد. بنابراین در یک جریان تراکم‌ناپذیر مقدار چگالی لحظه‌ای برابر مقدار چگالی متوسط است.

$$\rho = \bar{\rho} = \text{const} \quad (۱۴-۳)$$

فرم متوسط معادله پیوستگی یا همان معادله بقای جرم حاکم بر یک جریان تراکم‌ناپذیر در معادله ۳-۱۵ آورده شده است.

^۱ Average Time Vortex Viscosity

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} [\overline{(\rho' u_i')}] = 0 \Rightarrow \boxed{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0} \quad (۱۵-۳)$$

۳-۶-۳ فرم متوسط‌گیری شده معادله مومنتوم حاکم بر یک جریان آشفته

فرم تانسوری معادلات مومنتوم برای جریان تراکم‌ناپذیر و با لزجت ثابت در معادله ۱۶-۳ آورده شده است

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \beta_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (۱۶-۳)$$

این معادله به صورت لحظه‌ای هم برای یک جریان آرام و هم برای جریان آشفته معتبر است. اما برای یک جریان آشفته، متغیرهای وابسته‌ای نظیر سرعت و فشار تماماً وابسته به زمان هستند. با جایگذاری * در معادله ۱۶-۳ به معادله زیر خواهیم رسید:

$$\begin{aligned} u_i &= \bar{u}_i + u_i' \\ \rho &= \bar{\rho} + \rho' \end{aligned} \rightarrow \rho \left(\frac{\partial (\bar{u}_i + u_i')}{\partial t} + (\bar{u}_j + u_j') \frac{\partial (\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_j} \right) = \beta_i - \frac{\partial (\bar{P} + P')}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 (\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_j \partial x_j} \quad (۱۷-۳)$$

*

با اندکی ساده سازی معادله ۱۷-۳ و اعمال متوسط‌گیری زمانی بر طرفین معادله به معادله ۱۸-۳ خواهیم رسید:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \right) = \bar{\beta}_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (۱۸-۳)$$

چون در یک جریان تراکم‌ناپذیر، اندازه تغییرات چگالی سیال (چه تغییر نسبت به زمان و چه تغییر نسبت به مکان) قاعدتاً صفر است و متوسط زمانی هم برابر صفر است.

$$\frac{\partial u_j'}{\partial x_j} = 0 \Rightarrow u_i' \frac{\partial u_j'}{\partial x_j} = 0 \Rightarrow \overline{u_i' \frac{\partial u_j'}{\partial x_j}} = 0 \quad (۱۹-۳)$$

با توجه به معادله $\overline{u_i' \frac{\partial u_j'}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i' u_j'}$ و اضافه و کم کردن ترم $\overline{u_i' \partial u_j' / \partial x_j}$ ، معادله مومنتوم برای جریان آشفته به صورت معادله ۲۰-۳ بیان می‌شود:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = \bar{\beta}_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) \quad (۲۰-۳)$$

فرم ساده شده معادله ۲۰-۳ در معادله ۲۱-۳ آورده شده است.

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial t} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (۲۱-۳)$$

ترم $\overline{u'_i u'_j}$ بیانگر متوسط مربعات یا متوسط حاصل ضرب کمیت‌های نوسانی سرعت می‌باشد. جمله $R_{ij} \equiv \overline{u'_i u'_j}$ را اصطلاحاً تانسور تنش آشفتگی بر واحد جرم^۱ یا تانسور تنش رینولدز بر واحد جرم^۲ می‌نامند. تنها تفاوت موجود میان معادلات حاکم بر یک جریان آرام با معادلات متوسط‌گیری شده حاکم بر یک جریان آشفته، حضور همین ترم تانسور تنش رینولدز است. این جمله از لحاظ فیزیکی یک تنش نیست بلکه بیانگر تبادل افزایش یافته اینرسی (مومنتوم) تحت تأثیر آشفتگی جریان است. نکته جالب اینست که جمع مؤلفه‌های قطری تانسور تنش رینولدز دقیقاً دو برابر اندازه انرژی جنبشی آشفتگی متوسط‌گیری شده در واحد جرم سیال $R_{ii} \equiv \overline{u'_i u'_i} = 2k$ می‌باشد. انرژی جنبشی آشفتگی^۳ نیز با $TKE \equiv \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ مشخص می‌شود.

$$R_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{u'w'} \\ -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{v'^2} & -\rho \overline{v'w'} \\ -\rho \overline{u'w'} & -\rho \overline{v'w'} & -\rho \overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (۲۲-۳)$$

برای سالیان متمادی، فرم متوسط‌گیری شده معادلات ناویراستوکس اصطلاحاً معادلات رینولدز^۴ نامیده می‌شود و امروزه این معادلات را اصطلاحاً معادلات متوسط‌گیری شده رینولدز ناویراستوکس یا اصطلاحاً معادلات RANS می‌نامند تا با معادلات وابسته به زمان و لحظه‌ای ناویراستوکس اشتباه گرفته نشوند. در به‌دست آوردن معادلات رینولدز ناویراستوکس همیشه استفاده از متوسط‌گیری مجموعه‌ای نسبت به متوسط‌گیری زمان ارجح است. به غیر از حضور جمله‌های تنش رینولدز، معادلات متوسط‌گیری شده ناویراستوکس دقیقاً شبیه به معادلات حاکم بر جریان آرام هستند و در هر دو دسته معادلات، تنش‌های لزج لحظه‌ای متناسب با گرادیان‌های سرعت لحظه‌ای هستند.

^۱ Turbulent Stress

^۲ Reynolds Stress

^۳ Turbulent Kinetic Energy

^۴ Reynolds Equations

۳-۶-۴ معادلات URANS^۱

در معادلات URANS یا TRANS از تجزیه رینولدز معمولی (متداول) استفاده می‌شود:

$$\bar{u}(t) = \frac{1}{2T} \int_{t-T}^{t+T} u(t) dt \quad (۳-۲۳)$$

$$u = \bar{u} + u'' \quad (۳-۲۴)$$

معادلات URANS همان معادلات RANS معمولی هستند که یک ترم اضافی ناپایای گذرا یعنی $-\frac{\partial \bar{u}_i'' \bar{u}_j''}{\partial x_j}$ را دارند و در حالت تراکم‌ناپذیر به صورت زیر بکار می‌روند:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (۳-۲۵)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_i'' \bar{u}_j''}{\partial x_j} \quad (۳-۲۶)$$

توجه داشته باشید که متغیرهای وابسته در حال حاضر نه تنها تابعی از مختصات مکانی هستند بلکه تابع زمان نیز هستند، یعنی به صورت معادله زیر می‌باشد:

$$\begin{cases} \bar{u}_i = \bar{u}_i(x_1, x_2, x_3, t) \\ \bar{u}_i'' \bar{u}_j'' = \bar{u}_i'' \bar{u}_j''(x_1, x_2, x_3, t) \\ \bar{p} = \bar{p}(x_1, x_2, x_3, t) \end{cases} \quad (۳-۲۷)$$

حتی اگر نتایج حاصله از معادلات URANS ناپایا باشد، اغلب یکی از جریان متوسط زمانی بهره‌مند می‌شود. در اینجا سرعت متوسط زمانی به عنوان $\langle \bar{u} \rangle$ بیان می‌شود و بدین معنی است که می‌توان نتایج را از معادلات URANS به بخش‌های متوسط زمانی $\langle \bar{u} \rangle$ ، تابع حل شده $\bar{u}'$ و نوسان آشفته مدل شده u'' تجزیه کرد.

$$u = \bar{u} + u'' = \langle \bar{u} \rangle + \bar{u}' + u'' \quad (۳-۲۸)$$

اگر جریان دارای ریزش گردابه قوی باشد، مدل استاندارد $k - \varepsilon$ با عدد رینولدز بالا می‌تواند به کار رود:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + p^k - \rho \varepsilon \quad (۳-۲۹)$$

^۱ Unsteady Reynolds Average Navier Stokes

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (c_{1\varepsilon} p^k - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (30-3)$$

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (31-3)$$

که در معادلات بالا، k انرژی جنبشی آشفته، ε ترم اضمحلال انرژی جنبشی آشفتگی (مسئول تبدیل انرژی جنبشی در مقیاس‌های کوچک به انرژی حرارتی است)، p^k ترم تولید (در مقیاس‌های بزرگ آشفته، انرژی را از جریان متوسط استخراج می‌کند) با در نظر داشتن لزجت ادی (گردابی) از معادله ۳-۳۱، معادله URANS به صورت معادله زیر مشخص می‌شود:

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_k}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \mu_t \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right] \quad (32-3)$$

۳-۷ معرفی مدل‌های مورد استفاده در این مطالعه

۳-۷-۱ مدل‌های دو معادله‌ای

مدل‌های دو معادله‌ای ارائه شده بر مبنای مفهوم لزجت ادی به عنوان زیربنای بسیاری از تحقیقات مربوط به مدل‌سازی جریان‌های آشفته، بالاخص در سالیان اخیر مورد توجه محققین قرار گرفته‌اند. ساده‌ترین مدل‌های کامل آشفتگی که در عین داشتن قابلیت‌های بالا، دارای فرم نسبتاً ساده‌ای می‌باشند، مدل‌های دو معادله‌ای هستند که در آن‌ها حل دو معادله انتقالی، منجر به تعیین دو کمیت سرعت مقیاس آشفتگی و طول مقیاس آشفتگی به صورت مستقل از یکدیگر می‌شوند. با مروری بر شکل‌های متنوعی که برای مدل‌های کامل دو معادله‌ای ارائه شده است می‌توان فهمید که نقطه آغاز تمام مدل‌های دو معادله‌ای خطی، استفاده از تقریب بوزینسک و نیز ارائه یک معادله انتقالی برای انرژی جنبشی آشفتگی k می‌باشد و آنچه در تمام مدل‌های دو معادله‌ای مذکور به صورت مشترک به چشم می‌خورد، حضور اندازه متوسط ادی‌های حامل جریان یا L می‌باشد. قدرت پیش‌بینی بالا، اقتصادی بودن و از همه مهم‌تر دقت قبول برای طیف وسیعی از جریان‌های آشفته منجر به

آن شده است که هر یک از مدل‌های دو معادله‌ای به یک مدل رایج برای شبیه‌سازی عددی جریان‌های صنعتی مبدل گردد.

۳-۷-۲ تقریب بوزینسک

به معادله ۳-۳۳، رابطه اساسی «لزجت ادی بوزینسک» یا اصطلاحاً تقریب بوزینسک نیز گفته می‌شود. استفاده از تقریب بوزینسک برای محاسبه تنش‌های آشفتگی در یک سیال تراکم‌ناپذیر به امری کاملاً رایج در میان محققین مبدل شده است. رابطه بوزینسک بر پایه این حقیقت بنا شده است که مؤلفه‌های تنش رینولدز متناسب با گرادیان‌های سرعت متوسط می‌باشند.

$$R_{ij} = \frac{2}{3}k\delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (۳۳-۳)$$

در معادله ۳-۳۳، $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ تعریف می‌گردد. نکته جالب در فرم تراکم‌ناپذیر تقریب بوزینسک این است که در این تقریب، تعریف R_{ij} با تعریف انرژی جنبشی آشفتگی در تطابق کامل است.

$$R_{ij} = -2\nu_t + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + 2k = 2k \quad (۳۴-۳)$$

و تقریب بوزینسک شباهت زیادی با فرمول استوکس از تنش‌های فشاری P_{ij} در جریان آرام دارد که در معادله ۳-۳۵ مشخص شده است.

$$P_{ij} = \nu_m \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - P\delta_{ij} \quad (۳۵-۳)$$

۳-۷-۳ مهم‌ترین کاربردهای دیگر مدل $k-\varepsilon$ [۹۲]

از مهم‌ترین کاربردهای مدل $k-\varepsilon$ به موارد زیر می‌توان اشاره نمود.

۱- محاسبه‌ی جریان جابه‌جایی آزاد و جریان هوا در فضای داخلی ساختمان‌ها

۲- جریان در یک لوله با انقباض ناگهانی

۳- مدل سازی آتش سوزی در یک اتاق تست

۴- پیش بینی جریان و انتقال حرارت در یک دسته لوله در مبدل های حرارتی

۵- مدل سازی جریان آرام در یک لوله با مقطع دایره ای با تغییرات فشار متناوب (تغییرات تپشی فشار)

بین ورودی و خروجی لوله (نظیر جریان درون رگ های بدن، جریان ناشی از امواج القایی پمپ در داخل خطوط

انتقال نفت و نیز جریان هوا در داخل منیفولد موتورهای احتراق داخلی)

۶- مدل سازی پراکندگی آلودگی در داخل هوای جو و در آب دریاچه ها

۷- محاسبه و بررسی نرخ گسترش جت های متقارن محوری در محیط های ساکن

۳-۷-۴ مهم ترین نقایص مدل $k-\epsilon$ [۹۲]

از مهم ترین نقص های مدل $K-\epsilon$ به موارد زیر می توان اشاره نمود.

۱- ضعف در مدل سازی لایه های برشی ضعیف

۲- ضعف در مدل سازی جریان های پیچشی، جریان های با کرنش بسیار بزرگ و سریع، لایه های مرزی تشکیل

شده بر روی سطوح دارای شعاع انحنای کوچک و مسیرهای واگرا (مسیرهای واقع در معرض گرادیان فشار

معکوس و جریان های دورانی و چرخشی)

۳- ضعف در مدل سازی جریان های ثانویه در کانال های طویل با مقاطع غیرگرد

۴- ضعف در مدل سازی جریان های کاملاً توسعه یافته در کانال های با مقاطع غیرگرد

۵- برای مسائلی که در نهایت به جواب هایی می رسد که تا حدی فوق پخشی عمل می نماید یعنی مقادیر لزجت

آشفته μ_t که توسط این مدل پیش بینی می شود، آن قدر بزرگ خواهد بود که می تواند بر روی رژیم جریان تا

حدی زیادی تأثیرگذار باشند و به عنوان نتیجه مهمی از این نقص، می توان گفت که این مدل تمایل به

پیش‌بینی پروفیل‌هایی به مراتب کشیده‌تر در جریان‌های چرخشی و نیز پیش‌بینی منطقه بازچرخشی کوتاه‌تر در جریان‌های جدایش‌یافته دارد.

۶- یکی از بزرگترین نقاط ضعف مدل استاندارد $K - \varepsilon$ همین فرض آشفتگی ایزوتروپیک می‌باشد. هیچ جریانی را نمی‌توان در طبیعت یافت که دارای خاصیت آشفتگی ایزوتروپیک باشد. مدل استاندارد $K - \varepsilon$ در نزدیکی دیواره که جریان آرام می‌باشد یا در نواحی رینولدز پایین جریان (در صورتی که از همین ضرایب فعلی استفاده شود) به دلیل وجود قانون لگاریتمی برای محدوده جریان تماماً آشفته با مشکلات جدی روبه‌رو خواهد شد.

۷- اگر چه مدل غیرخطی $K - \varepsilon$ ، به خوبی غیرایزوتروپی تنش‌های نرمال در داخل جریان‌هایی از دسته جریان‌های لایه‌مرزی را در دایره توانمندی‌های محاسباتی خود دخیل می‌نماید، لیکن کماکان در پیش‌بینی دقیق جریان‌های ثانویه ناشی از غیرایزوتروپی تنش‌ها در کانال‌های با مقاطع غیردایروی خیلی قدرتمند عمل نمی‌نماید اما در مقایسه با مدل استاندارد $K - \varepsilon$ که به غلط تنها وجود یک جریان آشفته تک‌راستایی و در راستای کانال (و فاقد جریان‌های ثانویه) را پیش‌بینی می‌نماید از وضعیت مناسب‌تری برخوردار می‌باشد.

یکی از مهمترین مشکلات موجود در مدل استاندارد $K - \varepsilon$ استفاده از مدل لزجت آشفته برای محاسبه مؤلفه‌های تنش رینولدز می‌باشد. از مشکلات مدل‌های لزجت ادی غیر ایزوتروپیک (تصحیحات غیر خطی یا تصحیحات ویسکوالاستیک) می‌توان به موارد زیر اشاره نمود.

۱- این مدل‌ها صرفاً مدل‌های اضمحلالی می‌باشند و به همین دلیل قادر نخواهند بود که اثرات تسکینی تنش‌های رینولدز^۱ را در حوزه توانایی‌های محاسباتی خود داخل نمایند.

^۱ Reynolds Stress Relaxation Effects

۲- این مدل‌ها عمدتاً توجهی به وجود کرنش‌های دورانی ندارند، به عنوان مثال قادر نیستند که مابین برش صفحه‌ای، کرنش صفحه‌ای و برش صفحه‌ای دورانی، تمایزی قائل شوند درحالی که این نوع جریان‌ها از نقطه نظر فیزیکی ذاتاً متمایز و کاملاً مجزا از یکدیگر می‌باشند.

۳-۷-۵ مدل k-ε

می‌دانیم که انرژی جنبشی آشفته، مجموع تمام تنش‌های عمودی رینولدز می‌باشد.

$$k = \frac{1}{2}(\bar{v}_1'^2 + \bar{v}_2'^2 + \bar{v}_3'^2) = \frac{1}{2}\overline{v_i'v_i'} \quad (۳۶-۳)$$

با در نظر گرفتن $i=j$ برای $\overline{v_i'v_i'}$ و تقسیم بر عدد دو می‌توانیم معادله‌ای برای انرژی جنبشی آشفته تحت عنوان معادله ۳-۳۷ را بدست آورد که معادله دقیق k نامیده می‌شود.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{v_i'v_j'} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{v_i'v_i'}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \overline{v_j' \left(\frac{p'}{\rho} + \frac{1}{2} v_i'v_i' \right)} \right\} + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_i \partial x_j} - g_i \beta u_i' \theta' \quad (۳۷-۳)$$

دومین ترم سمت چپ با عنوان c^k و در سمت راست، ترم اول با عنوان p^k و ترم دوم ε و ترم سوم D_t^k و ترم چهارم D_v^k و ترم پنجم G^k بیان می‌شوند. با وارد کردن فرضیات مدل برای دیفیوژن آشفته (با استفاده از فرضیه گرا دیان استاندارد) (معادله ۳-۳۹ و ۳-۳۸)، ترم تولید در معادله ۳-۴۰ و ترم بویانسی در معادله ۳-۴۱، معادله مدل شده برای k در معادله ۳-۴۲ بدست می‌آید.

$$D^k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (۳۸-۳)$$

$$D^\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (۳۹-۳)$$

$$P^k = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = \nu_t 2 \bar{s}_{ij} (\bar{s}_{ij} + \Omega_{ij}) = 2\nu_t \bar{s}_{ij} \bar{s}_{ij} \quad (۴۰-۳)$$

فرضیه بوزینسک به صورت معادله ۳-۴۱ تعریف می‌گردد که در آن α_t به دیفیوژن حرارتی آشفته مربوط می‌شود. معمولاً از لزجت گردابی به عنوان $\alpha_t = \frac{\nu_t}{\sigma_\theta}$ (σ_θ عدد پراندتل آشفته است) به دست آید.

بازه این ثابت تجربی یعنی عدد پیرانتدل آشفته بین ۰/۷ تا ۰/۹ تنظیم می گردد.

$$\overline{v'_i \theta'} = -\alpha_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \quad (۴۱-۳)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = v_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + g_i \beta \frac{v_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (۴۲-۳)$$

با داشتن فرم نهایی معادله انتقال ε به صورت معادله ۴۳-۳ نوشته می شود:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P^k + c_{\varepsilon 1} G^k - c_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (۴۳-۳)$$

با توجه به معادله بالا، معادله مدل شده ε به صورت زیر بدست می آید.

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\varepsilon}{k} c_{\varepsilon 1} v_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + c_{\varepsilon 1} g_i \frac{\varepsilon}{k} \frac{v_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (۴۴-۳)$$

لزجت آشفته به صورت معادله ۴۵-۳ محاسبه می شود.

$$v_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (۴۵-۳)$$

مقادیر استاندارد برای ضرایب به صورت $(c_\mu, c_{\varepsilon 1}, c_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon) = (0.09, 1.44, 1.92, 1, 1.3)$ می باشد.

۳-۷-۶ مدل V2F

در مدل V2F [۱۵۵-۱۵۷] دو معادله اضافی، تنش برشی دیواره $\overline{v_2'^2}$ و تابع f جدا از معادلات k و ε حل شده اند. هدف این مدل بهبود مدل سازی اثرات دیواره بر روی آشفتگی می باشد.

میرایی $\overline{v_2'^2}$ در مدل تنش رینولدز از طریق ترم های فشار-کرنش $\Phi_{22,1w}$ و $\Phi_{22,2w}$ که در معادلات ۴۶-۳ و ۴۷-۳ مشاهده می شود، محاسبه می شوند.

$$\Phi_{ij,1w} = c_{1w} \frac{\varepsilon}{k} (\overline{v'_k v'_m} n_{k,w} n_{m,w} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{v'_k v'_l} n_{k,w} n_{j,w} - \frac{3}{2} \overline{v'_k v'_j} n_{i,w} n_{k,w}) f \quad (۴۶-۳)$$

$$\Phi_{ij,2w} = c_{2w} \left(\Phi_{km,2} n_{k,w} n_{m,w} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ki,2} n_{k,w} n_{j,w} - \frac{3}{2} \Phi_{kj,2} n_{i,w} n_{k,w} \right) f \quad (۴۷-۳)$$

در مدل V2F مسأله محاسبه میرایی دیواره $\overline{v_2'^2}$ با حل معادله انتقال آن حل می‌شود. معادله $\overline{v_2'^2}$ در قالب لایه‌مرزی به صورت معادله ۴۸-۳ آورده شده است.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_1} (\overline{v_1 v_1' v_j'}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{v_2 v_1' v_j'}) &= -\overline{v_j' v_2'} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_2} - \overline{v_i' v_2'} \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_2} \\ -\frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{v_i' v_j' v_2'} + \frac{1}{\rho} \delta_{j2} \overline{v_i' p'}) + \frac{1}{\rho} \delta_{i2} \overline{v_j' p'} - \nu \frac{\partial \overline{v_i' v_j'}}{\partial x_2} + \frac{1}{\rho} p' \left(\frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j'}}{\partial x_i} \right) - 2\nu \frac{\partial \overline{v_i'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v_j'}}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (48-3)$$

$$\frac{\partial \rho \overline{v_1 v_2'^2}}{\partial x_1} + \frac{\partial \rho \overline{v_2 v_2'^2}}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{v_2'^2}}{\partial x_2} \right] - 2\overline{v_2' \frac{\partial p'}{\partial x_2}} - \rho \varepsilon_{22} \quad (49-3)$$

که در آن ترم دیفیوژن با فرض لزجت گردایی مدل شده، در معادله ۵۰-۳ آورده شده است:

$$D_{ij,t} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{v_i' v_j'}}{\partial x_m} \right) \quad (50-3)$$

توجه داشته باشید که ترم تولید $P_{22} = 0$ به دلیل تقریب لایه‌مرزی $\overline{v_2} \ll \overline{v_1}$ و $\partial/\partial x_1 \ll \partial/\partial x_2$ صفر است. مدل برای اتلاف ε_{22} به عنوان مدل تنش رینولدز در معادله ۵۲-۳ نظر گرفته می‌شود.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (51-3)$$

$$\varepsilon_{22}^{model} = \frac{\overline{v_2'^2}}{k} \varepsilon \quad (52-3)$$

اگر ε_{22}^{model} در سمت راست معادله ۴۹-۳ جمع و تفریق شود آنگاه معادله ۵۳-۳ حاصل می‌شود:

$$\frac{\partial \rho \overline{v_1 v_2'^2}}{\partial x_1} + \frac{\partial \rho \overline{v_2 v_2'^2}}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{v_2'^2}}{\partial x_2} \right] - 2\overline{v_2' \frac{\partial p'}{\partial x_2}} - \rho \varepsilon_{22} + \rho \frac{\overline{v_2'^2}}{k} \varepsilon - \rho \frac{\overline{v_2'^2}}{k} \varepsilon \quad (53-3)$$

در مدل V2F، P به صورت معادله ۵۴-۳ زیر بیان می‌شود:

$$P = -\frac{2}{\rho} \overline{v_2' \frac{\partial p'}{\partial x_2}} - \rho \varepsilon_{22} + \frac{\overline{v_2'^2}}{k} \varepsilon \quad (54-3)$$

بنابراین معادله ۵۳-۳ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial \rho \overline{v_1 v_2'^2}}{\partial x_1} + \frac{\partial \rho \overline{v_2 v_2'^2}}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{v_2'^2}}{\partial x_2} \right] - \rho P - \rho \frac{\overline{v_2'^2}}{k} \varepsilon \quad (55-3)$$

در معادله بالا P ترم منبع در معادله بالا است و آن شامل ترم گردیان سرعت فشار و اختلاف بین اتلاف مدل سازی شده و دقیق است. توجه داشته باشید که این ترم معمولاً به ترم فشار کرنش و ترم دیفیوژن همانند زیر تقسیم می شود:

$$\overline{v_2' \frac{\partial p'}{\partial x_2}} = \frac{\partial \overline{v_2' P'}}{\partial x_2} - \overline{P' \frac{\partial v_2'}{\partial x_2}} \quad (56-3)$$

از لحاظ فیزیکی، عامل اصلی برای تولید تنش برشی دیواره در واقع ترم فشار-کرنش توسط توزیع مجدد است. یک متغیر جدید $f = P/k$ تعریف شده و برای f همانند معادله 3-57 تا 3-60 فرموله شده است:

$$L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_2^2} - f = -\frac{\Phi_{22}}{k} - \frac{1}{T} \left(\frac{\overline{v_2'^2}}{k} - \frac{2}{3} \right) \quad (57-3)$$

$$T = \max \left\{ \frac{k}{\varepsilon}, C_T \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right\} \quad (58-3)$$

$$\frac{\Phi_{22}}{k} = \frac{C_1}{T} \left(\frac{2}{3} - \frac{\overline{v_2'^2}}{k} \right) + C_2 \frac{\nu_t}{k} \left(\frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_2} \right)^2 \quad (59-3)$$

$$L = C_L \max \left\{ \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, C_\eta \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right\} \quad (60-3)$$

که در آن Φ_{22} مدل IP ترم فشار-کرنش است، معادلات 3-61 و 3-62 را مشاهده کنید، اولین ترم آهسته است و دومین ترم سریع است.

$$\Phi_{ij,1} \equiv p' \left(\frac{\partial v_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j'}{\partial x_i} \right) = -c_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{v_i' v_j'} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (61-3)$$

$$\Phi_{ij,2} = -c_2 \rho \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P^k \right) \quad (62-3)$$

مقادیر ثابت در فرمول های بالا به شرح زیر است:

$$c_\mu = 0.23, C_T = 6, c_{e1} = 1.44, c_{e2} = 1.9, \sigma_k = 0.9, \sigma_\varepsilon = 1.3, C_1 = 1.3, C_2 = 0.3, C_L = 0.2, C_\eta = 90$$

شرایط مرزی برای f از معادله $\overline{v_2'^2}$ به دست می آید. نزدیک به دیواره، معادله $\overline{v_2'^2}$ به صورت معادله 3-63 آورده می شود:

$$v \frac{\partial^2 \overline{v_2'^2}}{\partial x_2^2} + f k - \frac{\overline{v_2'^2}}{k} \varepsilon = 0 \quad (۶۳-۳)$$

در فرمول ۶۴-۳، $\varepsilon = 2vk/x_2^2$ با استفاده از این عبارت برای جایگزینی k در معادله ۶۳-۳ ارائه می دهد:

$$\frac{\partial^2 \overline{v_2'^2}}{\partial x_2^2} + \frac{f \varepsilon x_2^2}{2v^2} - \frac{2\overline{v_2'^2}}{x_2^2} \varepsilon = 0 \quad (۶۴-۳)$$

با فرض اینکه f و ε بسیار نزدیک به دیواره ثابت هستند، معادله ۶۴-۳ به معادله دیفرانسیلی مرتبه دوم دلخواه با راه حلی که در معادله ۶۵-۳ آمده تبدیل می شود:

$$\overline{v_2'^2} = Ax_2^2 + \frac{B}{x_2} - \varepsilon f \frac{x_2^4}{20v^2} \quad (۶۵-۳)$$

از آنجایی که، $\overline{v_2'^2} = O(x_2^4), x_2 \rightarrow 0$ همانطور که $x_2 \rightarrow 0$ می رود هر دو ثابت باید صفر باشند یعنی

$$A = B = 0, \text{ بنابراین داریم:}$$

$$f = -\frac{20v^2}{\varepsilon} \frac{\overline{v_2'^2}}{x_2^4} \quad (۶۶-۳)$$

در معادله ۶۶-۳ معادله $\overline{v_2'^2}$ در قالب لایه مرزی با فرض اینکه x_2 مختصات عمود بر دیواره است، به دست می آید.

در کل، جریان سه بعدی به صورت معادله ۶۷-۳ بیان می شود:

$$\frac{\partial \rho \bar{v}_j v^2}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial v^2}{\partial x_j} \right] - \rho f k - \rho \frac{v^2}{k} \varepsilon \quad (۶۷-۳)$$

در مدل V2F ویسکوزیته آشفته به صورت زیر محاسبه می شود:

$$v_t = C_\mu \overline{v_2'^2} T \quad (۶۸-۳)$$

معادلات k و ε نیز بدون توابع میرایی حل می شوند. برای سهولت شرایط مرزی دوباره داده شده است:

$$\begin{cases} K = 0, \overline{v_2'^2} = 0 \\ \varepsilon = 2vk/x_2^2 \\ f = -\frac{20v^2 \overline{v_2'^2}}{\varepsilon x_2^4} \end{cases} \quad (۶۹-۳)$$

شرایط مرزی برای f موجب می شود تا سیستم معادله به صورت عددی ناپایدار شود. یک راه برای رسیدن به این مسأله حل هر دوی معادلات کوپل شده $k f$ و $\varepsilon v_2'^2$ است [۱۵۸]. یک جایگزین استفاده از مدل $f - \zeta$ است [۱۵۹] که پایدارتر است. در این مدل نسبت $\overline{v_2'^2}/k$ به جای $v_2'^2$ حل می شوند که شرایط مرزی ساده تری را برای f ، یعنی $f = 0$ ارائه می دهند.

۷-۷-۳ مدل V2F اصلاح شده

در مقاله لاین و همکاران [۱۶۰] این روش را برای اصلاح در مدل V2F را پیشنهاد دادند که شرط مرزی صریح ساده ای در دیواره اعمال می شود. متغیر جدیدی معرفی شد که در معادله ۷۰-۳ آمده است.

$$f^* = f - 5\varepsilon v^2/k^2 \quad (۷۰-۳)$$

در معادله ۷۰-۳ ترم $-5L^2 \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \left(\frac{\varepsilon v^2}{k^2} \right)$ نادیده گرفته می شود و معادله $v_2'^2$ و f^* حاصله به صورت معادله ۷۱-۳ بیان می شود [۱۶۰].

$$\frac{\partial \bar{v}_j v^2}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left[(v + v_t) \frac{\partial v^2}{\partial x_j} \right] + k f^* - 6 \frac{v^2}{k} \varepsilon \quad (۷۱-۳)$$

$$\begin{cases} P^k = v_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \\ T = \max \left\{ \frac{k}{\varepsilon}, 6 \left(\frac{v}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right\} \\ L = C_L \max \left\{ \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, C_\eta \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right\} \end{cases} \quad (۷۲-۳)$$

$$-L^2 \frac{\partial^2 f^*}{\partial x_j \partial x_j} + f^* = -\frac{1}{T} \left[(C_1 - 6) \frac{v^2}{k} - \frac{2}{3} (C_1 - 1) \right] + C_2 \frac{P^k}{k} \quad (۷۳-۳)$$

شرایط مرزی در دیواره ها عبارتند از:

$$\begin{cases} k = 0, v^2 = 0 \\ \varepsilon = 2\nu k/x_2^2 \\ f^* = 0 \end{cases} \quad (۷۴-۳)$$

این مدل اصلاح شده به صورت عددی بسیار پایدارتر است. توجه داشته باشید که مدل اصلاح شده با مدل اصلی دور از دیواره یکسان است.

۳-۷-۸ مدل V2F قابل تحقق^۱

این شرایط قابل تحقق بیشتر توسط ونینگسون [۱۵۸, ۱۶۱-۱۶۴] بررسی شده است و مشخص شد که محدودیت در T درواقع مهم است، درحالی که برای L نیست. علاوه بر این، مشخص شد که اعمال محدودیت بر T به روشی ثابت مهم است. اگر محدودیت در معادله f بکار رود، آن باید برای انسجام برای ε/k در معادله ۳-۷۱ نیز بکار رود.

$$T = \min \left[\frac{k}{\varepsilon}, \frac{0.6k}{\sqrt{6}C_\mu v^2 (\bar{s}_{ij} \bar{s}_{ij})^{1/2}} \right] \quad (۷۵-۳)$$

$$L = \min \left[\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, \frac{k^{3/2}}{\sqrt{6}C_\mu v^2 (2\bar{s}_{ij} \bar{s}_{ij})^{1/2}} \right] \quad (۷۶-۳)$$

^۱ Realizable

فصل چهارم: بیان مسأله و نتایج حاصل از شبیه سازی

۴-۱ مقدمه

یکی از اهداف این پایان‌نامه، مقایسه مدل آشفتگی $k - \varepsilon$ در بررسی جریان آشفته داخل کانال تحت شرایط جریان شتابدار با نتایج به دست آمده از کار آزمایشگاهی و عددی ماتور و همکاران [۱، ۲] می‌باشد. پس از مقایسه نتایج عددی و تجربی، میزان خطا اعلام می‌گردد. در این راستا سعی شده است که در چهار مقطع در راستای عمودی و طولی کانال پارامترها ارزیابی شوند.

۴-۲ تشریح مسأله و پارامترهای محاسباتی

موضوع مورد مطالعه، جریان شتابدار زمانی غیر دوره‌ای آشفته در یک کانال به طول ۱/۲ متر و قطر هیدرولیکی ۰/۰۷۱۴ است. عدد رینولدز به عنوان $Re_b = U_b \delta / \nu$ بر اساس سرعت حجمی U_b و δ نیم ارتفاع کانال محاسبه می‌شود که جریان در ابتدا با عدد رینولدز ۲۷۶۰ وارد کانال می‌شود و در طی ۵ ثانیه به ۱۵۲۰۰ می‌رسد. سیال عامل، آب با دمای ۲۱ درجه سلسیوس در چگالی $\frac{kg}{m^3}$ ۹۹۸/۰۸ و لزجت $\frac{m^2}{s}$ ۰/۰۰۰۹۷۹ $\nu =$ فرض شده است. ماتور و همکاران در آزمایشاتی که انجام داده‌اند از مشخصات فوق برای آزمایش خود استفاده نمودند بنابراین در این پایان‌نامه جهت راستی آزمایی، شبیه‌سازی عددی با استفاده از نرم‌افزار انسیس فلوئنت با مدل $k - \varepsilon V2F$ انجام شده است. برخی از پارامترها از قبیل سرعت متوسط و سرعت نوسانی در راستای عمودی و طولی کانال و ضریب اصطکاک و تنش برشی در مدت زمان ۰ تا ۵ ثانیه مقایسه شده‌اند. زمان Ramp به عنوان زمان صرف شده برای جریان حجمی اولیه برای رسیدن به ۸۰ درصد جریان نهایی، مقدار ۲ ثانیه در نظر گرفته می‌شود. در طول این دوره، تغییرات جریان تقریباً خطی است. پس از طی زمان کوتاه آسایش^۱، جریان با سرعت اولیه ۰/۱۰۸ تا زمان ۲ ثانیه شتاب می‌گیرد و پس از آن تا سرعت ۰/۵۹۷ به صورت خطی ادامه می‌یابد.

^۱ Relaxation

در جدول ۱-۴ تمام مشخصات مورد شبیه‌سازی شده A2 در مقایسه با مورد شبیه‌سازی شده E2L از مقاله ماتور و همکاران [۱] آورده شده است.

جدول ۱-۴ مشخصات مورد شبیه‌سازی شده

Case	$U_b(\frac{m}{s})$	$\Delta t(s)$	Simulation	Re
A2 (present)	0.108-0.597	2.0	k- ϵ – V2F	2760 15200
E2L(mathur.etal)	0.11-0.64	1.9	LES(Ramp)	2800 15500

هندسۀ مورد تحلیل، کانالی به شکل مکعب مستطیل می‌باشد که اساس حل آن سه‌بعدی است. ابعاد و شبکه‌بندی آن مطابق جدول ۲-۴ و بر اساس مقاله ماتور و همکاران (مقاله اعتبار سنجی حاضر) [۲] بیان می‌شود.

جدول ۲-۴ مشخصات ابعاد هندسه

نسبت منظری	تعداد گره‌های شبکه محاسباتی	دامنه کانال	نوع شبیه‌سازی
$\Delta x^{+1} = 22$	$N_x = 300$	X=1.2m	شبیه‌سازی RANS
$\Delta y_c^{+1} = 11$	$N_y = 150$	Y=0.05m	مدل K- ϵ -V2F
$\Delta z^{+1} = 9$	$N_z = 180$	Z=0.125m	

۴-۳ شبکه‌بندی هندسه

دقت نتایج حل عددی به شبکه انتخابی وابسته است. بنابراین دستیابی به شبکه‌ای مناسب برای حل، بسیار حائز اهمیت است. باید توجه داشت که شبکه‌بندی کم و بی‌دقت منجر به انحراف از جواب دقیق و شبکه‌بندی بسیار زیاد، موجب افزایش حجم محاسبات و در نتیجه افزایش هزینه می‌شود.

شبکه‌بندی با استفاده از نرم‌افزار ANSYS MESHING به صورت با سازمان به وسیله ۱۰۹۵۹۷۳۱ گره انجام شده و طبق مقاله ماتور و همکاران [۲] در راستای جریان و در راستای عرضی یکنواخت و در جهت عمود بر دیواره به صورت غیریکنواخت است.

۴-۴ شرایط مرزی

شرایط مرزی شامل شرط مرزی سرعت در ورودی، شرط مرزی فشار در خروجی و شرط مرزی دیواره‌ها می‌باشند. در ورودی کانال از شرط مرزی سرعت و مقدار آن از ۰/۱۰۸ متر بر ثانیه تا ۰/۵۹۷ متر بر ثانیه متغیر است و از یک کد UDF برای اعمال شرایط مرزی سرعت در ورودی استفاده شده است. در خروجی کانال به دلیل مشخص نبودن فشار در مرز خروجی و توسعه یافتگی کامل جریان، شرط مرزی فشار OutFlow بکار رفته است. شرط مرزی بدون لغزش به دیواره‌های بالا و پایین و دیواره‌های جانبی اعمال شده است.

۴-۵ حل عددی و روش محاسبه

معادلات URANS و معادلات مدل آشفتگی وابسته به آن توسط نرم افزار تجاری انسیس فلوئنت در حالت تراکم‌ناپذیر و ناپایا به روش ضمنی در مدت زمان پنج ثانیه حل شدند. گسسته‌سازی مکانی با استفاده از روش برازش حداقل مربعات مرتبه دوم انجام شد. درکوپلینگ سرعت فشار از الگوریتم Simple به دلیل حل معادله

پوآسون برای فشار استفاده شده است. طبق مطالعات فراوانی از تحقیقات پیشین، برای شدت آشفته‌گی مقداری برابر با ۰/۰۳۶ در نظر گرفته شد.

۴-۶ پاسخ جریان میانگین مجموع

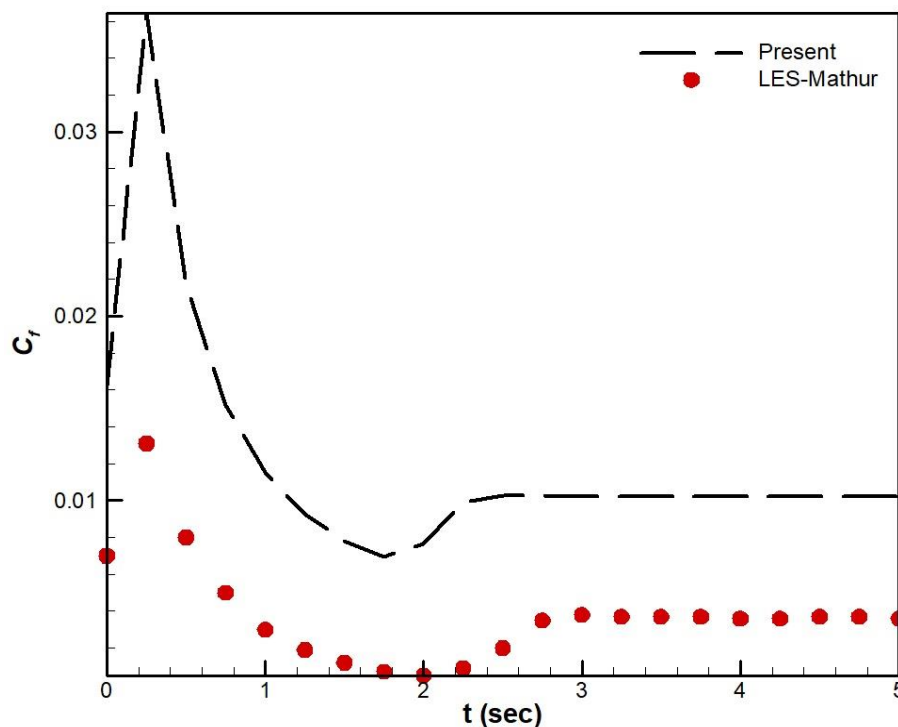
۴-۶-۱ پاسخ ضریب اصطکاک و تنش برشی دیواره

این بخش به بحث در مورد پاسخ ضریب اصطکاک و تنش برشی دیواره در طول گذار به آشفته‌گی در کانال اختصاص دارد. تنش برشی دیواره و ضریب اصطکاک پارامترهای مفید جریان هستند که رفتار کلی جریان و اطلاعات جریان ناپایا را نمایش می‌دهند. یک مکان مفید برای شروع، ضریب اصطکاک C_f است که توسعه گذرای آن، پاسخ کلی ساختار جریان را منعکس می‌کند. در شکل ۴-۱، ضریب اصطکاک با عنوان $C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_b^2}$

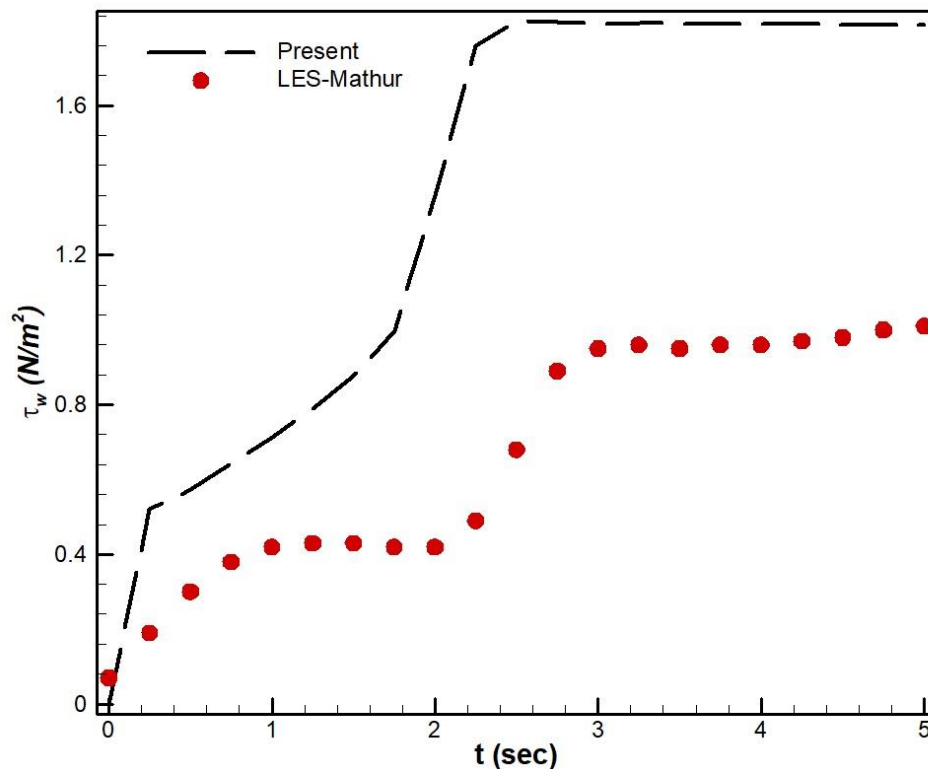
تعریف می‌شود که در آن τ_w تنش برشی دیواره؛ ρ چگالی سیال؛ U_b سرعت حجمی لحظه‌ای تعریف می‌شود.

در شکل ۴-۱، بلافاصله پس از شروع شتاب، اصطکاک با دیواره به شدت به مقدار پیک (قله نمودار) نزدیک می‌شود زیرا نیروی لزج روی دیواره، شتاب سیال مجاور آن را محدود می‌کند و باعث ایجاد یک لایه با نرخ کرنش بالا در نزدیکی دیواره می‌شود. علاوه بر این در دوره پیش از گذار، لایه مرزی نازک در جریان ایجاد می‌شود که باعث کاهش ضریب اصطکاک می‌شود و این لایه مرزی جدید در اثر دیفیوژن ضخیم شده و اصطکاک دیواره کاهش می‌یابد. این روند تا زمان ۲ ثانیه ادامه دارد، در زمان ۳ ثانیه هنگامی که اصطکاک دوباره شروع به افزایش می‌کند، به مقدار نهایی خود می‌رسد و به طور معمول، تغییر در اصطکاک در طول دوره اول (یعنی تا حدود ۲ ثانیه) با یک دوره آشفته‌گی یخ‌زده همراه است و بازیابی بعدی به عنوان یک پاسخی تأخیری اما سریع از آشفته‌گی تفسیر می‌شود و تفسیر ما این است که شروع بازیابی اصطکاک دیواره در زمان ۲/۵ ثانیه، ناشی از گذار لایه مرزی جدید در حال توسعه زمانی تشکیل شده در کنار دیواره است زیرا این زمان با تأخیر، شروع نقطه گذار است و حداقل ضریب اصطکاک نیز با شروع گذار (زمان ۲ ثانیه) منطبق شده که لکه‌های اولیه آشفته‌گی در این زمان

مشاهده می‌شوند و اولین پیک با تأخیر زمانی در شکل ۴-۱ با تکمیل گذار در زمان ۳ ثانیه منطبق است که در آن کل سطح دیواره با آشفته‌گی تازه تولید شده پوشیده شده است. در نتیجه، انتقال جریان گذرا را می‌توان به سه مرحله پیش از گذار (۰-۲ ثانیه) و گذار (۲-۳ ثانیه) و کاملاً آشفته (بزرگتر از ۳ ثانیه) تقسیم‌بندی کرد و این توسعه ضریب اصطکاک شبیه به C_f مشاهده شده در گذار میانبر لایه‌مرزی است و می‌تواند برای تعیین زمان‌بندی پدیده گذار مورد استفاده قرار گیرد. در شکل ۴-۱ به نظر می‌رسد که تأخیر اندکی در بازیابی منحنی ضریب اصطکاک وجود دارد و با توجه به شبکه‌بندی متفاوت، این تأخیر ناچیز است و این مدل k- ϵ -V2F توانسته است شباهت قابل توجهی با مدل LES داشته باشد و مقدار خطای میانگین شبیه‌سازی حاضر نسبت به مقاله ماتور و همکاران برای ضریب اصطکاک ۰/۲۱ درصد گزارش می‌گردد.



شکل ۴-۱ تغییرات ضریب اصطکاک برحسب زمان در طول کانال در دوره شتاب دهی $t=5s$



شکل ۴-۲ تغییرات تنش برشی دیواره بر حسب زمان در طول کانال در دوره شتاب دهی $t=5s$

پاسخ گذرای تنش برشی دیواره، ویژگی‌های دقیق‌تر جریان را در طول دوره پیش از گذار نشان می‌دهد. در شکل ۴-۲، پس از شروع شتاب، تنش برشی دیواره به شدت از مقادیر شبه پایا فراجهدش می‌کند که به تشکیل لایه مرزی نازک با نرخ کرنش بالا نسبت داده می‌شود. از آنجا که این لایه مرزی با گذشت زمان به جریان توسعه می‌یابد، نرخ افزایش تنش برشی دیواره کاهش می‌یابد. با گذشت زمان، فقدان آشفتگی به طور فزاینده‌ای مهم می‌شود. ترکیبی از تنش‌های لزج در حال کاهش و آشفتگی پایین باعث می‌شود تنش برشی دیواره در دوره‌ای کاهش یابد و از مقادیر شبه پایا کمتر شود. در آغاز گذار (زمان ۲ ثانیه)، تنش برشی دیواره به سرعت به مقادیر شبه پایا نزدیک می‌شود. این با روندی که قبلاً توسط هی و همکاران [۴۰، ۴۲، ۴۳] صدیقی و همکاران [۴۹،

۵۱] گزارش شده سازگار است. در شکل ۴-۲، برخلاف اینکه، روند داده‌های عددی و تجربی به خوبی با یکدیگر توافق دارند، ولی اختلاف قابل توجهی با خطای زیادی مشاهده می‌شود. به احتمال زیاد، ناسازگاری می‌تواند عدم تطابق در نرخ جریان باشد که این امر به شدت بر تنش برشی دیواره تأثیر می‌گذارد اما ممکن است تا حدی در ضریب اصطکاک C_f لغو گردد. از دلایل دیگر می‌توان به متفاوت بودن شبکه محاسباتی و حساس بودن مدل LES به شبکه‌بندی اشاره کرد.

۴-۶-۲ پاسخ سرعت‌های نوسانی r.m.s و متوسط

در این بخش، رفتارهای گذرای سرعت‌های نوسانی r.m.s و سرعت متوسط مورد بررسی قرار می‌گیرند. مقادیر سرعت‌های اولیه و نهایی و اعداد رینولدز متناظر برای این مورد شبیه‌سازی در جدول ۴-۱ قرار دارد. توسعه گذرای مقادیر آماری در موقعیت‌های مختلف عمود بر دیواره در شکل‌های ۴-۳ تا ۴-۶ ارائه شده‌اند. موقعیت‌های عمود بر دیواره در چهار مقطع یعنی ($y/\delta=0.07, 0.2, 0.45, 1$ m) در راستای طولی کانال در شکل‌های ۴-۴ و ۴-۶ و در راستای عمودی کانال در شکل‌های ۴-۳ و ۴-۵ رسم شده‌اند که در ادامه به بحث در مورد آن‌ها می‌پردازیم. در شکل‌های ۴-۳ و ۴-۴، سرعت نوسانی u'_{rms} جهش کمی در هسته (مرکز) جریان بلافاصله پس از شروع گذرا را نشان می‌دهد که این حالت برای هر دو داده تجربی و عددی صادق است.

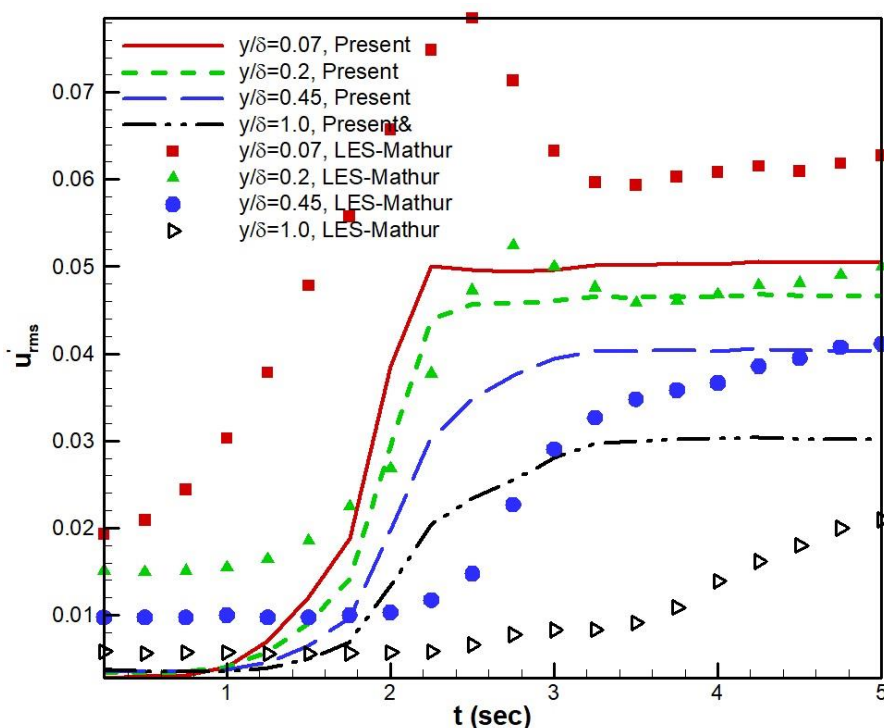
در شکل‌های ۴-۳ و ۴-۴، مؤلفه در راستای جریان u'_{rms} در تمام موقعیت‌ها بلافاصله پس از شروع گذرا تنها در موقعیت‌های نزدیک دیواره $y/\delta=0.07$ پاسخ می‌دهد، درحالی که در هسته (مرکز) جریان متحمل یک تأخیر می‌گردد. این مورد برای هر دو داده تجربی و عددی در هر دو راستای طولی و عمودی کانال صادق است، ولی در مقطع $y/\delta=0.2$ برای شبیه‌سازی حاضر یعنی داده عددی فقط در راستای عمودی صادق می‌باشد. زیرا در راستای طولی، اختلاف زیادی با مقطع $y/\delta=0.07$ (مقطع نزدیک به دیواره) دارد.

در شکل‌های ۴-۳ و ۴-۴، u'_{rms} در شروع گذار به سطحی نزدیک به مقادیر پایای نهایی خود می‌رسد. پاسخ اولیه مؤلفه در راستای جریان در منطقه دیواره به کشیدگی و افزایش ساختارهای رگه‌دار (در اینجا لکه آشفتگی) نسبت داده می‌شود. در طول دوره پیش از گذار، u'_{rms} در منطقه نزدیک دیواره، افزایش قابل توجهی، نزدیک شدن یا حتی فراجاهش مقدار پایای نهایی را متحمل می‌شود. با این حال، این یک معیار افزایش فعالیت آشفتگی (معمولی) نیست. عدم تغییر در مؤلفه‌های عرضی را می‌توان به عنوان سند عدم وجود تولید آشفتگی جدید در طول این دوره مشاهده کرد. همانطور که توسط هی و صدیقی [۵۳، ۵۷] بررسی شد، این ویژگی‌های جریان متناظر با منطقه آرام مسطح^۱ از گذار میانبر لایه‌مرزی است. این بیانات در هر دو داده تجربی و عددی با اختلاف اندکی صادق است. در شکل‌های ۴-۵ و ۴-۷، مؤلفه عرضی v'_{rms} در تمامی مقاطع در طول دوره پیش از گذار بدون تغییر باقی می‌ماند. مؤلفه عمود بر دیواره v'_{rms} شروع به پاسخ دادن به منطقه نزدیک دیواره در آغاز گذار می‌کند که نشان‌دهنده تولید ساختارهای جدید آشفته در جریان است. در این مورد، مؤلفه عرضی همانند u'_{rms} رفتار می‌کند. در طول دوره انتقالی، این افزایش به طور یکنواخت به مقادیر پایای نهایی با فقط یک فراجاهش کمی نسبت به مقادیر پایای نهایی می‌رسد. در طول این دوره، مؤلفه در راستای جریان u'_{rms} در این منطقه به پیک (قله) می‌رسد و پس از آن به مقدار پایای نهایی کاهش می‌یابد. این کاهش در منطقه نزدیک دیواره به تجزیه رگه‌ها و تولید لکه‌های آشفته مربوط می‌شود که منجر به باز توزیع انرژی به مؤلفه‌های عرضی می‌شود.

در شکل‌های ۴-۳ تا ۴-۶ در منطقه مرکزی، پاسخ v'_{rms} و u'_{rms} نشان‌دهنده روند مشابهی از پاسخ به تأخیر افتاده با تأخیر فزاینده در افزایش فاصله از دیواره است. این امر با ویژگی‌های قابل قبول جریان‌های ناپایا سازگار است و به مکانیزم دیفیوژن ناشی از پخش آشفتگی از دیواره به مرکز جریان نسبت داده می‌شود [۳۶]. در تفسیر دیگری این گذار قبل از ۳ ثانیه کامل شده است که در آن زمان v'_{rms} به مقادیر پایای نهایی خود در مثلاً $y/\delta=0.07, 0.2$ نزدیک می‌شود، با این حال در $y/\delta=0.45$ فقط در زمان ۳ ثانیه شروع به افزایش می‌کند (قابل

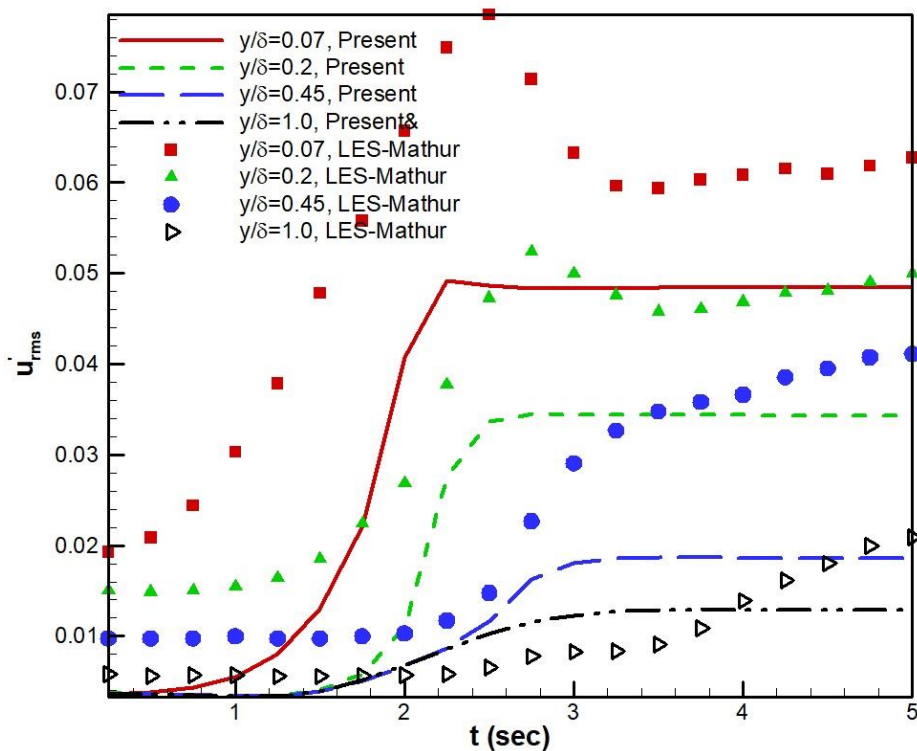
^۱ Buffeted Laminar Region

توجه است که افزایش پس از ۳ ثانیه در هیچ نموداری از سرعت‌های نوسانی در داده‌های حاضر مشاهده نشده است) و آشفتگی در راستای جانبی (عرضی) w_{rms} روندی مشابه به روند v_{rms} را نشان می‌دهد. افزایش مداوم u_{rms} در مراحل اولیه فاز انتقالی تا حدی به این دلیل است که بیشتر سطوح دیواره هنوز توسط لکه‌هایی پوشیده شده است که در حال کشیده شدن هستند و انرژی بیشتری از جریان متوسط استخراج می‌کنند. در مراحل بعدی، با پخش شدن لکه‌های آشفته، انرژی خالص u_{rms} مصرف می‌شود و انرژی بیشتری از u_{rms} به دو مؤلفه دیگر توزیع می‌شود و در نتیجه میزان u_{rms} کاهش می‌یابد. افزایش مقادیر u_{rms} در طول فاز انتقالی ناشی از افزایش تدریجی مساحت دیواره است که توسط آشفتگی اشغال شده است.



شکل ۴-۳ تغییرات سرعت نوسانی برحسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در راستای عمودی از کف کانال در دوره شتاب دهی $t=5s$

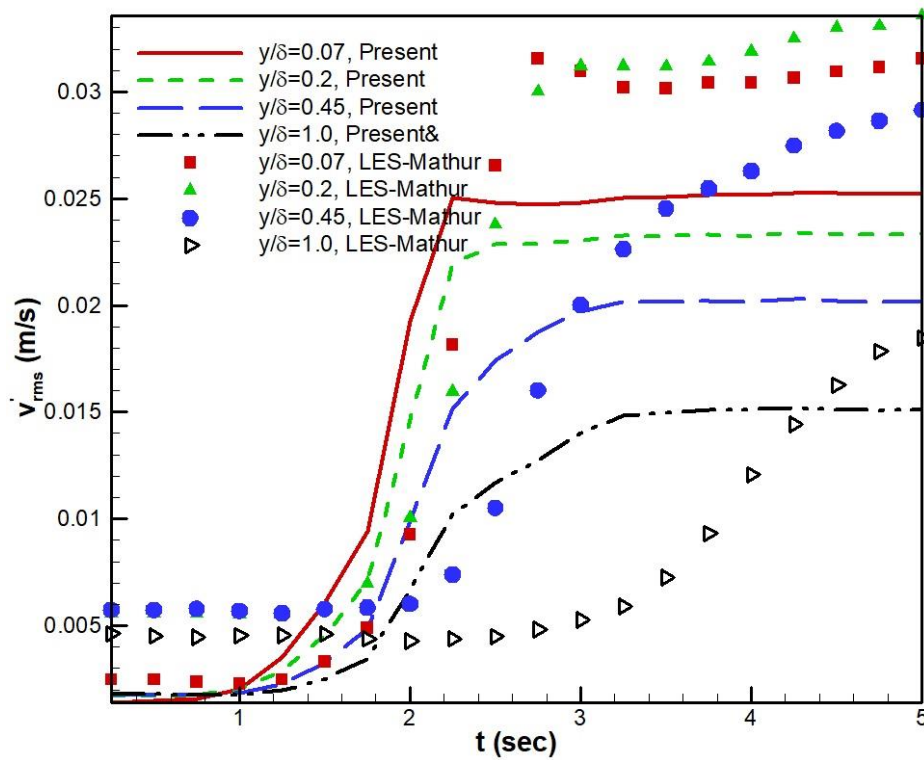
میزان خطای میانگین کل سرعت نوسانی مؤلفه طولی (در راستای جریان) شکل ۴-۳، در مقایسه هر چهار نمودار عددی و تجربی با یکدیگر مقدار ۵۸/۱۶ درصد است.



شکل ۴-۴ تغییرات سرعت نوسانی برحسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در راستای طولی از کف کانال در دوره شتابدهی $t=5s$ میزان خطای میانگین کل سرعت نوسانی مؤلفه طولی (در راستای جریان) شکل ۴-۴، در مقایسه هر چهار نمودار عددی و تجربی با یکدیگر مقدار ۴۳/۴۹ درصد است.

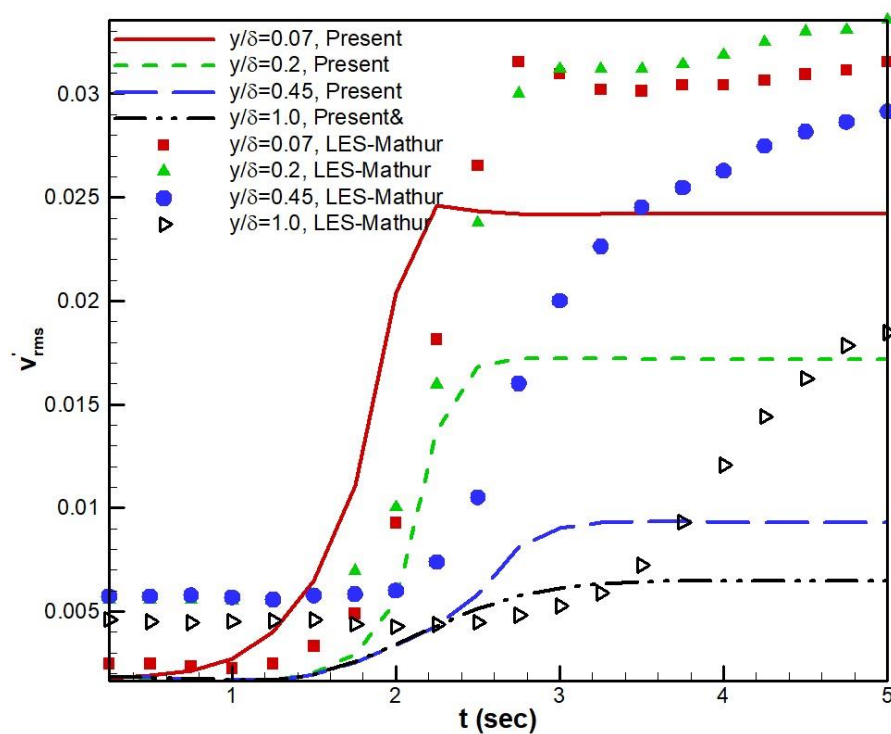
مارویاما و همکاران [۳۵] نشان دادند که پاسخ u'_{rms} شدیداً به موقعیت شعاعی وابسته است و از آنجا ناشی می‌شود که در جریان‌های گذرا، آشفتگی ابتدا در منطقه دیواره ایجاد می‌شود و سپس با گذشت زمان در مرکز منتشر می‌شود. با اندازه‌گیری‌های هر سه تنش عمودی آشفته و تنش برشی به دست آمده از یک سیستم LDA هی و جکسون [۳۶] ثابت کردند که u'_{rms} ابتدا نزدیک دیواره و پس از آن u'_{rms} و v'_{rms} با هم پاسخ می‌دهند و اینکه پخش (مکانی) نقش مهمی در پاسخ آشفتگی در هسته جریان دارد و این به وضوح در نمودارهای بالا مشاهده می‌شود. با مقایسه این تغییرات آماری u'_{rms} با کانتورهای جریان لحظه‌ای می‌توان نتیجه گرفت که

افزایش شدید نوسانات آشفته در راستای جریان ناشی از تشکیل، تقویت و کشیدگی رگه‌ها (لکه‌های آشفتگی) در طول مرحله پیش از گذار است.



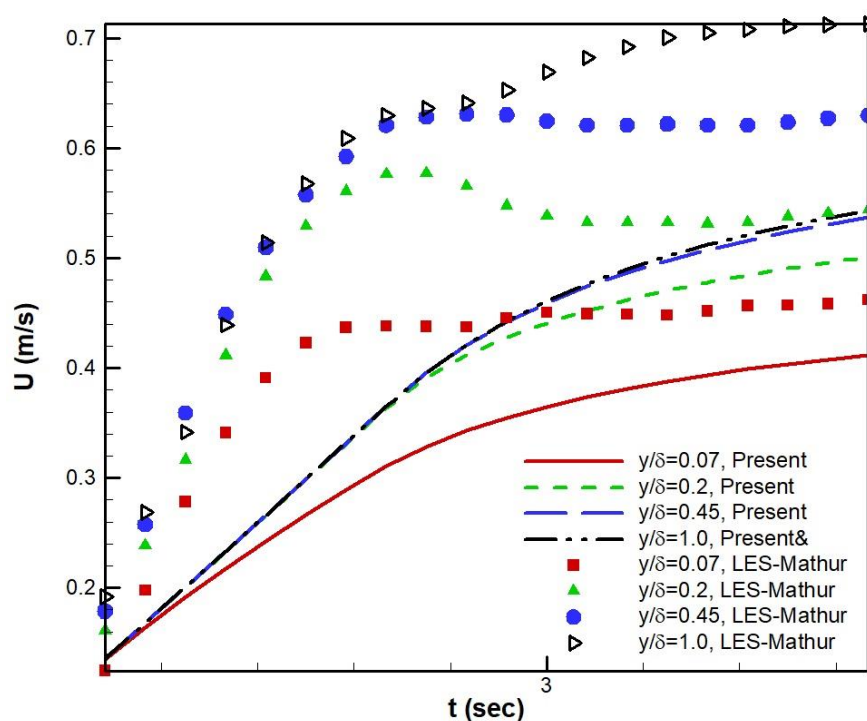
شکل ۴-۵ تغییرات سرعت نوسانی برحسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در راستای عمودی از کف کانال در دوره شتابدهی $t=5s$

میزان خطای میانگین کل سرعت نوسانی مؤلفه عرضی در شکل ۴-۵، در مقایسه هر چهار نمودار عددی و تجربی با یکدیگر مقدار ۴۵/۷۱ درصد است.



شکل ۴-۶ تغییرات سرعت نوسانی برحسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در راستای طولی از کف کانال در دوره شتاب دهی $t=5s$

میزان خطای میانگین کل سرعت نوسانی مؤلفه عرضی شکل ۴-۶، در مقایسه هر چهار نمودار عددی و تجربی با یکدیگر مقدار $47/45$ درصد است.



شکل ۷-۴ تغییرات سرعت نوسانی برحسب زمان در چهار مقطع نزدیک به دیواره در دوره شتابدهی $t=5s$

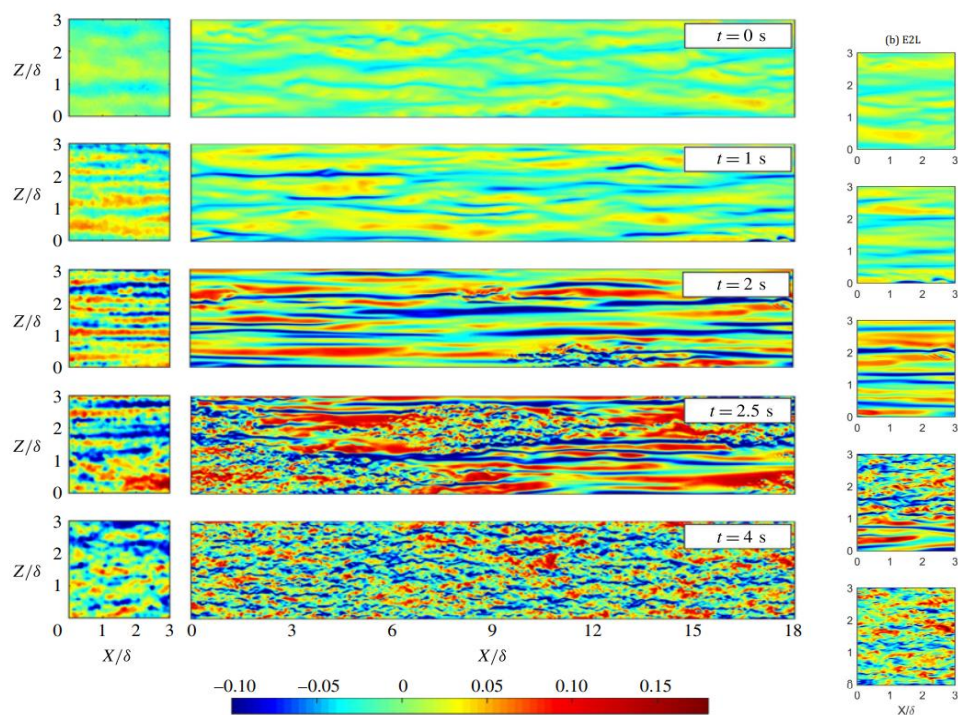
در شکل ۷-۴ سرعت متوسط در تمام مقاطع بلافاصله پس از شروع گذرا، جهشی از مقادیر پایا را نشان می‌دهد که در مقایسه با داده عددی حاضر، اختلاف اندکی دارد. میزان خطای میانگین کل سرعت متوسط در مقایسه هر چهار نمودار عددی و تجربی با یکدیگر مقدار $27/35$ درصد است.

۷-۴ پاسخ جریان لحظه‌ای

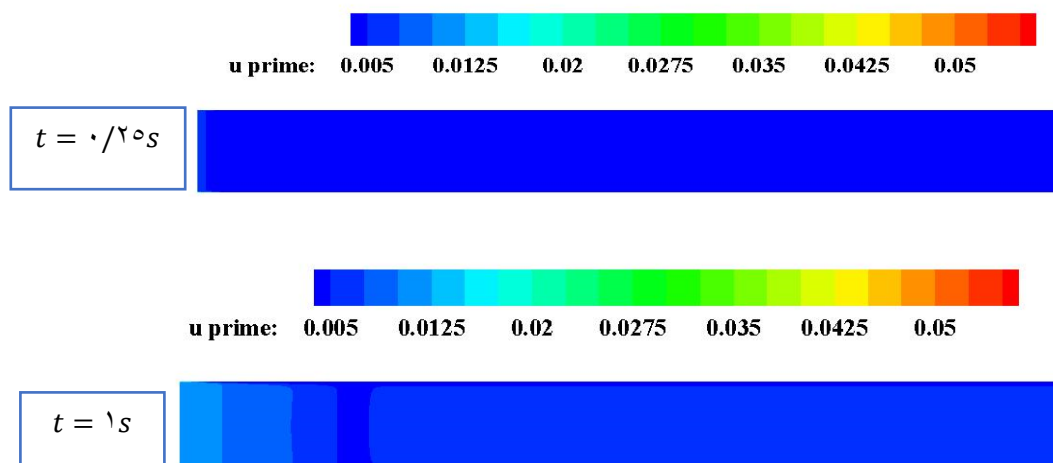
این بخش به بحث در مورد رفتار لحظه‌ای جریان اختصاص دارد. کانتورهای سرعت نوسانی در راستای جریان u'_{rms} در چند لحظه به ترتیب برای مورد شبیه‌سازی حاضر در مقایسه با شکل ۸-۴ ارائه می‌شوند. نوسانات سرعت از تفریق سرعت متوسط و سرعت لحظه‌ای جریان در راستای طولی و عرضی جریان به دست می‌آیند. صفحه اندازه‌گیری با فاصله ۲ میلی‌متر در راستای عمودی از دیواره کانال می‌باشد. اندازه دامنه اصلی این مورد شبیه‌سازی همانطور که در جدول ۲-۴ نشان داده شده $180 \times 150 \times 300$ در راستای X-Z است. با این حال

به منظور مقایسه مناسب، تنها یک بخش از دامنه در اینجا نشان داده شده است. در شکل ۴-۸ مربوط به مقاله ماتور و همکاران [۱]، مشاهده می‌شود که جریان اولیه در $t = 0s$ ، ساختارهای رگه‌ای محدودی از نوسانات در راستای جریان را نشان می‌دهد که نوعی از جریان آشفته کاملاً توسعه‌یافته و مشخصه معمول جریان آشفته با عدد رینولدز کم است. در دوره پیش از گذار در لحظات $t = 1s$ ، $t = 2s$ رگه‌های پرسرعت و کم‌سرعت تشکیل شده و با گذشت زمان تقویت می‌گردند و پس از شروع گذار، ساختارهای رگه‌ای کشیده تر و از لحاظ مقداری قوی‌تر می‌شوند. در دوره گذار، تجزیه این رگه‌ها مشاهده شده و لکه‌های منفرد^۱ از فرآیند انفجار آشفتگی شروع به ظاهر شدن می‌کنند. با گذشت زمان، این لکه‌های منفرد از لحاظ ابعادی رشد می‌کنند و با یکدیگر ادغام می‌شوند و گذار کامل به حالتی گفته می‌شود که کل سطح دیواره توسط این آشفتگی‌های تازه تولید شده پوشیده شوند. ساختارهای جریان شرح داده شده در بالا همان ساختارهای یافت شده در مطالعات DNS جریان‌های شتاب‌دار پله مانند هی و صدیقی [۵۱، ۵۲] است و با مطالعه صدیقی و همکاران [۵۳] و مطالعات تجربی گرجی [۵۴] نیز سازگار می‌باشد.

^۱ Isolated Spots

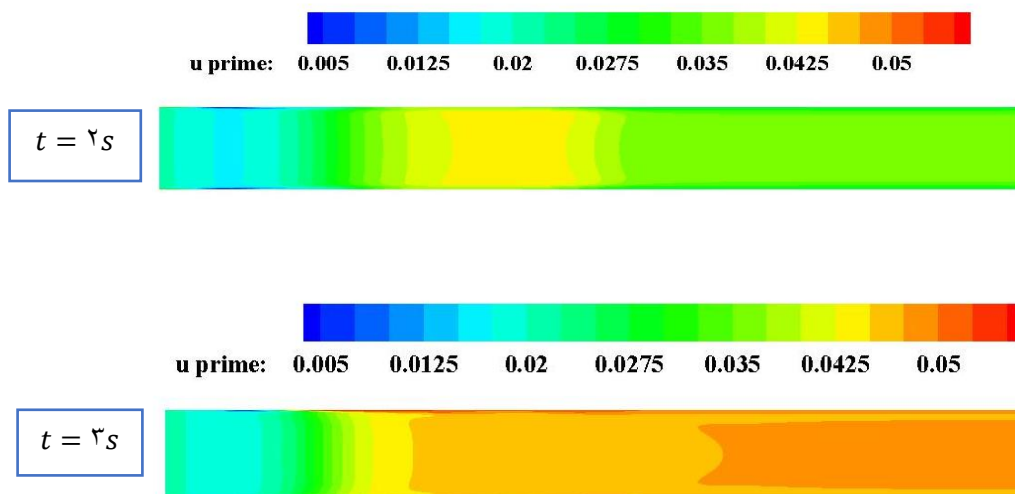


شکل ۴-۸ توزیع (کانتور) سرعت نوسانی u'_{rms} بر حسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال از مقاله [۱، ۲]



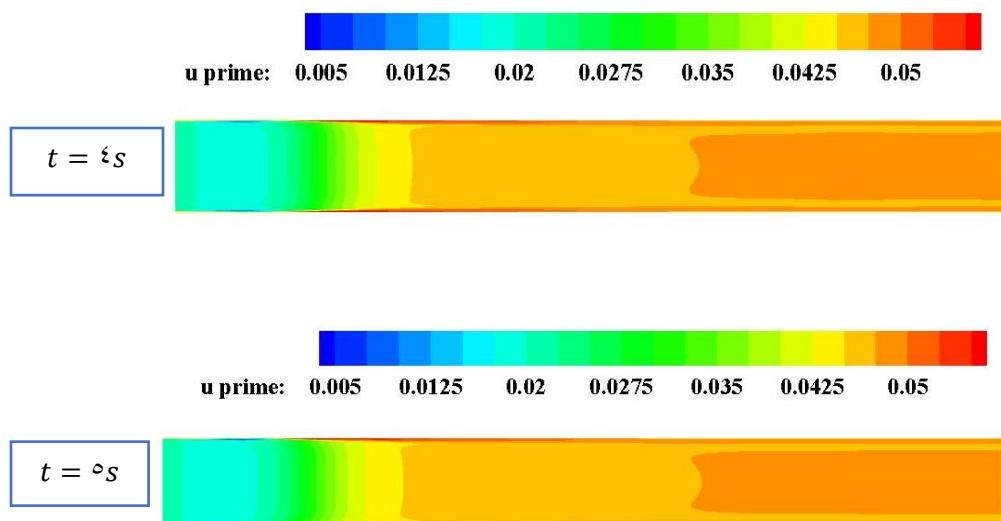
شکل ۴-۹ توزیع (کانتور) سرعت نوسانی u'_{rms} بر حسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال بر حسب داده‌ها در زمان‌های ۰.۲۵ و ۱ ثانیه

در شکل ۴-۹، مربوط به شبیه‌سازی حاضر، از آنجا که تشکیل و ناپایداری لکه‌های آشفته وابسته به ساختارهای جریان اولیه قبل از شروع شتاب است بنابراین، تغییرات بسیار اندکی در این لحظات مشاهده می‌شوند. به دلیل روش حل متفاوت با معادلات RANS تشکیل رگه مشاهده نمی‌شود و در حالت $t = 0/25s$ ، مربوط به جریان آشفته اولیه، u'_{rms} مقدار پایینی دارد و یک ثانیه بعد تشکیل پروفیل‌های سرعت مشاهده می‌شود.



شکل ۴-۱۰ توزیع (کانتور) سرعت نوسانی u'_{rms} برحسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال بر حسب داده‌ها در زمان‌های ۲ و ۳ ثانیه

در $t = 2s$ زمان شروع گذار، رشد پروفیل‌ها به مقطع میانی کانال رسیده و پس از طی کردن گذار میانه با یکدیگر ادغام شده در عرض یک ثانیه لکه منفرد آشفته‌گی تولید شده و به انتهای کانال می‌رسند و تا زمان $t = 5s$ (زمان نهایی) فقط از لحاظ ابعادی کمی بزرگتر و کشیده‌تر می‌گردند.



شکل ۴-۱۱ توزیع (کانتور) سرعت نوسانی u'_{rms} برحسب فاصله $y=2\text{mm}$ از دیواره کانال بر حسب داده‌ها در زمان‌های ۴ و ۵ ثانیه

فرآیند گذار مشاهده شده در اینجا شباهت زیادی به ویژگی گذار پیش‌بینی شده DNS تغییر جریان سریع تحت شتاب یکنواخت از جریان آشفته پایای اولیه مقاله (هی و صدیقی [۵۱]) دارد. همان‌طور که در بالا مشاهده شد و در مقاله هی و صدیقی [۵۱، ۵۲] برای افزایش جریان تقریباً پله‌ای^۱ بحث شد، رفتار غالب جریان گذرا نتیجه توسعه لایه‌مرزی است، یعنی رشد لایه‌مرزی با گذشت زمان، ناپایداری‌هایی را از خود نشان می‌دهد.

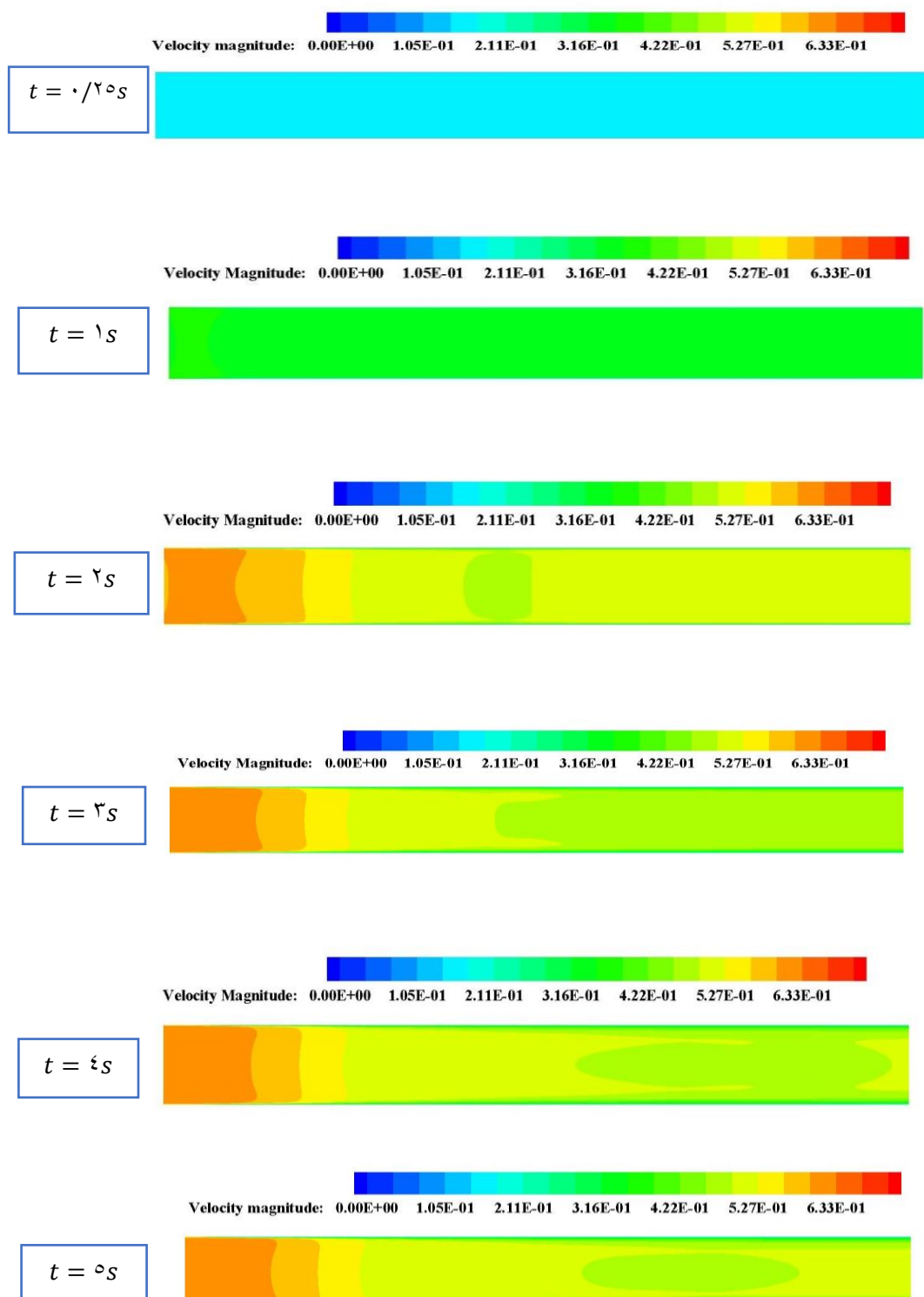
در این تفسیر، نوسانات آشفته که از قبل در جریان موجود هستند، در درجه اول به عنوان نویز یا اغتشاشات عمل می‌کنند و تکامل آن‌ها تا حد زیادی می‌تواند به اثر توسعه لایه‌مرزی مرتبط باشد. خارج از لایه‌مرزی جدید، نوسانات نسبتاً آزادانه تکامل می‌یابند اما در درون لایه‌مرزی توسط جریان جدید تعدیل می‌شوند^۲ و این دلیل اصلی کشیدگی رگه‌ها می‌باشد. بنابراین، اگرچه آشفتگی اولیه ممکن است برای گذار نهایی مفید باشد اما به خودی خود ویژگی تعیین‌کننده جریان نیست. از طرفی آشفتگی از قبل موجود در جریان به عنوان اغتشاشات

^۱ Near Step

^۲ Modulated

اولیه در رابطه با جریان جدید، بسیار شبیه به آشفته‌گی جریان آزاد^۱ در گذار میانبر لایه‌مرزی عمل می‌کند [۲]. این جریان در ابتدا تحت تأثیر افزایش نرخ جریان فقط در نزدیکی دیواره قرار می‌گیرد که در آن آشفته‌گی اولیه با لایه‌مرزی گسترش زمانی تعدیل می‌شود که در ابتدا در مجاورت دیواره تشکیل شد، اما به تدریج به سمت مرکز (هسته) در حال گسترش است. در نتیجه، ساختارهای آشفته‌گی اولیه نزدیک دیواره، همان‌طور که در بالا به شکل الگوهای امتداد یافته در کانتورهای u_{rms} مشاهده شد، به سمت تشکیل «حباب‌های» بلندی کشیده می‌شوند. به نظر می‌رسد که جریان در ابتدا پایدار باشد و توسعه جریان ماهیت پیشرونده‌ای داشته باشد ولی به دلیل روش حل متفاوت و مشاهده نکردن رگه‌ها، تشخیص گذار میانبر سخت است ولی شاید با توجه به مقدار شدت آشفته‌گی بالای یک درصد، این پدیده قابل توجیه باشد.

^۱ Free Stream Turbulence

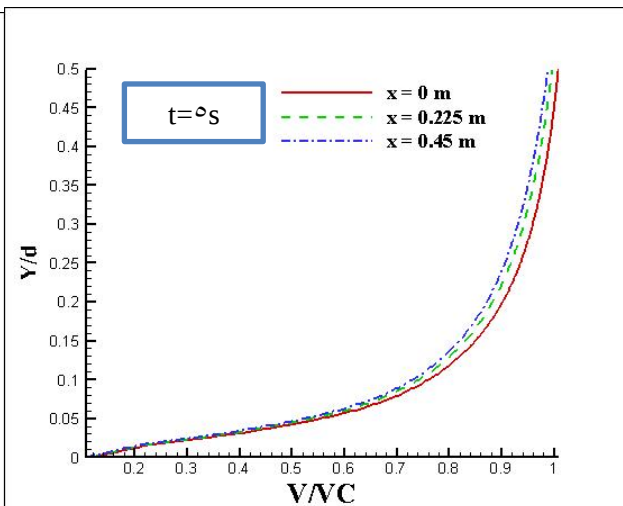
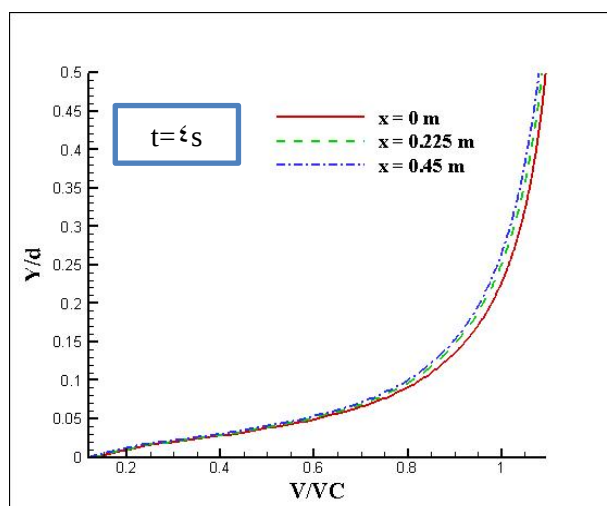
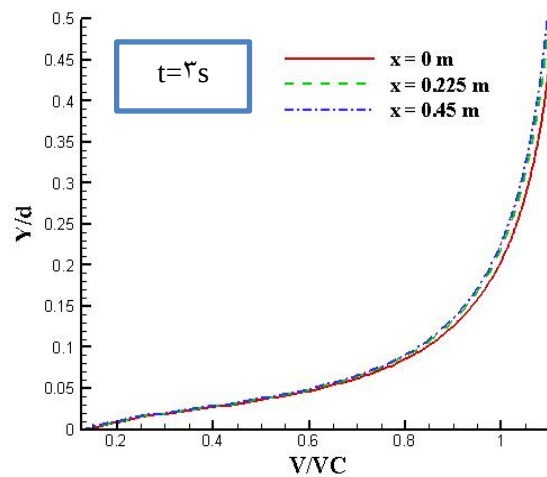
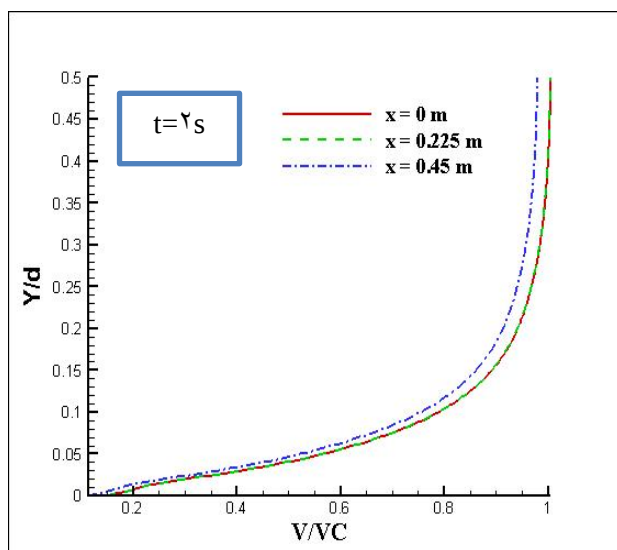
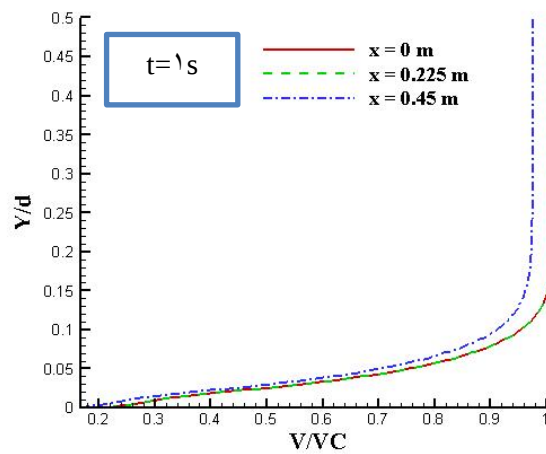
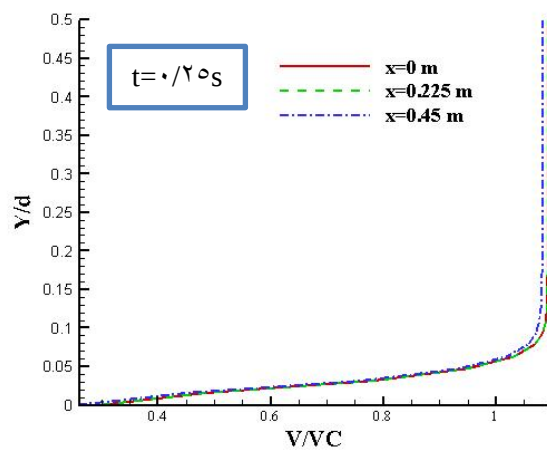


شکل ۴-۱۲ توزیع (کانتور) مقدار سرعت متوسط بر حسب فاصله $y=2mm$ از دیواره کانال بر حسب داده‌ها در زمان‌های ۰/۲۵ تا ۱/۵ ثانیه

در هنگام شروع جریان، مشابه حالت شتابدار خطی بلافاصله یک لایه مرزی نازک مجاور دیواره‌ها تشکیل شده و با گذشت زمان پروفیل‌های سرعت به مرکز جریان توسعه می‌یابند. همان‌طور که لکه‌های آشفتگی در راستای جریان حرکت می‌کنند در جهت جریان، آشفتگی یک ویژگی متناوب را نشان می‌دهد. لکه‌ها در هر دو راستای طولی و عرضی رشد می‌کنند و به یکدیگر متصل می‌شوند و این حالت به وضوح در شکل ۴-۱۲ مربوط به کانتورهای سرعت مشاهده می‌شود.

۴-۸ پروفیل سرعت در جریان آشفته شتابدار

در این بخش تغییرات مقدار سرعت بی‌بعد شده با سرعت خط مرکزی در مقابل ارتفاع کانال بی‌بعد شده در قالب پروفیل برای سه مقطع در راستای جریان از قسمت جلویی کانال برای دوره شتابدهی صفر تا پنج ثانیه در شکل ۴-۱۲ رسم شده است. همان‌طور که می‌دانیم، پروفیل سرعت در لایه مرزی آشفته به مراتب «مسطح‌تر» از پروفیل سرعت در لایه مرزی آرام می‌باشد و در فاصله یکسان از دیواره، سیال در لایه مرزی آشفته مقدار مومنتوم بیشتری دارد. با مشاهده این پروفیل‌ها به این نتیجه خواهیم رسید که با گذشت زمان، پروفیل‌ها مسطح‌تر شده و پس از پایان زمان گذار (۳ ثانیه)، علاوه بر توسعه یافتگی کامل جریان، دیگر هیچ تغییری در شکل پروفیل مشاهده نمی‌شود و فقط خطوط سه مقطع اندکی از هم فاصله می‌گیرند.



شکل ۴-۱۳ پروفیل سرعت بی‌بعد در سه مقطع در راستای جریان در دوره شتاب‌دهی $t=5s$

۴-۹ شباهت جریان کانال و لوله

حین مطالعه سیستماتیک توسط کوی هی [۱۶۵] روی جریان لوله آشفته در معرض تغییر ناگهانی نرخ جریان از حالت اولیه به حالت نهایی از طریق مکانیزم گذار میانبر که با نتایج جریان کانال گذرای صدیقی و همکاران مقایسه شده [۵۱]، نتایج زیر بدست آمده است. مشابه با جریان کانال، جریان گذرا در یک لوله پس از یک افزایش گام در نرخ جریان، غالباً یک جریان آرام همراه با یک گذار میانبر است. آشفتگی جدید، طی یک مکانیزم گذار میانبر که در ابتدا منطقه نزدیک دیواره را اشغال می‌کند، تولید می‌شود. پس از اتمام گذار، آن به منطقه مرکزی گسترش می‌یابد. روند عمومی گذار در جریان‌های لوله و کانال در منطقه نزدیک دیواره یکسان است. شباهت‌های بین دو جریان فقط به ساختارهای لحظه‌ای جریان محدود نمی‌شوند، بلکه در مقادیر آماری میانگین مجموع نیز وجود دارند. در هر حال، تفاوت‌های جزئی در منطقه مرکزی بین دو جریان طی مرحله گذار وجود دارد. رشد آشفتگی در لوله در این مرحله از جریان کانال سریع‌تر است. اثر اختلاط قوی‌تر در لوله نسبت داده شده است زیرا فضای در راستای جانبی با نزدیک‌تر شدن جریان به مرکز باریک‌تر می‌شود. در تحلیل توسعه پروفیل‌های سرعت متوسط، لزجت آشفته، عدد رینولدز ورتیسیتی و ترم‌های کلی مشخص شد که رشد لزجت آشفته و عدد رینولدز ورتیسیتی در دو جریان از لحاظ کمی متفاوتند که به اختلافات در گسترش گرادیان سرعت نسبت داده شده‌اند. پاسخ معمول جریان در گذار میانبر رشد و تجزیه رگه‌هاست. مشخص شده که این سناریو در یک جریان با شیب مثبت آهسته به اندازه جریان‌های شیب مثبت سریع قابل توجه نیست. در هر حال، با وجود اثر تأخیر، رشد آمار، صرف‌نظر از شتاب‌های تحمیلی آرام و سریع مشابه است. طی مرحله گذار، رابطه خطی بین Re_{θ} و Re_{vmax} فقط در جریان‌های با شیب مثبت سریع دیده می‌شود. با آرام شدن فرآیند شیب مثبت، منطقه خطی کاهش می‌یابد. شیب منطقه خطی در مواردی با شیب مثبت سریع بین ۰/۸۴ و ۰/۹۵، در برابر شیب معمول جریان لایه‌مرزی ۲/۱۹۳ بدست آمده است.

فصل ۵: نتیجه گیری و پیشنهادات

۵-۱ نتیجه گیری

۱- عملکرد مدل آشفتگی چهار معادله‌ای $k-\varepsilon-V2F$ در بررسی جریان آشفته ناپایا نوع شیب مثبت با مقایسه پارامترها با نتایج LES از مقاله ماتور و همکاران [۱] مورد بررسی قرار گرفته است و این مدل توانست با مدل‌های آشفتگی رقابت نماید و با اختلاف نتایج قابل قبولی را ارائه دهد.

۲- این مدل در مقایسه با مدل LES که حساسیت زیادی به شبکه‌بندی دارد، مقادیر ضریب اصطکاک و تنش برشی دیواره را با اختلاف اندکی بدست آورد و مشاهده شد که هر دو پارامتر مشابه گذار میانبر لایه‌مرزی مقاله هی و صدیقی در سه مرحله پیش از گذار، گذار و کاملاً آشفته توسعه می‌یابند.

۳- در هنگام شروع جریان، مشابه حالت شتاب‌دار خطی بلافاصله یک لایه‌مرزی نازک مجاور دیواره‌ها تشکیل شده و با گذشت زمان پروفیل‌های سرعت به مرکز جریان توسعه می‌یابند.

۴- شتاب خطی باعث می‌شود لایه‌های بسیار کوچک به طور پیوسته تولید شوند و به درون جریان پخش شده و یک لایه‌مرزی در حال توسعه زمانی را تشکیل می‌دهد.

۵- هنگام شروع گذار، پروفیل‌های سرعت در مرکز با یکدیگر ادغام شده و با گذشت زمان، لکه آشفتگی را تشکیل می‌دهد و روند کندتری همراه با تأخیر را طی می‌کند.

۶- در مرحله پیش از گذار، سرعت نوسانی در راستای جریان u'_{rms} به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد و v'_{rms} در این مرحله تقریباً همان روند را با مقدار کمتری طی می‌کند و هر دو بعد از شروع گذار، بدون هیچ پیکری به صورت خطی امتداد می‌یابند.

۵-۲ پیشنهادات

۱- مفهوم جریان کانال گذرا در ابتدا برای گردش ناگهانی نرخ جریان توسط هی و صدیقی معرفی شد. تولید نرخ شتاب بالا، چالشی برای بکارگیری حلقه جریان محسوب می‌شود و در نتیجه هر تلاشی برای بهبود نرخ شتاب در مطالعات آتی به شدت مفید خواهد بود.

۲- تحقیقات حاضر با استفاده از مدل $k-\epsilon - V2F$ برای جریان‌های ناپایا با هندسه لوله یا کانال زبر بررسی گردد.

١. Mathur, A., *Study of accelerating and decelerating turbulent flows in a channel*. 2016, University of Sheffield.
٢. Mathur, A., et al., *Temporal acceleration of a turbulent channel flow*. Journal of Fluid Mechanics, 2018. **835**: p. 471-490.
٣. Gerrard, J., *An experimental investigation of pulsating turbulent water flow in a tube*. Journal of Fluid Mechanics, 1971. **46**(1): p. 43-64.
٤. Mizushima, T., T. Maruyama, and H. Hirasawa, *Structure of the turbulence in pulsating pipe flows*. Journal of Chemical Engineering of Japan, 1975. **8**(3): p. 210-216.
٥. Mizushima, T., T. Maruyama, and Y. Shiozaki, *Pulsating turbulent flow in a tube*. Journal of Chemical Engineering of Japan, 1974. **6**(6): p. 487-494.
٦. Ramaprian, B. and S. Tu, *Fully developed periodic turbulent pipe flow. Part 2. The detailed structure of the flow*. Journal of Fluid Mechanics, 1983. **137**: p. 59-81.
٧. Ramaprian, B. and S.-W. Tu, *An experimental study of oscillatory pipe flow at transitional Reynolds numbers*. Journal of Fluid Mechanics, 1980. **100** : (٣) p. 513-544.
٨. Tu, S. and B. Ramaprian, *Fully developed periodic turbulent pipe flow. Part 1. Main experimental results and comparison with predictions*. Journal of Fluid Mechanics, 1983. **137**: p. 31-58.
٩. Ohmi, M., S. Kyomen, and T. USui, *Analysis of velocity distribution in pulsating turbulent pipe flow with time-dependent friction velocity*. Bulletin of JSME, 1978. **21**(157): p. 1137-1143.
١٠. Tardu, S.F., G. Binder, and R.F. Blackwelder, *Turbulent channel flow with large-amplitude velocity oscillations*. Journal of Fluid Mechanics, 1994. **267**: p. 109-151.
١١. Iguchi, M., M. Ohmi, and S. Tanaka, *Experimental study of turbulence in a pulsatile pipe flow*. Bulletin of JSME, 1985. **28**(246): p. 2915-2922.
١٢. Tardu, F.S. and R. Maestri, *Wall shear stress modulation in a turbulent flow subjected to imposed unsteadiness with adverse pressure gradient*. Fluid Dynamics Research, 2010. **42**(3): p. 035510.
١٣. Tardu, F.S. and P. Vezin, *Response of the streaks, the active and passive eddies in an unsteady channel flow*. International journal of heat and fluid flow, 2004. **25**(6): p. 915-932.
١٤. Tardu, S.F., *Spectral characteristics of the near-wall turbulence in an unsteady channel flow*. 2007.
١٥. Tardu, S.F. and P. da Costa, *Experiments and modeling of an unsteady turbulent channel flow*. AIAA journal, 2005. **43**(1): p. 140-148.

- .١٦ He, S. and J. Jackson, *An experimental study of pulsating turbulent flow in a pipe*. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2009. **28**(2): p. 309-320.
- .١٧ Hino, M., et al., *Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow*. Journal of Fluid Mechanics, 1983. **131**: p. 363-400.
- .١٨ Shemer, L. and E. Kit, *An experimental investigation of the quasisteady turbulent pulsating flow in a pipe*. The Physics of fluids : (١)٢٧ . ١٩٨٤ ,p. 72-76.
- .١٩ Shemer, L., I. Wygnanski, and E. Kit, *Pulsating flow in a pipe*. Journal of Fluid Mechanics, 1985. **153**: p. 313-337.
- .٢٠ Mao, Z. and T.J. Hanratty, *Measurement of wall shear rate in large amplitude unsteady reversing flows*. Experiments in fluids, 1992. **12**(4): p. 342-350.
- .٢١ Mao, Z. and T.J. Hanratty, *Influence of large-amplitude oscillations on turbulent drag*. AIChE journal, 1994. **40**(10): p. 1601-1610.
- .٢٢ Mao, Z.-X. and T.J. Hanratty, *Studies of the wall shear stress in a turbulent pulsating pipe flow*. Journal of Fluid Mechanics, 1986. **170**: p. 545-564.
- .٢٣ Brereton, G. and W. Reynolds, *Dynamic response of boundary-layer turbulence to oscillatory shear*. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 1991. **3**(1): p. 178-187.
- .٢٤ Brereton, G. ,W. Reynolds, and R. Jayaraman, *Response of a turbulent boundary layer to sinusoidal free-stream unsteadiness*. Journal of fluid mechanics, 1990. **221**: p. 131-159.
- .٢٥ Scotti, A. and U. Piomelli, *Numerical simulation of pulsating turbulent channel flow*. Physics of Fluids, 2001. **13**(5): p. 1367-1384.
- .٢٦ Scotti, A. and U. Piomelli, *Turbulence models in pulsating flows*. AIAA journal, 2002. **40**(3): p. 537-544.
- .٢٧ Cotton, M., *Resonant responses in periodic turbulent flows: computations using $k-\epsilon$ eddy viscosity model*. Journal of Hydraulic Research, 2007. **45**(1): p. 54-61.
- .٢٨ Cotton, M., et al., *On modelling periodic motion with turbulence closures*. Flow, turbulence and combustion, 2001. **67**(2): p. 143-158.
- .٢٩ Cotton, M. and A. Guy, *Analytical and Reynolds stress transport model results for periodically oscillated turbulent flows*. Journal of Hydraulic Research, 2004. **42**(3): p. 293-302.
- .٣٠ Cotton, M., A. Guy, and B. Launder. *Second-moment modelling of periodic and transient pipe flow*. in *11th Symp. on Turbulent Shear Flows, Grenoble, France*. 1997.
- .٣١ Ismael, J. and M. Cotton, *Calculations of wall shear stress in harmonically oscillated turbulent pipe flow using a low-Reynolds-number $k-\epsilon$ model*. 1996.

- .۳۲ Brereton, G. and R. Mankbadi, *Review of recent advances in the study of unsteady turbulent internal flows*. 1995.
- .۳۳ Gundogdu, M.Y. and M.O. Carpinlioglu, *Present state of art on pulsatile flow theory: Part 2: Turbulent flow regime*. JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering, 1999. **42** : (۳) p. 398-410.
- .۳۴ Nabavi, M. and K. Siddiqui, *A critical review on advanced velocity measurement techniques in pulsating flows*. Measurement science and technology, 2010. **21**(4): p. 042002.
- .۳۵ Maruyama, T., T. Kuribayashi, and T. Mizushima, *The structure of the turbulence in transient pipe flows*. Journal of Chemical Engineering of Japan, 1976. **9**(6): p. 431-439.
- .۳۶ He, S. and J. Jackson, *A study of turbulence under conditions of transient flow in a pipe*. Journal of Fluid Mechanics, 2000. **408**: p. 1-38.
- .۳۷ Greenblatt, D. and E.A. Moss, *Rapid temporal acceleration of a turbulent pipe flow*. Journal of Fluid Mechanics, 2004. **514**: p. 65-75.
- .۳۸ Shuy, E., *Wall shear stress in accelerating and decelerating turbulent pipe flows*. Journal of Hydraulic Research, 1996 : (۳) ۳۴ .p. 173-183.
- .۳۹ Kurokawa, J. and M. Morikawa, *Accelerated and decelerated flows in a circular pipe: 1st report, velocity profile and friction coefficient*. Bulletin of JSME, 1986. **29**(249): p. 758-765.
- .۴۰ He, S., C. Ariyaratne, and A. Vardy, *A computational study of wall friction and turbulence dynamics in accelerating pipe flows*. Computers & fluids, 2008. **37**(6): p. 674-689.
- .۴۱ Ariyaratne, C., S. He, and A.E. Vardy, *Wall friction and turbulence dynamics in decelerating pipe flows*. Journal of hydraulic research, 2010. **48**(6): p. 810-821.
- .۴۲ He, S. and C. Ariyaratne, *Wall shear stress in the early stage of unsteady turbulent pipe flow*. Journal of hydraulic engineering, 2011. **137**(5): p. 606-610.
- .۴۳ He, S., C. Ariyaratne, and A. Vardy, *Wall shear stress in accelerating turbulent pipe flow*. Journal of Fluid Mechanics, 2011. **685**: p. 440-460.
- .۴۴ Coleman, G., J. Kim, and P. Spalart, *Direct numerical simulation of a decelerated wall-bounded turbulent shear flow*. Journal of Fluid Mechanics, 2003. **495**: p. ۱۸-۱ .
- .۴۵ Talha, T., *A numerical investigation of three-dimensional unsteady turbulent channel flow subjected to temporal acceleration*. 2012, University of Warwick.
- .۴۶ Krogstad, P.Å. and P.E. Skåre, *Influence of a strong adverse pressure gradient on the turbulent structure in a boundary layer*. Physics of Fluids, 1995. **7**(8): p. 2014-2024.
- .۴۷ Nagano, Y., T. Tsuji, and T. Houra, *Structure of turbulent boundary layer subjected to adverse pressure gradient*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1998 : (۵) ۱۹ .p. 563-572.

- .٤٨ Chung, Y.M., *Unsteady turbulent flow with sudden pressure gradient changes*. International journal for numerical methods in fluids, 2005. **47**(8-9): p. 925-930.
- .٤٩ Seddighi, M., et al., *A comparative study of turbulence in ramp-up and ramp-down unsteady flows*. Flow, turbulence and combustion, 2011. **86**(3-4): p. 439-454.
- .٥٠ Jung, S.Y. and Y.M. Chung, *Large-eddy simulation of accelerated turbulent flow in a circular pipe*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2012. **33**(1): p. 1.[^]-
- .٥١ He, S. and M. Seddighi, *Turbulence in transient channel flow*. Journal of Fluid Mechanics, 2013. **715**: p. 60-102.
- .٥٢ He, S. and M. Seddighi, *Transition of transient channel flow after a change in Reynolds number*. Journal of Fluid Mechanics, 2015. **76** :٤p. 395-427.
- .٥٣ Seddighi, M., et al., *Direct numerical simulation of an accelerating channel flow*. Flow, turbulence and combustion, 2014. **92**(1-2): p. 473-502.
- .٥٤ Gorji, S., *A study of turbulence in transient channel flows*. 2015, University of Sheffield.
- .٥٥ Launder, B.E. and B.I. Sharma, *Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc*. Letters in heat and mass transfer, 1974. **1**(2): p. 131-137.
- .٥٦ Reynolds, O., XXIX. *An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels*. Philosophical Transactions of the Royal society of London, 1883(174): p. 935-982.
- .٥٧ Kleiser, L. and T.A. Zang, *Numerical simulation of transition in wall-bounded shear flows*. Annual review of fluid mechanics, 1991. **23**(1): p. 495-537.
- .٥٨ Jacobs, R. and P. Durbin, *Simulations of bypass transition*. Journal of Fluid Mechanics, 2001. **428**: p. 185-212.
- .٥٩ Kendall ,J. *Experimental study of disturbances produced in a pre-transitional laminar boundary layer by weak freestream turbulence*. in *18th Fluid Dynamics and Plasmadynamics and Lasers Conference*. 1985.
- .٦٠ Wygnanski, I., J. Haritonidis, and R. Kaplan, *On a Tollmien-Schlichting wave packet produced by a turbulent spot*. Journal of Fluid Mechanics, 1979. **92**(3): p. 505-528.
- .٦١ Ellingsen, T. and E. Palm, *Stability of linear flow*. The Physics of Fluids, 1975. **18**(4): p. 487-488.
- .٦٢ Hultgren, L.S. and L.H. Gustavsson ,*Algebraic growth of disturbances in a laminar boundary layer*. The Physics of Fluids, 1981. **24**(6): p. 1000-1004.
- .٦٣ Landahl, M., *A note on an algebraic instability of inviscid parallel shear flows*. Journal of Fluid Mechanics, 1980. **98**(2): p. 243-251.

- .٦٤ Kim, H., S. Kline, and W. Reynolds, *The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer*. Journal of Fluid Mechanics, 1971. **50**(1): p. 133-160.
- .٦٥ Kline, S.J., et al., *The structure of turbulent boundary layers*. Journal of Fluid Mechanics, 1967. **30**(4): p. 741-773.
- .٦٦ Alfredsson, P., *Streaky structures in transition*. Proc. Transitional Boundary Layers in Aerodynamics, 1996: p. 373-386.
- .٦٧ Taylor, G.I., *Experiments on the motion of solid bodies in rotating fluids*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1923. **104**(725): p. 213-218.
- .٦٨ Hof, B., et al., *Experimental observation of nonlinear traveling waves in turbulent pipe flow*. Science, 2004. **305**(5690): p. ١٥٩٨-١٥٩٤ .
- .٦٩ Wygnanski, I.J. and F. Champagne, *On transition in a pipe. Part 1. The origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug*. Journal of Fluid Mechanics, 1973. **59**(2): p. 281-335.
- .٧٠ Cerbus, R.T., et al., *Small-scale universality in the spectral structure of transitional pipe flows*. Science advances, 2020. **6**(4): p. eaaw6256.
- .٧١ Han, G., A. Tumin, and I. Wygnanski, *Laminar–turbulent transition in Poiseuille pipe flow subjected to periodic perturbation emanating from the wall. Part 2. Late stage of transition*. Journal of Fluid Mechanics, 2000. **419**: p. 1-27.
- .٧٢ Reuter, J. and D. Rempfer, *Analysis of pipe flow transition. Part II. Energy transfer*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2005. **19**(1): p. 39-64.
- .٧٣ Peixinho, J. and T .Mullin, *Decay of turbulence in pipe flow*. Physical review letters, 2006. **96**(9): p. 094501.
- .٧٤ Schneider, T.M., B. Eckhardt, and J.A. Yorke, *Turbulence transition and the edge of chaos in pipe flow*. Physical review letters, 2007. **99**(3): p. 034502.
- .٧٥ Orszag, S.A., *Accurate solution of the Orr–Sommerfeld stability equation*. Journal of Fluid Mechanics, 1971. **50**(4): p. 689-703.
- .٧٦ Carlson, D.R., S.E. Widnall, and M.F. Peeters, *A flow-visualization study of transition in plane Poiseuille flow*. Journal of Fluid Mechanics, 1982. **121**: p. 487-505.
- .٧٧ Schumacher, J. and B. Eckhardt, *Evolution of turbulent spots in a parallel shear flow*. Physical Review E, 2001. **63**(4): p. 046307.
- .٧٨ Lagha, M., *Turbulent spots and waves in a model for plane Poiseuille flow*. Physics of Fluids, 2007. **19**(12): p. 124103.

۷۹. Zang, T.A. and S.E. Krist, *Numerical experiments on stability and transition in plane channel flow*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 1989. **1**(1): p. 41-64.
۸۰. Schultz, M.P. and K.A. Flack, *Reynolds-number scaling of turbulent channel flow*. Physics of Fluids, 2013. **25**(2): p. 025104.
۸۱. Smits, A.J. and I. Marusic, *Wall-bounded turbulence*. Phys. Today, 2013. **66**(9): p. 25-30.
۸۲. Marusic, I., et al., *Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: recent advances and key issues*. Physics of Fluids, 2010. **22**(6): p. 065103.
۸۳. Millikan, C.B. *A critical discussion of turbulent flow in channels and circular tubes*. in *Proc. 5th Int. Congress on Applied Mechanics (Cambridge, MA, 1938)*. 1939. Wiley.
۸۴. Spalart, P. and S. Allmaras. *A one-equation turbulence model for aerodynamic flows*. in *30th aerospace sciences meeting and exhibit*. 1992.
۸۵. Nagib, H.M. and K.A. Chauhan, *Variations of von Kármán coefficient in canonical flows*. Physics of fluids, 200 : (۱۰) ۲۰ . ۸p. 101518.
۸۶. Jiménez, J. and R.D. Moser, *What are we learning from simulating wall turbulence?* Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2007. **365**(1852): p. 715-732.
۸۷. Afzal, N., *Millikan's argument at moderately large Reynolds number*. The Physics of Fluids, 1976. **19**(4): p. 600-602.
۸۸. Mizuno, Y. and J. Jiménez, *Mean velocity and length-scales in the overlap region of wall-bounded turbulent flows*. Physics of Fluids, 2011. **23**(8): p. ۰۸۵۱۱۲ .
۸۹. Townsend, A., *The structure of turbulent shear flow*. 1980: Cambridge university press.
۹۰. De Graaff, D.B. and J.K. Eaton, *Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer*. Journal of Fluid Mechanics, 2000. **422**: p. 319-346.
۹۱. Hoyas, S. and J. Jiménez, *Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re \tau = 2003$* . Physics of fluids, 2006. **18**(1): p. 011702.
۹۲. نژاد, م.م.ص., مبانی جریان های آشفته و مدل سازی آنها. دانش نگار. ۱۳۹۶, تهران: فرنگار رنگ. ۷۲۸.
۹۳. Ghasemi, E., et al., *Effects of adverse and favorable pressure gradients on entropy generation in a transitional boundary layer region under the influence of freestream turbulence*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014. **77**: p. 475-488.
۹۴. Bose ,R., *Mixed mode transition to turbulence in boundary layers*. 2016, Iowa State University.
۹۵. Vaughan, N.J. and T.A. Zaki, *Stability of zero-pressure-gradient boundary layer distorted by unsteady Klebanoff streaks*. Journal of Fluid Mechanics, 2011. **681** :p. 116-153.

- .٩٦ Nagarajan, S., S. Lele, and J. Ferziger, *Leading-edge effects in bypass transition*. Journal of Fluid Mechanics, 2007. **572**: p. 471-504.
- .٩٧ Ovchinnikov, V., M.M. Choudhari, and U. Piomelli, *Numerical simulations of boundary-layer bypass transition due to high-amplitude free-stream turbulence*. Journal of Fluid Mechanics, 2008. **613**: p. 135-169.
- .٩٨ Brandt, L., P. Schlatter, and D.S. Henningson, *Transition in boundary layers subject to free-stream turbulence*. Journal of Fluid Mechanics, 2004 :٥١٧ .p. 167-198.
- .٩٩ Reddy, S.C., et al., *On stability of streamwise streaks and transition thresholds in plane channel flows*. Journal of Fluid Mechanics, 1998. **365**: p. 269-303.
- .١٠٠ Schlatter, P., et al., *On streak breakdown in bypass transition*. Physics of fluids, 2008. **20**(10): p. 101505.
- .١٠١ Cossu, C., et al., *Secondary threshold amplitudes for sinuous streak breakdown*. Physics of fluids, 2011. **23**(7): p. 074103.
- .١٠٢ Elofsson, P.A., M. Kawakami, and P.H. Alfredsson, *Experiments on the stability of streamwise streaks in plane Poiseuille flow*. Physics of Fluids, 1999. **11**(4): p. 915-930.
- .١٠٣ Swearingen, J.D. and R.F. Blackwelder, *The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall*. Journal of Fluid Mechanics, 1987. **182**: p. 255-290.
- .١٠٤ Waleffe, F., *On a self-sustaining process in shear flows*. Physics of Fluids, 1997. **9**(4): p. 883-900.
- .١٠٥ Yu, X. and J.T. Liu, *On the mechanism of sinuous and varicose modes in three-dimensional viscous secondary instability of nonlinear Görtler rolls*. Physics of Fluids, 1994. **6**(2): p. 736-750.
- .١٠٦ Asai, M., M. Minagawa, and M. Nishioka, *The instability and breakdown of a near-wall low-speed streak*. Journal of Fluid Mechanics, 2002. **455**: p. 289-314.
- .١٠٧ Andersson, P., et al., *On the breakdown of boundary layer streaks*. Journal of Fluid Mechanics, 2001. **428**: p. 29-60.
- .١٠٨ Brandt, L. and D.S. Henningson, *Transition of streamwise streaks in zero-pressure-gradient boundary layers*. Journal of Fluid Mechanics, 2002. **472**: p. 229-261.
- .١٠٩ Mandal, A., L. Venkatakrishnan, and J. Dey, *A study on boundary-layer transition induced by free-stream turbulence*. Journal of fluid mechanics, 2010. **660**: p. 114-146.
- .١١٠ Arnal, D., J.-C. Juillen, and R. Michel, *Experimental analysis and calculation of the onset and development of the boundary layer transition*. ONERA, 1977. **1977**.
- .١١١ Westin, K., et al., *Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Part 1. Boundary layer structure and receptivity*. Journal of Fluid Mechanics, 1994. **281**: p. 193-2١٨

- .۱۱۲ Andersson, P., M. Berggren, and D.S. Henningson, *Optimal disturbances and bypass transition in boundary layers*. Physics of Fluids, 1999. **11**(1): p. 134-150.
- .۱۱۳ Matsubara, M. and P.H. Alfredsson, *Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence*. Journal of fluid mechanics, 2001. **430**: p. 149-168.
- .۱۱۴ Fransson, J.H., M. Matsubara, and P.H. Alfredsson, *Transition induced by free-stream turbulence*. Journal of Fluid Mechanics, 2005. **527**: p. 1-25.
- .۱۱۵ Narasimha, R., C. Subramanian, and M.B. Narayanan, *Turbulent spot growth in favorable pressure gradients*. AIAA journal, 1984. **22**(6): p. 837-839.
- .۱۱۶ Brown, F.T., *The transient response of fluid lines*. 1962.
- .۱۱۷ D'Souza, A.F. and R. Oldenburger, *Dynamic response of fluid lines*. ۱۹۶۴ .
- .۱۱۸ Zielke, W., *Frequency-dependent friction in transient pipe flow*. 1968.
- .۱۱۹ Letelier S, M.F. and H.J. Leutheusser, *Skin friction in unsteady laminar pipe flow*. Journal of the Hydraulics Division, 1976. **102**(1): p. 41-56.
- .۱۲۰ Achard, J. and G. Lespinard, *Structure of the transient wall-friction law in one-dimensional models of laminar pipe flows*. Journal of Fluid Mechanics, 1981. **113**: p. 283-298.
- .۱۲۱ Vardy, A.E. and K.-L. Hwang, *A characteristics model of transient friction in pipes*. Journal of Hydraulic Research, 1991. **29**(5): p. 669-684.
- .۱۲۲ Vardy, A.E. and J.M. Brown, *Transient, turbulent, smooth pipe friction*. Journal of hydraulic research, 1995. **33**(4): p. 435-456.
- .۱۲۳ Shuy, E., *Approximate wall shear equation for unsteady laminar pipe flows*. Journal of Hydraulic Research, 1995. **33**(4): p. 457-469.
- .۱۲۴ Brereton, G. and Y. Jiang, *Exact solutions for some fully developed laminar pipe flows undergoing arbitrary unsteadiness*. Physics of Fluids, 2005. **17**(11): p. 118104.
- .۱۲۵ Adamkowski, A. and M. Lewandowski, *Experimental examination of unsteady friction models for transient pipe flow simulation*. 2006.
- .۱۲۶ Ainola, L., et al., *On the criteria of the transition from laminar to turbulent in starting pipe flow*. Trans. Tallinn Polyt. Inst., 1981 :۵۰۵ .p. 17-29.
- .۱۲۷ Das, D. and J.H. Arakeri, *Transition of unsteady velocity profiles with reverse flow*. Journal of Fluid Mechanics, 1998. **374**: p. 251-283.
- .۱۲۸ Chen, Q. and W. Xu, *A zero-equation turbulence model for indoor airflow simulation*. Energy and buildings, 1998. **28**(2): p. 137-144.
- .۱۲۹ Tani, I., *History of boundary layer theory*. Annual review of fluid mechanics, 1977. **9**(1): p. 87-111.

۱۳۰. Jones, W. and B.E. Launder, *The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence*. International journal of heat and mass transfer, 1972. **15**(2): p. 301-314.
۱۳۱. Wilcox, D.C., *Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models*. AIAA journal, 1988. **26**(11): p. 1299-1310.
۱۳۲. Launder, B.E., G.J. Reece, and W. Rodi, *Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure*. Journal of fluid mechanics, 1975. **68**(3): p. 537-566.
۱۳۳. Speziale, C.G., S. Sarkar, and T.B. Gatski, *Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach*. Journal of fluid mechanics, 1991. **227**: p. 245-272.
۱۳۴. Durbin, P.A., *Separated flow computations with the k-epsilon-v-squared model*. AIAA journal, 1995. **33**(4): p. 659-664.
۱۳۵. Parneix, S., P.A. Durbin, and M. Behnia, *Computation of 3-D turbulent boundary layers using the V2F model*. Flow, Turbulence and Combustion, 1998. **60**(1): p. 19-46.
۱۳۶. Langtry, R.B. and F.R. Menter, *Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes*. AIAA journal, 2۰۰۶. **44**(۱۲): p. 2894-2906.
۱۳۷. Sarkar, A. and R. So, *A critical evaluation of near-wall two-equation models against direct numerical simulation data*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1997. **18**(2): p. 197-208.
۱۳۸. Patel, V.C., W. Rodi, and G. Scheuerer, *Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows-a review*. AIAA journal, 1985. **23**(9): p. 1308-1319.
۱۳۹. Betts, P. and A. Dafa'Alla. *Turbulent buoyant air flow in a tall rectangular cavity*. in *Signifcant Questions in Buoyancy Affected Enclosures or Cavity Flows, HTD-60, ASME Winter Annual Meeting*. 1986.
۱۴۰. Hrenya, C., et al., *Comparison of low Reynolds number k-ε turbulence models in predicting fully developed pipe flow*. Chemical Engineering Science, 1995. **50**(12): p. 1923-1941.
۱۴۱. Hrenya, C., et al., *Comparison of low Reynolds number k-ε turbulence models in predicting heat transfer rates for pipe flow*. International journal of heat and mass transfer, 1998. **41**(11): p. 1543-1547.
۱۴۲. Thakre, S. and J. Joshi, *CFD modeling of heat transfer in turbulent pipe flows*. AIChE journal, 2000. **46**(9): p. 1798-1812.
۱۴۳. Thakre, S.S. and J.B. Joshi, *A low reynolds number k-ε modelling of turbulent pipe flow: Flow pattern and energy balance*. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 20۰۶. **84**(۲): p. 214-226.

- ۱۴۴ Kim, W., S. He, and J. Jackson, *Assessment by comparison with DNS data of turbulence models used in simulations of mixed convection*. International journal of heat and mass transfer, 2008. **51**(5-6): p. 1293-1312.
- ۱۴۵ Yang, Z. and T.-H. Shih, *New time scale based k-epsilon model for near-wall turbulence*. AIAA journal, 1993. **31**(7): p. 1191-1198.
- ۱۴۶ Chien, K.-Y., *Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model*. AIAA journal, 1982. **20** : (۱) p. 33-38.
- ۱۴۷ Myong, H.K. and N. Kasagi, *A new approach to the improvement of k-ε turbulence model for wall-bounded shear flows*. JSME international journal. Ser. 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties, 1990 : (۱) ۳۳ .p. 63-72.
- ۱۴۸ Khaleghi, A., et al., *Assessment of common turbulence models under conditions of temporal acceleration in a pipe*. 2010.
- ۱۴۹ Gorji, S., et al., *A comparative study of turbulence models in a transient channel flow*. Computers & Fluids : ۸۹ . ۲۰۱۴ ,p. 111-123.
- ۱۵۰ Du, Z., W. Lin, and A. Gu, *Numerical investigation of cooling heat transfer to supercritical CO2 in a horizontal circular tube*. The Journal of Supercritical Fluids, 2010. **55**(1): p. 116-121.
- ۱۵۱ Iaccarino, G., *Predictions of a turbulent separated flow using commercial CFD codes*. J. Fluids Eng., 2001. **123**(4): p. 819-828.
- ۱۵۲ Jagadeesh, P. and K. Murali, *Application of low-Re turbulence models for flow simulations past underwater vehicle hull forms*. Journal of Naval Architecture and Marine Engineering, 2005. **2**(1): p. 41-54.
- ۱۵۳ Wang, S. and A. Mujumdar, *A comparative study of five low Reynolds number k-ε models for impingement heat transfer*. Applied Thermal Engineering, 2005. **25**(1): p. 31-44.
- ۱۵۴ .۹۱۱ .اچ شیمز, ا. مکانیک سیالات. ۱۳۸۵, تهران: نورپردازان.
- ۱۵۵ Durbin, P., *Application of a near-wall turbulence model to boundary layers and heat transfer*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1993. **14**(4): p. 316-323.
- ۱۵۶ Durbin, P., *On the k-ε stagnation point anomaly*. Int .J. Heat and Fluid Flow, 1996. **17**: p. 9-90.
- ۱۵۷ Durbin, P.A., *Near-wall turbulence closure modeling without “damping functions”*. Theoretical and computational fluid dynamics, 1991. **3**(1): p. 1-13.
- ۱۵۸ Sveningsson, A., *Analysis of the Performance of Different– v2-f Turbulence Models in a Stator Vane Passage Flow*. 2003, Chalmers tekniska högsk.

- .159 Hanjalić, K., M. Popovac, and M. Hadžiabdić, *A robust near-wall elliptic-relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2004. 25(6): p. 1047-1051.
- .160 Lien, F.-S. and G. Kalitzin, *Computations of transonic flow with the v_2-f turbulence model*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2001. 22(1): p. 53-61.
- .161 Sveningsson, A., *Turbulence transport modelling in gas turbine related applications*. 2006: Citeseer.
- .162 Sveningsson, A. and L. Davidson. *Computations of flow field and heat transfer in a stator vane passage using the v_2-f turbulence model*. in *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*. 2004.
- .163 Sveningsson, A. and L. Davidson, *Assessment of realizability constraints in v_2-f turbulence models*. International journal of heat and fluid flow, 2004. 25(5): p. 785-794.
- .164 Sveningsson, A. and L. Davidson, *Computations of Flow Field and Heat Transfer in a Stator Vane Passage Using the v_2-f Turbulence Model*. 2005.
- .165 He, K., *Effect of body force on turbulent pipe flow*. 2015, University of Sheffield.

Abstract

Unsteady turbulent accelerating flow has been investigated in a channel for Reynolds numbers from 2760 to 15200 (based on bulk velocity and half channel height). Numerical simulation has been performed using the turbulence model of four equations $k-\epsilon$ (V2F) in a channel with a length of 1.2 m. The initial bulk velocity of 0.108 m / s during the acceleration time of 2 seconds in the ramp up reaches the final bulk velocity of 0.597 m/s. The results of this model are compared with experimental and numerical results of Mathur et al. The aim of this study was to investigate the properties of fluid including shear stress, wall friction, r.m.s fluctuating velocity and mean velocity under turbulent acceleration flow in 0 to 5 seconds. The average error rate is reported for fluid properties. At the start of the flow, similar to the linear acceleration, a thin boundary layer immediately forms near the walls. Over time, velocity profiles develop at the center of the flow, forming a spot of turbulence at the end of the transition.

Keywords: Unsteady Accelerating flow, Turbulence Theory, Turbulent Transition, $K-\epsilon$ (V2F) model



Shahrood University of Technology

Faculty of Mechanical and Mechatronics Engineering

M.Sc. Thesis in Aerospace Engineering

**Numerical investigation of unsteady turbulent flow
in the pipe under rapid acceleration with constant slope**

By: Mahnaz Sarbaz

Supervisors:

Dr. Ali Khaleghi

Dr. Ali Jabari Moghadam

February 2022