

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده مهندسی عمران

رشته مهندسی عمران گرایش سازه‌های هیدرولیکی

پایان نامه کارشناسی ارشد

## بررسی عددی میزان افت فشار در لوله‌های زانویی پره‌دار

نگارنده: علی نقدی سپهوند

استاد راهنما:

دکتر امیرعباس عابدینی

استاد مشاور:

دکتر رضا مقصودی

خرداد ۱۳۹۵



# تقدیم به پدر و مادرم

که از نگاهشان صلابت

از رفتارشان محبت

و از صبرشان ایستادگی را آموختم.

## تشکر و قدردانی

شکر شایان نثار ایزد منان که توفیق را رفیق راهم ساخت تا این پایان نامه را به پایان برسانم . از استاد فاضل و اندیشمند جناب آقای دکتر امیرعباس عابدینی به عنوان استاد راهنما که همواره نگارنده را مورد لطف و محبت خود قرار داده و روشنایی بخش مسیرم بوده‌اند و نیز دکتر رضا مقصودی به عنوان استاد مشاور ،کمال تشکر را دارم.

## تعهدنامه

اینجانب **علی نقدی سپهوند** دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته مهندسی عمران – سازه‌های هیدرولیکی دانشکده عمران دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان‌نامه بررسی عددی میزان افت فشار در لوله‌های زانویی پره‌دار تحت راهنمایی دکتر امیرعباس عابدینی متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان‌نامه/ رساله توسط اینجانب انجام شده و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان‌نامه/ رساله تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرکی یا امتیازی در هیچ‌جا 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 افراد که در به دست آوردن نتایج اصلی پایان‌نامه / رساله تاثیر گذار بوده‌اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه / رساله رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه/ رساله، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت‌های آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه / رساله، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاقی انسانی رعایت شده است.

تاریخ

امضای دانشجو

### مالکیت نتایج و حق و نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحوی مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه / رساله بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

## چکیده:

بررسی افت فشار در لوله‌ها تا کنون مورد مطالعه بسیاری از دانشمندان قرار گرفته است. نتایج آزمایشگاهی و بررسی‌های صورت گرفته در این زمینه نشان می‌دهد که افت فشار در یک لوله زانویی نسبت به لوله مستقیم هم اندازه با آن بیشتر است. با توجه به گسترده بودن استفاده از لوله‌های زانویی دانشمندان به دنبال راهی جهت کاهش میزان افت فشار در لوله‌های زانویی بوده‌اند. آزمایش‌ها نشان می‌دهد که در جریان‌های آشفته با عدد رینولدز بالا قرار دادن پره درون لوله‌های زانویی موجب یکنواخت‌تر شدن جریان در پایین دست زانویی شده و اثرات جریان ثانویه را کاهش داده و در نتیجه افت فشار تا میزان قابل ملاحظه‌ای کاهش می‌یابد. در این تحقیق سعی شده است که با قرار دادن پره درون لوله‌های زانویی با نسبت شعاع لوله به شعاع انحنا زانویی ۱٫۵، اثر قرارگیری پره درون لوله‌های زانویی ۹۰ درجه، با نرم‌افزار شبیه‌سازی جریان فلوئنت بررسی شده و بهینه‌ترین حالت قرارگیری پره درون زانویی تعیین شود. برای این کار ابتدا جواب‌های بدست آمده از مدل‌های مختلف آشفستگی نرم افزار با نتایج موجود مقایسه شد که مدل‌سازی گردابه‌های بزرگ بهترین نتایج و انطباق را با جوابهای آزمایشگاهی از خود نشان داد. پس از آن با تغییر فاصله‌ی پره از مرکز انحنای زانویی میزان کاهش افت فشار با مدل بدون پره مقایسه شد. نتایج حاصله کاهش افت فشار در مدل‌های پره‌دار تا ۵۰ درصد میزان افت فشار در مدل بدون پره را نشان داده و بررسی مدل‌های مختلف در چند عدد رینولد بالا نشان داد که بهترین شعاع انحنا پره درون زانویی پره‌دار ۹۰ درجه برابر ۱٫۱۲۵ برابر شعاع لوله زانویی می‌باشد.

**واژه‌های کلیدی:** لوله‌های زانویی پره‌دار، جریان آشفته، نرم‌افزار فلوئنت، افت فشار، مدل‌سازی گردابه‌های بزرگ

## فهرست مطالب:

فصل اول	۱
۱-۱- مقدمه	۲
۱-۲- روش تحقیق	۳
۱-۲-۱- مراحل کاری یک برنامه دینامیک سیالات محاسباتی	۴
۱-۲-۲- انواع روش‌های گسسته‌سازی معادلات	۴
۱-۲-۳- بررسی خطاهای موجود در دینامیک سیالات محاسباتی	۵
۱-۳- اهداف پایان‌نامه و ضرورت انجام تحقیق	۶
۱-۴- فصل بندی مطالب	۷
فصل دوم	۹
۲- افت فشار در لوله‌های زانویی	۱۰
۲-۱- بیان مسئله	۱۰
۲-۲- مروری بر ادبیات گذشته	۱۱



## فصل سوم ..... ۲۳

### ۳- معادلات حاکم و مدل سازی عددی ..... ۲۴

#### ۳-۱- جریان آشفته ..... ۲۵

##### ۳-۱-۱- مدل مستقیم ..... ۲۶

##### ۳-۱-۱-۱- معادلات حاکم در روش مستقیم ..... ۲۶

##### ۳-۱-۲- مدل های مبتنی بر متوسط گیری زمانی ..... ۲۸

##### ۳-۱-۲-۱- مدل های جبری ..... ۳۰

##### ۳-۱-۲-۲- مدل یک معادله ای اسپالارت آلماراس ..... ۳۰

##### ۳-۱-۲-۳- مدل دو معادله ای $k-\epsilon$ ..... ۳۳

##### ۳-۱-۲-۴- مدل دو معادله ای $k-\omega$ ..... ۳۵

##### ۳-۱-۲-۵- مدل تنش رینولدز ..... ۳۶

##### ۳-۱-۲-۶- روش مبتنی بر فیلتراسیون ..... ۳۶

##### ۳-۱-۲-۱- مدل گردابه های بزرگ (LES) ..... ۳۶

## فصل چهارم ..... ۴۳

### ۴- مدل سازی عددی لوله های زانویی پره دار ..... ۴۴

#### ۴-۱- مقدمه ..... ۴۴

#### ۴-۲- بررسی لایه مرزی و الگوی جریان ..... ۴۵

۴۹	۴-۲-۱- پدیده جدایش .....
۵۰	۴-۲-۲- ویژگی‌های جریان آشفته .....
۵۵	۴-۲- افت فشار در لوله‌های زانویی .....
۵۷	۴-۳- فرضیات مدل‌سازی و مشخصات مدل .....
۵۹	۴-۴- مدل‌سازی هندسی و تولید شبکه .....
۶۱	۴-۴-۱- مدل‌سازی دیواره‌ها .....
۶۲	۴-۵- شبیه‌سازی عددی جریان .....
۶۵	۴-۶-۱- کانتورهای فشار در مدل‌های مختلف .....
۶۸	۴-۶-۲- کانتورهای سرعت برای مدل‌های مختلف .....
۷۱	۴-۶-۳- بهترین مکان قرار گیری پره درون زانویی .....

## فصل پنجم ..... ۷۵

۷۶	۵-۱- جمع بندی و نتیجه گیری .....
۷۷	۵-۲- پیشنهادات و کارهای آینده .....

## منابع ..... ۷۹

## پیوست ۱ ..... ۸۵

## پیوست ۲ ..... ۹۰

## فهرست تصاویر

- شکل ۴-۱- تقسیم بندی نواحی لایه مرزی ..... ۴۷
- شکل ۴-۲- پروفیل توزیع سرعت جریان در یک لوله. الف) در حالتی که جریان آرام است ب) در حالتی که جریان آشفته است..... ۴۹
- شکل ۴-۳- نحوه شکل گیری گرادیان فشار معکوس و پدیده جدایش بر روی سطح منحنی شکل ..... ۵۰
- شکل ۴-۴- مقادیر سرعت و فشار لحظه‌ای در یک نقطه ثابت از جریان آشفته در کنار مقادیر متوسط آنها ..... ۵۱
- شکل ۴-۵- توزیع فشار در طول یک لوله زانویی ۹۰ درجه [۳] ..... ۵۶
- شکل ۴-۶- دیاگرام مودی ..... ۵۸
- شکل ۴-۷- هندسه مدل لوله و زانویی و جهت جریان ..... ۵۹
- شکل ۴-۸- مدل هندسی الف) بدون پره ب) پره‌دار ..... ۶۰
- شکل ۴-۹- مش‌بندی مقطع عرضی مدل‌ها الف) مدل بدون پره ب) مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۳۴ متر ج) مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۲۳ متر د) مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۱۹۷ متر ذ) مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۱۵ متر ..... ۶۳
- شکل ۴-۱۰- کانتورهای فشار استاتیکی مدل بدون پره ..... ۶۵
- شکل ۴-۱۱- کانتورهای فشار مدل پره دار با پره با شعاع انحنای ۰,۰۱۵ ..... ۶۶
- شکل ۴-۱۲- کانتورهای فشار مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۱۹۷ ..... ۶۶
- شکل ۴-۱۳- کانتورهای فشار مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۲۳ ..... ۶۷
- شکل ۴-۱۴- کانتورهای فشار مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۳۴ ..... ۶۷
- شکل ۴-۱۵- کانتورهای فشار مدل‌های مختلف ۱- مدل بدون پره ۲- مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۱۵ متر ۳- مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۱۹۷ متر ۴- مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۲۳ متر ۵- مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۳۴ متر ..... ۶۸
- شکل ۴-۱۶- بردارهای سرعت مدل بدون پره ..... ۶۹
- شکل ۴-۱۷- بردارهای سرعت مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۱۵ ..... ۶۹

- شکل ۴-۱۸- بردارهای سرعت مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۱۹۷ ..... ۷۰
- شکل ۴-۱۹- بردارهای سرعت مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۲۳ ..... ۷۰
- شکل ۴-۲۰- بردارهای سرعت مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۳۴ ..... ۷۱
- شکل ۴-۲۱- نمودار ضرایب افت فشار برای مدل‌های شبیه‌سازی شده با مدل LES در اعداد رینولدز ۳۰، ۵۰ و ۱۰۰ هزار ..... ۷۲
- شکل ۴-۲۲- نمودار ضرایب افت فشار مدل‌های آزمایشگاهی موجود در مرجع شماره [۳۵] ..... ۷۲

## فهرست جداول

- جدول ۴-۱- مشخصات فیزیکی مدل‌های هندسی ..... ۵۹
- جدول ۴-۲- مقایسه نتایج مدل‌های مختلف آشفتگی مورد استفاده با نتایج آزمایشگاهی مرجع شماره [۳۵] در رینولدز ۵۰۰۰ برای مدل بدون پره شماره ۱ و مدل پره‌دار شماره ۳ ..... ۶۴
- جدول ۴-۳- مقایسه نتایج عددی بدست آمده از روش LES با نتایج آزمایشگاهی موجود در مرجع شماره [۳۵] ..... ۶۴
- جدول ۴-۴- بررسی تاثیر فاصله پایین‌دست خم تا انتهای خم برای مدل بدون پره شماره ۱ ..... ۷۳
- جدول ۴-۵- بررسی تاثیر فاصله پایین‌دست خم تا انتهای خم برای مدل پره‌دار شماره ۳ ..... ۷۴

# فصل اول

## ۱-۱- مقدمه

سیستم‌های انتقال سیالات و سازه‌های مرتبط با آنها از دیرباز مورد توجه انسان قرار داشته‌اند. در ادوار گذشته تلاش‌های گسترده‌ای به منظور طراحی و ارزیابی انواع این سازه‌ها صورت گرفته است. لوله‌ها از جمله سازه‌های انتقال سیالات هستند که در صنایع مختلفی نظیر صنایع شیمیایی، صنایع مرتبط با نفت و گاز و پتروشیمی، آب و فاضلاب، صنایع هسته‌ای، صنایع فضایی و هوانوردی و ... به کار می‌روند. لوله‌ها از جنس‌های گوناگونی مانند فولاد، بتن، پلی‌اتیلن و الیاف‌های نوساختار و مانند این‌ها ساخته می‌شوند. لوله‌ها را می‌توان به دو نوع لوله‌های مستقیم و لوله‌های خمیده تقسیم‌بندی نمود که اتصال این لوله‌ها با هم، کل سیستم لوله‌گذاری را تشکیل می‌دهند. با توجه به نوع سیال انتقالی و محلی که این لوله‌ها به کار می‌روند، انواع مختلفی از این لوله‌ها و اتصالات در مقیاس صنعتی و با اندازه‌های مختلف تولید و مورد استفاده قرار می‌گیرند. از متداول‌ترین لوله‌های خمیده که در مقیاس صنعتی و به صورت گسترده تولید می‌شوند می‌توان به لوله‌های با خم ۴۵ درجه، ۹۰ درجه و ۱۸۰ درجه و با سطح مقطع‌های مختلف مانند دایروی، مستطیلی و مربعی اشاره نمود. از مهم‌ترین عواملی که تأثیر بسزایی در طراحی لوله‌ها و تعیین میزان افت انرژی در آنها دارند می‌توان به جنس لوله، زبری لوله، طول لوله، سطح مقطع لوله، میزان انحنای لوله، بازشدگی و تنگ‌شدگی در امتداد لوله، اتصالات و شکل آنها در لوله‌ها، شیرهای به کار رفته در لوله‌ها و همچنین مشخصات جریان سیال نظیر سرعت جریان، نوع سیال و مشخصات آن، تک فازی یا چند فازی بودن جریان، آرام یا انتقالی و یا آشفته بودن جریان و نیز عدد رینولدز جریان اشاره نمود. با توجه به دخیل بودن عوامل متعدد در طراحی این نوع سیستم‌ها و کاربرد گسترده‌ی آنها در بخش‌های مختلف صنعتی و کشاورزی و خانگی، دانشمندان و محققین همواره به دنبال بهینه‌سازی و بهبود عملکرد این گونه سیستم‌ها از گذشته تا کنون بوده‌اند.

## ۱-۲- روش تحقیق

به طور کلی برای تحلیل رفتار سیالات سه روش وجود دارد:

-روش‌های آزمایشگاهی و تجربی

-روش‌های تئوری و استفاده از معادلات تعریف شده

-روش دینامیک سیالات محاسباتی

هر کدام از روش‌های فوق دارای معایب و محاسنی است. در روش آزمایشگاهی و تجربی نتایج واقعی و کاملاً معتبر با دقت بسیار بالا از مزیت‌های این روش به شمار می‌رود. عیب این روش محدودیت محیط آزمایشگاه و ابزار سنجش و بالا بودن هزینه‌ی ساخت مدل واقعی و صرف زمان بالای آزمایش و نیز خطر آزمایش در برخی از سیالات شیمیایی است. در روش‌های تئوری محدودیت فرمول‌بندی و عدم کاربرد در هندسه‌های پیچیده از مهم‌ترین معایب محسوب می‌شود. در روش دینامیک سیالات محاسباتی کاهش زمان دستیابی به نتایج، کاهش هزینه ساخت، کاهش هزینه تحقیق، حل مسائل پیچیده‌ی هندسی و تحلیل شرایط مرزی مختلف از عمده‌ترین محاسن این روش به شمار می‌روند. بزرگترین عیب روش اخیر نیاز به کامپیوترهای نسبتاً قوی با حافظه‌ی بالا در تعریف مسئله می‌باشد زیرا کوچکترین اشتباه در تعریف مسئله، افزایش خطا و عدم همگرایی در جواب‌ها را موجب می‌شود. امروزه با توجه به افزایش ظرفیت ذخیره‌سازی رایانه‌ها و پایین بودن هزینه محاسباتی دینامیک سیالات محاسباتی، و قابلیت تکرارپذیری با صرف کمترین زمان و هزینه‌ی ممکن استفاده از این روش روز به روز در حال گسترش است.

## ۱-۲-۱- مراحل کاری یک برنامه دینامیک سیالات محاسباتی

می‌توان مراحل مختلف کار با یک برنامه‌ی دینامیک سیالات محاسباتی را به صورت زیر دسته‌بندی نمود:

- مدلسازی هندسی مسئله
- تولید شبکه مناسب جهت حل
- انتخاب معادلات مناسب جهت حل مسئله
- تعریف شرایط مرزی
- گسسته‌سازی معادلات جهت حل مسئله
- اجرای برنامه
- بررسی نتایج آماری و نموداری در فرایند پس‌پردازش

## ۱-۲-۲- انواع روش‌های گسسته‌سازی معادلات

برای گسسته‌سازی معادلات در دینامیک سیالات محاسباتی از سه روش استفاده می‌گردد:

الف) روش تفاضل محدود

ب) روش اجزا محدود

ج) روش حجم محدود

در روش تفاضل محدود از فرم دیفرانسیلی معادلات استفاده می‌شود. در این روش هر قسمت از معادله‌ی دیفرانسیل موجود با یک عبارت جبری تقریب زده می‌شود. معادلات جبری به دست آمده از دو روش صریح و ضمنی قابل حل هستند. در روش صریح مقدار متغیرهای مورد نظر در هر گره با استفاده از مقادیر متغیرهای نقاط مجاور آن گره که در گام زمانی قبلی محاسبه شده‌اند به دست می‌آیند و به



عبارتی در هر گام زمانی تنها یک مجهول در معادله وجود دارد. در روش ضمنی در هر گام زمانی چندین مجهول وجود دارد و مقادیر متغیرهای مورد نظر در هر گره با استفاده از مقادیر گره‌های مجاور آن متغیر که مقدار آن در گام زمانی فعلی به دست می‌آید تعیین می‌گردد. پایداری معادلات ضمنی بیشتر از معادلات صریح است زیرا اکثر روش‌های ضمنی بی‌قید و شرط پایدار می‌باشند و گام‌های زمانی در این روش بزرگ‌تر و در نتیجه زمان حل معادلات به صورت محسوسی کاهش می‌یابد.

در روش اجزا محدود از شکل انتگرالی معادلات استفاده می‌شود و از معادلات حاکم در روی محدوده‌ی مورد نظر حل انتگرال گیری می‌شود. در این روش متغیرهای مکان گسسته‌سازی و حل می‌شوند و برای متغیرهای زمان از همان روش تفاضل محدود جهت گسسته‌سازی استفاده می‌گردد.

در روش حجم محدود نیازی به استفاده از شبکه‌بندی سازمان یافته وجود ندارد. در این روش همانند روش اجزا محدود از معادلات حاکم بر جریان در محدوده‌ی حل انتگرال گیری می‌شود. از آنجا که در این روش نیز تنها می‌توان مشتقات مکانی را گسسته‌سازی نمود برای گسسته‌سازی مشتقات زمانی باید از روش تفاضل محدود استفاده گردد.

### ۱-۲-۳- بررسی خطاهای موجود در دینامیک سیالات محاسباتی

در فرآیند حل توسط دینامیک سیالات محاسباتی خطاهایی ایجاد می‌شود که عمدتاً به صورت زیر دسته‌بندی می‌شود:

- خطای رایانه: این خطا در اثر پردازش رایانه و قطع دنباله و حذف مقادیر اعشاری جواب‌های بدست آمده ایجاد می‌شود. با استفاده از یک سیستم قوی‌تر و استفاده از روش‌های دقت مضاعف در نرم‌افزارهای دینامیک سیالاتی این خطا را تا مقدار زیادی کاهش داد.

- خطای گسسته‌سازی: این خطا ناشی از کاربرد تقریب مرتبه‌های پایین در معادلات ریاضی برای حل مسئله می‌باشد. استفاده از شبکه مناسب می‌تواند موجب کاهش زیاد خطای گسسته‌سازی شود.

- خطای مدل‌سازی: این خطا در اثر تفاوت مدل هندسی تعریف شده برای حل نسبت به مدل واقعی ایجاد می‌شود. برای کاهش این خطا بایستی شکل هندسی مورد نظر تا حد امکان به هندسه مدل واقعی نزدیک شود.

- خطای همگرایی: این خطا در اثر زیاد شدن خطاهای فوق در اثر تکرارهای مختلف می‌باشد. با کاهش خطاهای نامبرده‌ی قبلی می‌توان تا حد قابل قبولی از میزان این خطا نیز کاست.

### ۱-۳- اهداف پایان‌نامه و ضرورت انجام تحقیق

هدف از انجام این تحقیق استفاده از دینامیک سیالات محاسباتی جهت بررسی جریان و افت فشار در لوله‌های زانویی پره‌دار با خم ۹۰ درجه است. با توجه به هزینه بالای انجام مطالعات آزمایشگاهی و زمان‌بر بودن آنها و نیز دشوار بودن ایجاد شرایط آزمایشگاهی یکسان جهت تکرار آزمایش‌ها، دینامیک سیالات محاسباتی ابزاری قوی جهت حل مسائل پیچیده و تحلیل انواع جریان‌ها با شرایط مرزی مختلف با کمترین هزینه و زمان به شمار می‌رود. با توجه به گسترده بودن استفاده از لوله‌ها و کاربرد آنها در صنایع مختلف و کم بودن مطالعات صورت گرفته در مورد لوله‌های زانویی پره‌دار و تاثیر رفتار پره بر افت فشار در قسمت خم لوله‌ها و به خصوص لوله‌های با مقطع دایروی که کاربرد گسترده‌ای در زمینه‌های مختلف مهندسی و صنعتی دارند نیاز به انجام مطالعات و بررسی بیشتر جریان در این نوع لوله‌ها احساس می‌شود. لذا در این پایان‌نامه سعی بر این است که به نقش پره در لوله‌های زانویی و تاثیر آن بر افت فشار در این نوع لوله‌ها پرداخته شود و اطلاعات بیشتری در این زمینه جهت کارهای تحقیقاتی آینده در اختیار محققین قرار دهد. به همین منظور ابتدا با استفاده از دینامیک سیالات محاسباتی و بسته نرم‌افزاری فلوئنت ۶،۲،۳ نتایج بدست آمده با جواب‌های ایتو و ایمای<sup>۱</sup> [۳۵] صحت

---

<sup>۱</sup> Ito and imai

سنجی شده و سپس به بررسی افت فشار در لوله‌های زانویی پره‌دار ۹۰ درجه در جریان آشفته پرداخته می‌شود. با توجه به اهمیت موضوع افت فشار در لوله‌ها و مطالعات انجام شده در این زمینه در این پژوهش سعی بر این است که با استفاده از مدل‌سازی عددی به روش حجم محدود نرم افزار فلوئنت به سوالات زیر پاسخ داده شود:

- الگوی جریان در یک لوله‌ی زانویی پره‌دار چگونه است؟
- کدام مدل آشفتگی نتایج بهتری در جهت نزدیک شدن به جواب‌های آزمایشگاهی موجود ارائه می‌دهد؟
- تأثیر پره بر افت فشار در یک زانویی به چه صورت است؟

## ۴-۱- فصل بندی مطالب

این پژوهش در ۵ فصل گردآوری شده است. در فصل اول مقدمه‌ای از تغییرات فشار در لوله‌ها و روش‌های تحقیق در این زمینه آورده شده سپس در فصل دوم به بیان مسئله و تاریخچه‌ی بررسی افت فشار در لوله‌های زانویی و اهداف تحقیق پرداخته شده است. در فصل سوم معادلات حاکم بر جریان سیال درون لوله‌های زانویی که در نرم‌افزار حجم محدود فلوئنت مورد استفاده قرار می‌گیرد آورده شده است. در فصل چهارم بعد از مقایسه نتایج بدست آمده از نرم‌افزار با نتایج آزمایشگاهی و اطمینان از عملکرد درست برنامه، به بررسی ضریب افت فشار و عملکرد پره درون زانویی پرداخته شده است و بهترین حالت قرارگیری پره درون لوله زانویی ۹۰ درجه تعیین شده است. در فصل پنجم نتیجه‌گیری و پیشنهادات جهت کارهای آینده در این زمینه عنوان شده است. در پیوست‌های ۱ و ۲ به ترتیب فایل ژورنال نرم‌افزارهای گمبیت نسخه‌ی ۲,۴,۶ که عملیات ترسیم هندسه‌ی مدل و شبکه‌بندی مسئله در آن انجام شده است و نیز فایل ژورنال مربوط به نرم‌افزار فلوئنت نسخه‌ی ۶,۳,۲۶ یکی از مدل‌های پره‌دار

که بهترین نتایج کاهش افت فشار در لوله‌های زانویی ۹۰ درجه را از خود نشان می‌دهد آورده شده است.

# فصل دوم

## ۲- افت فشار در لوله‌های زانویی

در این فصل به بیان مسئله افت فشار در لوله‌های زانویی و مروری بر مطالعات پیشین و اهداف پایان‌نامه پرداخته می‌شود.

### ۲-۱- بیان مسئله

بررسی رفتار سیال در لوله‌ها و مشخصات جریان در آنها در بسیاری از زمینه‌ها حائز اهمیت است. با بررسی الگوی جریان می‌توان نقاط بحرانی و آسیب‌پذیر در لوله‌ها را شناسایی و نسبت به ایمن‌سازی و افزایش بازده و کارایی آنها اقدام نمود. از جمله مهمترین نواحی بحرانی در لوله‌ها مربوط به نواحی اتصالات و شیرها و به خصوص خم‌های موجود در این سیستم‌ها است که استفاده از آنها با توجه به عوارض طبیعی، مصنوعی و شرایط محیطی و نیز محدودیت‌های فضا و مکان در صنایع مختلف اجتناب‌ناپذیر است. این نواحی باعث تغییر الگوی جریان و نیز افزایش تلفات در لوله‌ها می‌شوند. دین<sup>۱</sup> نشان داد که در یک لوله‌ی خمیده دو الگوی جریان دایروی که در خلاف جهت یکدیگر شروع به چرخش می‌کنند و عمود بر جریان اصلی مارپیچی شکل داخل لوله در قسمت خم هستند ایجاد می‌شود [۱]. میزان تلفات در لوله‌های خمیده بیشتر از لوله‌های مستقیم هم‌اندازه‌ی آنها است. دلیل این امر از دست رفتن تقارن پروفیل سرعت و تغییر مکان سرعت ماکزیمم محوری از مرکز مقطع لوله بر اثر جریانی تحت عنوان جریان ثانویه است. جریان ثانویه به علت وجود نیروهای گریز از مرکز در خم ایجاد می‌شود [۲، ۳]. بسته به نوع سیال و خصوصیات جریان و نیز مشخصات فیزیکی لوله‌ها، در یک خم با زاویه‌ی مشخص، رفتارهای متفاوتی در الگوی جریان در پایین‌دست و بالادست خم پدید می‌آید که

---

<sup>۱</sup> Dean

برآورد میزان تلفات در آنها را دستخوش تغییر می‌کند. به همین منظور شناخت کافی از ویژگی‌های جریان و پارامترهای موثر بر آن در لوله‌های خمیده در مرحله‌ی اول، و یافتن راهکار جهت کاهش تلفات در مرحله‌ی بعد می‌تواند افزایش راندمان و صرفه‌جویی اقتصادی زیادی را به همراه داشته باشد.

## ۲-۲- مروری بر ادبیات گذشته

با توجه به پیچیده بودن رفتار جریان در لوله‌های خمیده، تا کنون مطالعات زیادی برای بررسی و تعیین مشخصات جریان در آنها به صورت آزمایشگاهی و عددی انجام شده است. اییوستیس<sup>۱</sup> آزمایش‌های مدونی را برای به دست آوردن افت هد و بررسی سرعت جریان در لوله‌های خمیده و لوله‌های مستقیم انجام داد [۴]. دین به صورت تئوری به بررسی جریان سیال پایدار و تراکم‌ناپذیر در لوله‌های خمیده با مقطع دایروی پرداخت و مطابقت نتایج به دست آمده با آزمایش‌های اییوستیس را گزارش کرد. سپس به بررسی رابطه‌ی بین گرادیان فشار و نرخ جریان در یک لوله‌ی خمیده و رابطه‌ی آنها با میزان انحنای خم پرداخت [۵، ۱]. کیولگن و هیلدینگ<sup>۲</sup> به بررسی جریان سیال لزج و آشفته در لوله‌های خمیده با سطح کاملاً صاف و با انحنای زیاد در محدوده‌ی عدد رینولدز ۵۰۰ تا ۶۰۰۰۰ پرداختند. آنها با ایجاد شرایط جریان کاملاً توسعه یافته در ابتدای خم، افت فشار و ضریب مقاومت در خم و ناحیه‌ی مستقیم پایین‌دست خم را بررسی کرده و یک مقدار متوسط را برای تعیین میزان افزایش مقاومت در برابر جریان در یک لوله‌ی خم در مقایسه با لوله‌ی مستقیم ارائه کردند [۲]. هیلدینگ افت فشار را در لوله‌های فولادی با مقاطع دایروی و با خم ۹۰ درجه و شعاع انحنا ۶ تا ۸۰ اینچ مورد بررسی آزمایشگاهی قرار داد. او لوله‌های مستقیم و به اندازه‌ی کافی طولانی در بالا و پایین خم قرار داد تا بدین وسیله شرایط جریان کاملاً توسعه یافته در بالادست و پایین‌دست خم ایجاد شود، سپس با توجه به افت فشار بسیار

---

<sup>۱</sup> Eustice

<sup>۲</sup> Keulegan and Hilding

بیشتر در یک خم نسبت به لوله‌ی مستقیم، وی افت فشار در لوله‌ی خمیده و پایین دست آن را به صورت جمع افت فشار در لوله‌ی مستقیم با طول محوری هم‌اندازه با لوله‌ی خمیده به علت اصطکاک به‌علاوه‌ی افزایش افت در خم به علت انحنا به‌علاوه‌ی افت فشار در لوله‌ی مستقیم پایین دست خم در نظر گرفت و روابطی را برای آنها ارائه داد [۶]. کامینگ<sup>۱</sup> به مطالعه‌ی جریان ثانویه در لوله‌های با مقاطع بیضی شکل و مربعی شکل برای جریان سیال لزج و تراکم‌ناپذیر و حل معادلات ناویر استوکس پرداخت. او گزارش داد که برای یک مقطع بیضی شکل هر چقدر نسبت قطر کوچک به قطر بزرگ به واحد نزدیکتر باشد سرعت محوری جریان سیال در نیمه‌ی خارجی خم لوله افزایش و در نیمه‌ی داخلی خم کاهش می‌یابد و هر چقدر نسبت مذکور بزرگتر باشد، سرعت محوری جریان سیال در نیمه‌ی خارجی خم کاهش و در نیمه‌ی داخلی خم افزایش می‌یابد و دلیل آن را اثر جریان ثانویه ذکر کرد. وی همچنین عنوان کرد که برای لوله‌های با مقاطع مربع شکل در یک خم، جریان ثانویه نسبت به مقاطع دایروی شدت بیشتری دارد [۷]. برخی از محققین با بررسی جریان سیال در خم عنوان کرده‌اند که بخشی از افت فشار کل در لوله‌های خمیده به علت جریان ثانویه تنها تابعی از نسبت  $R/D$  است که  $D$  قطر لوله و  $R$  شعاع انحنای خم است به‌طوری‌که در نسبت  $R/D$  یک، افت فشار در اثر جریان ثانویه بسیار بیشتر از افت فشار ناشی از اصطکاک لوله است و در نسبت  $R/D$  سه و چهار سهم افت فشار در اثر جریان ثانویه و اصطکاک به مقداری برابر نزدیک می‌شود و برای  $R/D$  شش و بیشتر اثر جریان ثانویه در افت فشار بسیار کمتر از اثر اصطکاک لوله است [۶، ۸]. ایتو<sup>۲</sup> تحقیقات زیادی را به صورت آزمایشگاهی و تئوری بر روی خم‌های ۴۵ و ۹۰ درجه و ۱۸۰ درجه در لوله‌های با مقطع دایروی و با سطح داخلی کاملاً صاف برای به دست آوردن رابطه‌ای کاربردی جهت تعیین ضریب افت فشار در یک خم انجام داد. وی برای ضریب افت فشار در اثر وجود خم روابطی را ارائه داد. او همچنین گزارش داد که در فاصله‌ی

---

<sup>۱</sup> Cuming

<sup>۲</sup> Ito



در حدود ۵۰ برابر قطر لوله در پایین دست خم افت فشار در اثر وجود خم قابل مشاهده است و بیشترین تأثیر این افت در پایین دست خم مربوط به فاصله‌ای در حدود ۳۰ برابر قطر لوله است و برای به دست آوردن نتایج ارائه شده فاصله‌ای در حدود ۲۰ برابر قطر لوله را در بالادست خم پیشنهاد داده است تا نتایج به دست آمده از آزمایش با نتایج حاصل از روابط مطرح شده هم‌خوانی داشته باشد [۳]. مک کونالوگ و سریواستاوا<sup>۱</sup> در مختصات قطبی و با استفاده از سری فوریه برای جریان آرام در یک لوله با مقطع دایروی شکل به صورت عددی به بررسی جریان ثانویه در خم‌ها پرداختند و گزارش کردند که وقتی که  $D=600$  باشد ماکزیمم سرعت محوری بر اثر جریان ثانویه به فاصله‌ای کمتر از ۰,۳۸ شعاع لوله از دیوار خارجی خم منتقل می‌شود و فلاکس نیز در حدود ۲۸ درصد نسبت به لوله‌ی مستقیم کاهش می‌یابد.  $D$  به صورت رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود:

$$D = 4R \sqrt{\frac{2a}{L}} \quad (1-2)$$

در رابطه‌ی فوق  $a$  شعاع لوله،  $R$  عدد رینولدز و  $L$  شعاع خم است [۹]. رُو<sup>۲</sup> به بررسی آزمایشگاهی جریان در خم‌های ۱۸۰ درجه و  $S$  شکل در عدد رینولدز  $2.36 \times 10^5$  پرداخته و یک برنامه‌ی کامپیوتری برای به دست آوردن الگوی جریان ارائه داد. عمده مطالعه‌ی او بر جریان در حال توسعه‌ی داخل خم قبل از رسیدن به حالت کاملاً توسعه‌یافته بود. او همچنین عنوان کرد که در یک خم طولانی مانند خم ۱۸۰ درجه، جریان ثانویه ایجاد شده در ابتدای خم به علت توسعه یافتگی جریان در لوله‌ی مستقیم بالادست خم افزایش می‌یابد تا به ماکزیمم مقدار خود در زاویه‌ی حدود ۳۰ درجه برسد و سپس از این نقطه به بعد شروع به کاهش یافتن می‌کند تا وقتی که به زاویه‌ی ۹۰ درجه برسد و پس از آن ثابت باقی می‌ماند. بعد از این زاویه می‌توان منحنی جریان را در خم کاملاً توسعه‌یافته در نظر گرفت بدون هیچ‌گونه تغییر

---

<sup>۱</sup> McConalogue & Srivastava

<sup>۲</sup> Rowe

در الگوی جریان [۱۰]. هامفری و همکاران<sup>۱</sup> به بررسی جریان سیال در یک خم ۹۰ درجه با مقطع مربع شکل پرداختند. آنها در عدد رینولدز ۷۹۰ که مطابق با عدد دین ۳۶۸ است آزمایش‌هایشان را انجام دادند و با روش تفاضل محدود به حل عددی معادلات نیمه سهموی ناویر استوکس پرداختند. عدد دین به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$De = Re \sqrt{\frac{r}{L}} \quad (2-2)$$

در رابطه‌ی فوق  $Re$  عدد رینولدز جریان،  $r$  شعاع لوله و  $L$  شعاع انحنای خم است. آنها گزارش دادند که ماکزیمم سرعت محوری جریان در خم مذکور به سمت دیواره‌ی خارجی حرکت می‌کند [۱۱]. راشمور و تالبی<sup>۲</sup> به حل عددی جریان آرام و در حال توسعه در یک لوله‌ی خمیده‌ی دلخواه پرداختند. آنها برای این کار از معادلات سهمی‌گون ناویر استوکس و روش تفاضل محدود کمک گرفتند [۱۲]. تیلور و همکاران<sup>۳</sup> مطالعات زیادی را بر روی رژیم جریان آرام و آشفته در مجرای مربع شکل انجام دادند [۱۳]. [۱۴]. آنها در حالتی که فاصله‌ی خم از ورودی جریان کم بوده و ضخامت لایه‌ی مرزی در دهانه‌ی ورودی خم کوچک است جریان آرام و آشفته را بررسی و شکل‌گیری جریان آرام و آشفته را برای هر دو حالت گزارش کرده و مقدار آن را برای حالت آرام به علت لایه‌ی مرزی ضخیم‌تر بیشتر دانستند. جریان ثانویه‌ی کمتر در ورودی خم برای رژیم آشفته منجر به عدم تقارن بیشتری در حوالی شعاع متوسط خم می‌شود، و جریان ثانویه برای رژیم‌های آرام و آشفته به ترتیب تا ۰,۶ و ۰,۴ جریان محوری افزایش می‌یابد. همچنین محل سرعت محوری ماکزیمم در جریان آرام از حدود مرکز خم به سمت سطح فشار که همان دیواره بیرونی است جابه‌جا می‌شود ولی در جریان آشفته ابتدا به سطح مکش که دیواره داخلی لوله است رفته و سپس به سمت مرکز شعاع خم در خروجی آن انتقال می‌یابد. افت فشار در خم برای رژیم

---

<sup>۱</sup> Humphrey et al

<sup>۲</sup> Rushmore & Taulbee

<sup>۳</sup> Teylor et al

جریان آشفته تقریباً برابر با یک پنجم هد سرعت است [۱۳]. پس از آن آزمایش‌هایی توسط انایت و همکاران<sup>۱</sup> در یک خم ۹۰ درجه با مقطع دایروی و شعاع انحنای متوسط ۲٫۸ برای هر دو رژیم جریان آشفته و آرام انجام گرفت. اندازه‌گیری‌ها در نقاط ۰٫۵۸ قطر مقطع در بالادست خم، و در صفحات ۳۰، ۶۰ و ۷۵ درجه در خم و در دو نقطه‌ی یک و شش برابر قطر مقطع در پایین‌دست خم صورت پذیرفت. بررسی‌ها برای رژیم جریان آرام و در محدوده‌ی عدد رینولدز ۵۰۰ تا ۱۰۹۳ و برای رژیم جریان آشفته تا عدد رینولدز ۴۳۰۰۰ انجام شد. نتایج حاکی از به وجود آمدن فشار در اثر جریان ثانویه و تشکیل یک زوج گردابه در خلاف جهت یکدیگر و در جهت جریان بود. همچنین ویژگی جریان ثانویه به ضخامت و طبیعت لایه مرزی ورودی که وابسته به عدد رینولدز است نسبت داده شد [۱۵]. تاوونی<sup>۲</sup> از حل‌گر PEPSIG برای حل عددی جریان سه بعدی آرام و لزج و تراکم ناپذیر در یک خم ۱۸۰ درجه با مقطع دایروی و همچنین جریان آرام و آشفته در یک مجرای S شکل با مقطع دایروی و مربعی و زاویه‌ی خم ۲۲٫۵ درجه استفاده کرد و از قابلیت خوب آن برای پیش‌بینی جریان ثانویه به خصوص در مجرای S شکل خبر داد [۱۶]. تیسای<sup>۳</sup> به بررسی عددی و آزمایشگاهی یک مجرا با خم ۶۰ درجه پرداخت و از روش تفاضل محدود برای حل عددی معادله‌ی نیمه‌سهموی ناویر استوکس در جریان آشفته بهره گرفت. او به مقادیر کمتر و رتکس و فشار در حل عددی نسبت به نتایج آزمایشگاهی اشاره کرد [۱۷]. آزولا و همکاران<sup>۴</sup> با بررسی جریان آشفته در یک خم ۱۸۰ درجه به صورت عددی و آزمایشگاهی به تغییر اندک سرعت محوری بعد از زاویه‌ی ۹۰ درجه در خم، و در عین حال به عدم ثابت ماندن مولفه‌های محیطی سرعت در سراسر خم اشاره کردند. آنها با استفاده از معادلات شبه‌بیضوی و مدل  $k-\epsilon$  به مدل‌سازی

---

<sup>۱</sup> Enayet et al

<sup>۲</sup> Towne

<sup>۳</sup> Tsai

<sup>۴</sup> Azzola et al

جریان آشفته در خم و پایین دست آن پرداخته و از وجود اشکالاتی در پیش‌بینی رفتار جریان در پایین دست خم خبر دادند [۱۸]. بارا و همکاران<sup>۱</sup> به صورت عددی و آزمایشگاهی به مطالعه‌ی جریان کاملاً توسعه‌یافته‌ی یک سیال نیوتنی در مجرای منحنی و با سطح مقطع مربع شکل و شعاع انحنا ۱۵,۱ در اعداد دین کوچکتر یا مساوی ۱۵۰ پرداختند، به طوریکه در عدد دین ۱۲۵ یک زوج گردابه‌ی متقارن در جریان مشاهده کردند. برای حل عددی از معادلات سهموی و سه‌بعدی ناویر استوکس بهره گرفته و بدون استفاده از شرط تقارن، مطابقت خوبی را با داده‌های آزمایشگاهی گزارش دادند. آنها همچنین به حل عددی جریان دوبعدی و کاملاً توسعه‌یافته و با شرط تقارن نیز پرداختند [۱۹]. از دیگر اثرات جریان ثانویه‌ی ایجاد شده در خم می‌توان به این موضوع که در برخی از اعداد رینولدز یک جریان آشفته‌ی کاملاً توسعه‌یافته در خم به جریان آرام تبدیل می‌شود و پس از عبور از خم مجدداً جریان آرام به جریان آشفته تبدیل می‌شود اشاره کرد. این پدیده کاملاً به عدد رینولدز جریان و میزان انحنای خم و یا عدد دین مرتبط است. مطالعاتی در این زمینه بر روی خم‌های ۹۰ و ۱۸۰ درجه توسط کوروکاوا و همکاران<sup>۲</sup> صورت پذیرفته است [۲۰]. سودو و همکاران<sup>۳</sup> به بررسی الگوی جریان در یک خم ۹۰ درجه در لوله با مقطع دایروی در رژیم جریان آشفته و در حالت کاملاً توسعه‌یافته پرداختند. آنها نتیجه گرفتند که در ناحیه‌ی ورودی خم، جریان اصلی در نزدیکی دیواره‌ی داخلی شتاب گرفته و در مقطع لوله یک جریان ثانویه از دیواره‌ی خارجی به سمت دیواره‌ی داخلی شکل می‌گیرد. در مکان زاویه‌ی ۳۰ درجه در خم، جریان ثانویه به صورت یک زوج گردابه توسعه می‌یابد. همانطور که در جریان کاملاً توسعه‌یافته در خم دیده می‌شود. اما جریان اولیه به صورت تغییر شکل یافته به سمت دیواره‌ی داخلی باقی می‌ماند. بین زاویه‌ی ۷۵ تا ۹۰ درجه کانتورهای سرعت اصلی بسیار تغییر شکل می‌یابند و یک افتادگی در کانتورها

---

et al<sup>۱</sup> Bara

<sup>۲</sup> Kurokawa et al

<sup>۳</sup> Sudo et al

در قسمت داخلی مقطع عرضی شکل می‌گیرد. شدت آشفته‌گی و تنش رینولدز در اطراف این قسمت همزمان با گرادیان بالای سرعت افزایش می‌یابد. درست بعد از خروجی خم سرعت جریان اصلی در ناحیه‌ی مرکزی لوله کاهش یافته و نواسانات سرعت باعث تغییر در پروفیل سرعت در جریان اصلی می‌شود. در مکان‌های پایین‌دست خم توزیع سرعت جریان اصلی به صورت تدریجی صاف‌تر شده و جریان ثانویه تضعیف و گردابه از بین می‌رود. با این حال تأثیر خم بر جریان حتی تا حدود  $z/d=10$  باقی می‌ماند. که  $Z$  فاصله‌ی نقطه مورد نظر از پایین‌دست خم تا خروجی خم است [۲۱]. مدل‌سازی جریان هوا در خم ۱۸۰ درجه در یک لوله با مقطع مربع شکل و با رژیم جریان آشفته و در عدد رینولدز ۵۶۶۹۰ با استفاده از مدل  $k-\omega$  توسط جووچیچ و همکاران<sup>۱</sup> صورت گرفت که دارای نواقص زیادی در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی بود [۲۲]. بررسی آزمایشگاهی جریان پایدار، آشفته و در حال توسعه در یک خم ۱۸۰ درجه و در عدد رینولدز ۶۰۰۰۰ منجر به بدست آمدن اطلاعات بیشتری از رفتار جریان در لوله‌های خمیده شد. در یک مقطع در بالادست خم و در زاویه‌ی در حدود ۶۰ درجه، رفتار جریان در خم ۱۸۰ درجه و ۹۰ درجه مشابه هم است. در مقطعی که در آن زاویه ۹۰ درجه است، نواحی پرسرعت جریان به علت جریان ثانویه در نزدیکی دیواره‌های بالایی و پایینی رخ می‌دهد و آشفته‌گی به میزان زیادی در ناحیه‌ی مرکزی لوله به وقوع می‌پیوندد. درست در خروجی خم یک زوج گردابه علاوه بر زوج گردابه‌ای که از قبل وجود داشته است پدیدار می‌شود. علت این امر به اختلاف فشار جانبی مربوط می‌شود. در پایین‌دست جریان و در لوله‌ی مستقیم به تدریج به حالت اولیه‌ی خود در لوله‌ی مستقیم باز می‌گردد و اثر خم کاهش می‌یابد، ولی این فاصله در خم ۱۸۰ درجه بیشتر از مقدار آن برای خم ۹۰ درجه است [۲۳]. کرافورد و همکاران<sup>۲</sup> روابط جدیدی را برای پیش‌بینی مقدار افت فشار جریان آشفته در خم ۹۰ درجه و نسبت  $R/d$  کوچکتر از ۲ که  $R$  شعاع انحنا و  $d$  قطر لوله است ارائه داده‌اند که تا

---

<sup>۱</sup> Jovicic et al

et al <sup>۲</sup> Crawford

عدد رینولدز ۳۰۰۰۰ دارای دقت منفی ۴ درصد تا مثبت ۶ درصد نسبت به نتایج آزمایشگاهی موجود است [۲۴، ۲۵]. واساوا<sup>۱</sup> به بررسی جریان در یک اتصال T شکل با خم نزدیک به ۹۰ درجه با استفاده از نرم افزار تجاری فلوئنت پرداخت و نتایج به دست آمده را با روابط موجود مقایسه کرد. او دریافت که مدل سازی سه بعدی جریان نتایج به مراتب نزدیکتری به روابط تحلیلی موجود نسبت به مدل سازی دو بعدی ارائه می دهد [۲۶]. کومار و همکاران<sup>۲</sup> به بررسی آزمایشگاهی و عددی افت فشار در خم لوله ها پرداختند. آنها نتایج به دست آمده از آزمایش را با شبیه سازی سه بعدی جریان در نرم افزار تجاری فلوئنت مقایسه کرده و مطابقت خوب نتایج آزمایشگاهی با مدل سازی را با میزان خطای  $\pm 10\%$  درصد گزارش کردند [۲۷]. کرافورد و همکاران جریان آشفته را در یک زانویی ۹۰ درجه بررسی و میزان افت را در آن با نتایج آزمایشگاهی مقایسه کردند. با در نظر گرفتن سه نسبت  $R/r$  به ترتیب ۱، ۳، ۵ و ۲۰ به بررسی نتایج حاصل از ۴ مدل آشفتگی  $k-\varepsilon$ ،  $k-\omega$ ،  $k-\varepsilon$ ،  $k-\omega$ ،  $RSM$  و  $RSM$  در نرم افزار فلوئنت پرداختند که  $R$  شعاع انحنا و  $r$  شعاع لوله است. طبق گزارشی که آنها ارائه دادند مدل  $RSM$  برای دو نسبت  $R/r$  ۲۰ و ۵ بهترین جواب ها را پیش بینی کرده ولی برای نسبت ۱، ۳ شبیه سازی دارای خطایی در حدود ۳۳ درصد عنوان شده است. آنها نتیجه گرفتند که با کاهش شعاع انحنای خم و افزایش گرادیان فشار و جریان ثانویه و میزان جداشدگی جریان از دیواره ی داخلی، از میزان دقت مدل های آشفتگی کاسته می شود. همچنین آنها به این نکته اشاره کردند که با ریزتر کردن شبکه می توان پیش بینی دقیق تری از میزان افت ها در زانویی داشت [۲۸]. اونی و همکاران<sup>۴</sup> به بررسی رابطه ی جداشدگی و جریان ثانویه بر اثر انحنای یک زانویی در اعداد رینولدز بالا پرداختند. برای این کار دو زانویی کوتاه و بلند با نسبت  $R/D$  ۱ و ۱،۵ در نظر گرفته شد و جریان تحت دو عدد رینولدز  $1.8 \times 10^5$  و  $5.4 \times 10^5$  مورد تحقیق قرار گرفت.

<sup>۱</sup> Vasava

<sup>۲</sup> Kumar et al

<sup>۳</sup> Reynolds stress model

<sup>۴</sup> Ono et al

نتایج آنها حاکی از این بود که در زانویی کوتاه جداسدگی جریان دائماً رخ می‌دهد ولی این جداسدگی در زانویی بلند به صورت متناوب ظاهر می‌شود. پدیده‌ی شتاب‌گیری جریان در نزدیکی دیواره‌ی داخلی و درست پایین‌دست نقطه‌ای که جریان جدا شده به وضعیت غیر جداسدگی می‌رسد رخ داده که این به علت تأثیر جریان ثانویه و حرکت آن به سمت دیواره‌ی داخلی در طول دیواره‌های جانبی است. در واقع حرکت نوسانی جریان ثانویه بر رفتار ناحیه‌ی جداسدگی جریان در دیواره‌ی داخلی تأثیر مستقیم می‌گذارد [۲۹]. مازومدر<sup>۱</sup> با استفاده از دینامیک سیالات محاسباتی و کاربرد نرم‌افزار تجاری فلوئنت مطالعاتی را بر روی جریان تک‌فازی و چندقازی در یک خم ۹۰ درجه بین دو لوله‌ی افقی و عمودی با سطح مقطع دایروی انجام داد. او رفتار مشابه افت فشار در هر دو حالت را گزارش داد [۳۰]. حاج‌محمدی و همکاران جریان آرام، لزج و تراکم‌ناپذیر را در یک لوله‌ی خمیده با خم ۱۸۰ درجه و با روش تفاضل محدود مورد بررسی عددی قرار دادند. آنها یک شکل بهینه نسبت به خم‌های متداول ارائه دادند که نتایج ارائه شده نشان از کاهش افت فشار و اینتروپی<sup>۲</sup> در لوله‌ی مذکور داشت. همچنین شکل بهینه شده‌ی خم ۱۸۰ درجه در محدوده‌ی جریان آرام تقریباً مستقل از عدد رینولدز و عدد پранدل<sup>۳</sup> بود [۳۱]. هیرانی و یودایا<sup>۴</sup> به بررسی جریان در یک خم Y شکل پرداخته و اثر زاویه‌های مختلف دو شاخه‌ی جدا کننده‌ی جریان اصلی بر خصوصیات جریان را با استفاده از نرم‌افزار تجاری انسیس سی اف ایکس مورد مطالعه قرار دادند [۳۲]. کای و پینگ<sup>۵</sup> جریان آشفته‌ی هوا را در یک خم با استفاده از نرم‌افزار تجاری فلوئنت و مدل  $k-\varepsilon$  استاندارد بررسی کرده و از مطابقت خوب نتایج به‌دست آمده با نتایج آزمایشگاهی

---

<sup>۱</sup> Mazumder

<sup>۲</sup> entropy

<sup>۳</sup> Prandtl number

<sup>۴</sup> Hirani & Udaya

<sup>۵</sup> Kai & Ping

خبر دادند [۳۳]. دوس سانتوس و همکاران<sup>۱</sup> با استفاده از دینامیک سیالات محاسباتی و نرم افزار فلوئنت، به بررسی جریان آشفته‌ی تراکم‌ناپذیر هوا و ضریب افت در یک خم ۹۰ درجه پرداخته و از مدل  $k-\epsilon$  برای حل عددی جریان به روش حجم محدود، و الگوریتم SAMPLE برای کوپل کردن فشار و سرعت جریان کمک گرفتند [۳۴].

با توجه به افت جریان در لوله‌های خمیده و ایجاد جریان‌های ثانویه در آنها و تأثیر منفی‌ای که این نوع اتصالات بر خصوصیات جریان و بر تأسیسات پایین‌دست می‌گذارند، تلاش‌هایی توسط محققین و دانشمندان برای غلبه بر این اثرات منفی صورت گرفته است. یکی از روش‌هایی که مورد مطالعه‌ی برخی از دانشمندان قرار گرفته، کاربرد پره‌هایی درون زانویی و لوله‌های خمیده است که به نام پره‌های راهنما یا هدایت‌کننده معروفند. کامینگ برای حذف جریان ثانویه در لوله‌های خمیده استفاده از پره‌هایی درون خم را پیشنهاد داد [۷]. ایتو و ایمای<sup>۲</sup> آزمایش‌هایی را در لوله‌های خمیده‌ی پره‌دار با مقطع دایروی انجام داده و به بررسی افت فشار در آنها نسبت به لوله‌های خمیده‌ی بدون پره پرداختند. نتایج آنها حاکی از کاهش استهلاک انرژی و افت فشار در لوله‌های خمیده‌ی پره‌دار است. به طوریکه با استفاده از یک و دو پره درون زانویی، میزان افت فشار به ترتیب در حالات بهینه‌ی خود ۵۰ و ۵۹ درصد کاهش نسبت به حالت بدون پره نشان می‌دهد [۳۵]. هاسکه و شریف<sup>۳</sup> با استفاده از دینامیک سیالات محاسباتی و روش تفاضل محدود به بررسی جریان آشفته در یک خم با زاویه‌ی ۸۰ درجه و مقطع دایروی پرداختند. آنها با کاربرد یک و دو پره درون خم و مقایسه‌ی نتایج به‌دست آمده با لوله‌ی خمیده‌ی بدون پره، کاهش قابل ملاحظه‌ی افت فشار و سرعت جریان ثانویه، و افزایش یکنواختی جریان در پایین‌دست خم را گزارش کردند [۳۶]. مودی و جایانتي<sup>۴</sup> با استفاده از دینامیک سیالات محاسباتی به بررسی افت فشار در

---

<sup>۱</sup> Dos santos et al

<sup>۲</sup> Ito & Imai

<sup>۳</sup> Haskew & sharif

<sup>۴</sup> Modi & Jayanti



خم با مقطع مربع شکل پرداخته و اثر کاربرد پره در خم را بررسی کردند. آنها یک مقدار بهینه برای مکان کاربرد پره پیشنهاد داده و همچنین یکنواخت تر شدن جریان و کاهش قابل ملاحظه‌ای افت فشار را پس از پره‌دار کردن لوله‌ی خمیده گزارش کردند [۳۷]. ژانگ و همکاران<sup>۱</sup> با بررسی عددی جریان آشفته در لوله‌ی خمیده‌ی پره‌دار ۹۰ درجه و کاربرد مدل LES<sup>۲</sup> برای حل میدان‌های سرعت و فشار، به موثر بودن استفاده از پره جهت کاهش لرزش و صدای ایجاد شده در اثر آشفتگی جریان اشاره کرده‌اند [۳۸].

---

<sup>۱</sup> Zhang et al

<sup>۲</sup> Large Eddy Simulation



# فصل سوم

### ۳- معادلات حاکم و مدلسازی عددی

معادلات مومنتوم، بقای جرم و انرژی مهمترین معادلات حاکم بر جریان سیال و انتقال حرارت هستند که در نرم افزار فلوئنت مورد استفاده قرار می گیرند که در ادامه به آنها اشاره می شود.

معادله ی بقای جرم یا پیوستگی به صورت زیر می باشد:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = S_m \quad (1-3)$$

که عبارت  $S_m$  جرم اضافه شده به جریان است. این ترم در معادلات مربوط به عناصر شیمیایی می تواند وارد شود.

معادله ی بقای مومنتوم در راستای دلخواه  $i$  به صورت زیر است:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i + F_i \quad (2-3)$$

که  $p$  فشار،  $\tau_{ij}$  تانسور تنش،  $\rho g_i$  و  $F_i$  نیروهای گرانشی بیرونی در جهت  $i$  می باشد. تانسور تنش  $\tau_{ij}$  به صورت زیر تعریف می شود:

$$\tau_{ij} = \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad -(3-3)$$

که در آن  $\mu$  لزجت مولکولی و ترم دوم در سمت راست اثر اتساع حجمی است. معادله ی انرژی کلی مورد استفاده در نرم افزار فلوئنت به صورت زیر است:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i (\rho E + p)) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \sum_j h_j J_j + u_j (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (4-3)$$

در معادله ی (۴-۳)  $k_{eff}$  ضریب هدایت موثر  $(k_{eff} = k_t + k)$  است و  $k_t$  ضریب هدایت گرمایی

جریان آشفته را نشان می دهد.

$j_i$  شار پخش عناصر مربوط به نفوذ جرم است:

$$\sum_{j'=1}^n h_{j'}, J_{j'} = \sum_{j'=1}^n \frac{\partial}{\partial t} \left( h_{j'} \rho D \frac{\partial m_{j'}}{\partial x} \right) \quad (5-3)$$

در کل، سه جمله‌ی اول سمت راست معادله انرژی به ترتیب بیان کننده‌ی انتقال انرژی به صورت هدایت، پخش عناصر و اتلاف لزجی هستند.  $S_h$  نیز شامل حرارت ناشی از فعل و انفعالات شیمیایی و دیگر منابع حرارتی مورد نظر است. در معادله (۳-۴) داریم:

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u_i^2}{2} \quad (6-3)$$

که  $h$  آنتالپی محسوس است و برای گازهای ایده‌آل به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$h = \sum_{j'} m_{j'} h_{j'} \quad (7-3)$$

رابطه‌ی بالا برای جریان‌های تراکم‌ناپذیر عبارت است از:

$$h = \sum_{j'} m_{j'} h_{j'} + \frac{p}{\rho} \quad (8-3)$$

که  $m_j$  نسبت جرمی از جزء  $j$  و  $h$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$h_j = \int_{T_{ref}}^T c_{p,j} dT \quad (9-3)$$

و  $T_{ref}$  برابر ب ۲۹۸,۱۵ کلوین می‌باشد [۳۹-۴۰].

### ۳-۱- جریان آشفته

اکثر جریان‌هایی که ما با آنها سر و کار داریم مانند جریان در لوله‌ها آشفته هستند. در جریان آشفته ما متغیرها را به دو بخش، یک بخش متوسط یکنواخت و یک بخش نوسان کننده تقسیم می‌کنیم. جریان آشفته جریانی بی‌نظم است که از یک سری گردابه با اندازه‌های مختلف تشکیل شده است. گردابه‌های بزرگ از شکل و هندسه‌ی جریان پیروی می‌کنند و گردابه‌های کوچکتر به وسیله‌ی نیروهای ویسکوز موجب اتلاف انرژی داخلی می‌شوند. همچنین در جریان آشفته میزان پخش‌شدگی لایه‌ها بر روی یکدیگر افزایش می‌یابد و اتلاف انرژی بیشتری را سبب می‌شود. پدیده آشفته‌گی همواره در جریان‌های

با عدد رینولدز بالا رخ می‌دهد. جریان‌های آشفته ذاتا سه بعدی هستند و شامل سه مولفه‌ی بردار ورتیسیته می‌باشند. وجود گردابه‌های مختلف و ویژگی اتلاف انرژی آنها بر بیان ریاضی و معادلات حاکم بر این نوع جریان تاثیرگذار هستند.

برای حل جریان مغشوش با استفاده از روش‌های عددی، لازم است تا برای مقادیر تنش و شار حرارتی اغتشاش، فرض‌هایی انجام شود. کلیه مدل‌های اغتشاش موجود دارای محدودیت‌هایی هستند. این نکته مهم است که جریان پیش‌بینی شده توسط مدل‌های اغتشاش بایستی از طریق نتایج تجربی تایید شوند و تفسیر نتایج این مدل‌ها در خارج از محدوده‌ی تایید شده آزمایش، بایستی با احتیاط صورت پذیرد. جریان‌های کمی در طبیعت وجود دارد که می‌توان با ساده کردن معادلات حاکم بر آنها و استفاده از روش‌های تحلیلی به پیش‌بینی رفتارشان پرداخت. در اکثر موارد حل معادلات ناویر استوکس با استفاده از روش‌های عددی صورت گرفته است. روش‌های عددی زیر تاکنون برای حل این معادلات پیشنهاد شده‌اند [۴۰]:

- حل عددی به روش مستقیم

- متوسط‌گیری رینولدز از معادلات ناویر استوکس

- روش‌های مبتنی بر فیلتراسیون

### ۳-۱-۱- مدل مستقیم

روش مستقیم در میان روش‌های مذکور مطمئن‌ترین روش می‌باشد و به علت بالا رفتن کارایی کامپیوترها به تازگی معمول شده است و برای اعداد رینولدز پایین قابل استفاده است.

### ۳-۱-۱-۱- معادلات حاکم در روش مستقیم

در این روش معادلات حاکم همان معادلات پیوستگی (۳-۱)، مومنتوم (۳-۲) و انرژی (۳-۴) است و در حالت کلی و یک جریان تراکم‌پذیر به شرح زیر است:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k) = 0 \quad (10-3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_k} [\rho u_i u_k + p \delta_{ik} - \tau_{ik}] = F_i \quad (11-3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \rho u_k \left( E + \frac{p}{\rho} \right) + q_k - u_i \tau_{ik} \right] = 0 \quad (12-3)$$

که در آن  $F_i$  نیروی حجمی بوده و انرژی کل به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$E = T / [\gamma(\gamma-1)M^2] + .5u_i u_j \quad (13-3)$$

تانسور تنش و شار حرارتی نیز به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\tau_{ik} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ik} \right) \quad (14-3)$$

$$q_k = \frac{-\mu}{(\gamma-1)M^2 \text{Pr Re}} \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (15-3)$$

مقدار لزجت مولکولی، از قانون ساترلند محاسبه می‌شود. برای برابر شدن تعداد مجهولات با معادلات،

مقدار فشار از معادله‌ی حالت به دست می‌آید.

$$p = \frac{\rho T}{\gamma M^2} \quad (16-3)$$

لازم به ذکر است که روش مستقیم دارای دقت بالایی است که نسبت به سایر روش‌ها دارای خطای

عددی کمتری می‌باشد. مشکل بزرگ این روش هزینه محاسباتی بالای آن می‌باشد که استفاده از این

روش را با محدودیت مواجه می‌کند، به طوریکه برای اعداد رینولدز بالا هزینه محاسباتی به شدت بالا

می‌رود [۳۹-۴۰].

### ۳-۱-۲- مدل‌های مبتنی بر متوسط‌گیری زمانی

در روش متوسط‌گیری رینولدز، معادلات حاکم متوسط‌گیری زمانی شده و با استفاده از فرضیات مختلف به مدل‌سازی جریان پرداخته می‌شود. امروزه بیشتر کارهای تحقیقاتی در مکانیک سیالات با استفاده از معادلات متوسط‌گیری شده زمانی ناویر استوکس صورت می‌گیرد. این معادلات به معادلات حرکت رینولدز مشهور هستند. در معادلات رینولدز متغیرهای وابسته در معادلات بقاء به دو قسمت متوسط زمانی و نوسانی تجزیه می‌شوند (تجزیه‌ی رینولدز) و سپس این معادلات نسبت به زمان انتگرال‌گیری می‌شوند. در روش مرسوم متوسط‌گیری، مقدار متوسط زمانی  $\bar{f}$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta T} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} f \, dt \quad (۱۷-۳)$$

که بازه انتگرال‌گیری  $\Delta t$  از تمام دوره‌های نوسان بزرگتر انتخاب می‌شود. مقدار متوسط  $\bar{f}$  می‌تواند به آرامی با زمان تغییر کند که این حالت به عنوان جریان متوسط مغشوش گذرا شناخته می‌شود. در غیر این صورت جریان متوسط زمانی، پایا است. در دستگاه مختصات کارتزین، دو بعدی و تراکم ناپذیر داریم:

$$u = \bar{U} + u', v = \bar{V} + v', P = \bar{P} + p', T = \bar{T} + T', h = \bar{h} + h' \quad (۱۸-۳)$$

نوسان‌های خواص ترموفیزیکی مانند گرانشی، ضریب هدایت گرمایی، گرمای ویژه و غیره کوچک است و معمولاً از آنها صرف نظر می‌کنیم. مقدار متوسط زمانی کمیت‌های نوسانی صفر است. یعنی می‌توان نوشت:

$$\overline{f'} = \frac{1}{\Delta T} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} f' \, dt = 0 \quad (۱۹-۳)$$

اما توان دوم مقادیر هر نوسان صفر نیست:

$$\overline{f'^2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} (f' - \bar{f})^2 \, dt \neq 0 \quad (۲۰-۳)$$

که ریشه دوم این کمیت یعنی مقادیر اندازه‌گیری شده نوسانات، معیاری از آشفتگی و اغتشاش است. با



تجزیه متغیرها به صورت جمع مولفه‌های نوسانی و متوسط‌گیری و ساده‌سازی در یک جریان تراکم‌ناپذیر

معادله بقای جرم به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (21-3)$$

مولفه‌های نوسانی سرعت هم در معادله پیوستگی صدق می‌کند:

$$\frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (22-3)$$

با قرار دادن مقادیر متوسط و نوسانی، ساده‌سازی ترم‌های نوسانی و استفاده از معادلات پیوستگی، معادله

مومنوم را می‌توان به صورت متوسط‌گیری شده برای جریان تراکم‌ناپذیر نوشت:

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (23-3)$$

که  $\tau_{ij}$  معرف تانسور تنش لزجت متوسط می‌باشد عبارت  $(-\rho \overline{u'_i u'_j})$  تاثیر نوسان‌های آشفتگی بر

انتقال اندازه حرکت را نشان می‌دهد و تانسور تنش رینولدز یا تنش آشفتگی نامیده می‌شود. در یک

لایه مرزی دو بعدی، جمله غالب جمله  $\rho \overline{u'_i u'_j}$  می‌باشد که برش آشفتگی نامیده می‌شود.

در معادله انرژی با تجزیه متغیرها به مولفه‌های نوسانی و متوسط و ساده‌سازی با فرض جریان

تراکم‌ناپذیر معادله متوسط انرژی به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\rho c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \rho c_p \bar{U}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_j}} + \frac{\partial}{\partial x_j} (k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \rho c_p \overline{T' u'_j}) + \bar{\phi} \quad (24-3)$$

$$\bar{\phi} = \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \overline{\tau_{ij}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} + \overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \quad (25-3)$$

عبارت  $\rho c_p \overline{T' u'_j}$  در معادله انرژی را شار حرارتی آشفتگی گویند.

این عبارات شامل مجهول‌های جدیدی هستند و باید با در نظر گرفتن فرض مناسب بین کمیت‌های آشفستگی و مقادیر متوسط زمانی ارتباط برقرار کرد، که نحوه بررسی معمول آنها از طریق مدل کردن آشفستگی میسر خواهد شد [۳۹-۴۰].

### ۳-۱-۲-۱- مدل‌های جبری

این مدل‌ها به عنوان ساده‌ترین مدل‌های جریان آشفته شناخته می‌شوند. این مدل‌ها از نظریه لزجت گردابه‌ای بوزینسک برای محاسبه تانسور تنش رینولدز استفاده می‌کنند. از مهمترین مدل‌های جبری می‌توان به مدل سبسی - اسمیت و بالدوین - لومکس اشاره کرد.

### ۳-۱-۲-۲- مدل یک معادله ای اسپالارت آلماراس

در این مدل تک معادله‌ای یک معادله‌ی انتقال برای کمیت لزجت آشفستگی حل می‌شود. این مدل مخصوص مسائل هوافضا، به خصوص جریان‌های محدود به مرز طراحی شده است و همچنین برای حل لایه مرزی شامل گرادیان فشار معکوس، جریان‌های گذر صوتی آشفته در مسائل صنعتی پیچیده و همچنین جریان‌های جدا شده در نازل‌های فوق انبساطی نیز جواب‌های خوبی ارائه می‌دهد. معادله‌ی انتقال برای این مدل عبارت است از:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i v) = G_v + \frac{1}{\sigma_v} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho v) \frac{\partial v}{\partial x_j} \right\} + c_{b2} \rho \left( \frac{\partial v}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_v + S_v \quad (۳-۲۶)$$

که در آن  $G_v$  تولید ویسکوزیته آشفستگی و  $Y_v$  اضمحلال آن می‌باشد که در نواحی نزدیک دیواره به دلیل بلوکه شدن دیواره و استهلاك ویسکوز رخ می‌دهد.  $\sigma_v$  و  $C_{b2}$  ثوابت بوده و  $\mu$  همان لزجت سینماتیک مولکولی می‌باشد که طبق رابطه ساترلند خود تابعی از دماست.  $S_v$  هم ترم چشمه تعریف شده توسط کاربر است. از آنجا که در این مدل انرژی جنبشی توربولانس محاسبه نمی‌شود، لذا هنگام تخمین و مدل کردن تنش‌های رینولدز در معادله بوزینسک، از ترم آخر شامل  $k$  صرف‌نظر نموده و به شکل زیر در می‌آید.

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + 0 \quad (27-3)$$

در مدل اسپالارت - آلماراس لزجت آشفتگی توسط رابطه‌ی (۲۸-۳) بدست می‌آید که در آن  $f_{v1}$

تابع استهلاک ویسکوز می‌باشد که خود از رابطه‌ی (۲۹-۳) منتج می‌شود.

$$\mu_t = \rho \nu f_{v1} = \rho \nu_t \quad (28-3)$$

$$f_{v1} = \frac{x^3}{x^3 + C_{v1}^3} \quad (29-3)$$

وجود این تابع از نظر فیزیکی تضمین می‌کند که مقدار  $\nu$  در زیرلایه ویسکوز، لایه لگاریتمی و لایه بافر

برابر با  $\nu = k y u_t$  باشد. در این رابطه  $x$  نسبت دو کمیت لزجت سینماتیک آشفتگی به لزجت

سینماتیک مولکولی می‌باشد.

ترم تولید آشفتگی توسط رابطه (۳۰-۳) مدل می‌شود.

$$G_v = C_{b1} \rho S \nu \quad (30-3)$$

در اینجا  $C_{b1} = 0.1355$  بوده و  $\nu$  هم از معادله انتقال بدست آمده است. ترم  $S$  از رابطه (۳۱-۳)

بدست می‌آید.

$$S = S + \frac{\nu}{k^2 d^2} f_{v2} \quad (31-3)$$

که در آن  $S$  اندازه تانسور تغییر شکل می‌باشد و در آن داریم:

$$f_{v2} = 1 - \frac{x}{1 + x f_{v1}} \quad (32-3)$$

$k$  نیز عدد ثابت با مقدار  $k=0.4187$  بوده و  $d$  فاصله از دیواره است. در مدل اصلی که توسط اسپالارت

و آلماراس ارائه شده است،  $S$  بر اساس اندازه بردار ورتیسسته محاسبه شده است که در آن  $\Omega$  تانسور

نرخ چرخش متوسط می‌باشد.

$$S = \sqrt{\Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad (33-3)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (34-3)$$

از آنجا که در جریان‌های دیواره مرزی که انگیزه اصلی برای فرمول‌بندی مدل اسپالارت آلماراس بوده است، آشفتگی فقط هنگامی رخ می‌دهد که در نزدیکی دیواره ورتیسیت ایجاد شود، لذا در فرمول‌بندی، شخص باید اثر کرنش متوسط را در تولید توربولانس در نظر بگیرد. این اصلاحیه، از ترکیب دو تانسور دوران و کرنش در فرمول‌بندی  $S$  استفاده می‌کند.

جهت مدل کردن ترم اضمحلال آشفتگی داریم:

$$Y_v = C_{\omega 1} \rho f_v \left( \frac{v}{d} \right) \quad (35-3)$$

که در آن

$$C_{\omega 1} = \frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{(1+C_{b2})}{\sigma_v} \quad (36-3)$$

و مابقی عبارات از روابط زیر حاصل می‌شوند.

$$f_{\omega} = g \left[ \frac{1+C_{\omega 3}^6}{g^6+C_{\omega 3}^6} \right]^{\frac{1}{6}} \quad (37-3)$$

$$g = r + C_{\omega 2}(r^6 - r) \quad (38-3)$$

که در روابط فوق  $C_{\omega 2} = 0.3$  و  $C_{\omega 3} = 2$  و  $C_{v1} = 7.1$  و  $C_{b1} = 0.1355$  و  $C_{b2} = 0.622$  می‌باشد.

$$r = \frac{v}{S k^2 d^2} \quad (39-3)$$

فلسفه استفاده از تابع  $f_{\omega}$  به دلیل مدل کردن نرخ اضمحلال سریعتر در ناحیه خارج از لایه مرزی بوده است. همچنین تابع کنترلی  $g$  مانع از ایجاد مقادیر بزرگ توسط تابع  $f_{\omega}$  می‌شود. مقدار هر دو تابع در لایه لگاریتمی واحد بوده که این مقدار با افزایش فاصله از این لایه کاسته می‌شود. لازم به ذکر است که موارد اصلاحی فوق درباره اثرات کرنش متوسط روی محاسبه  $S$  و مقدار  $S$  که در اینجا برای محاسبه  $r$  از آن استفاده شده است نیز تاثیر دارد.

در مدل اسپالارت آلماراس شرایط مرزی دیواره به گونه‌ای است که در روی دیواره مقدار لزجت سینماتیک آشفتگی برابر با صفر می‌باشد. هنگامی که شبکه‌بندی مورد استفاده در نزدیکی دیواره برای حل زیر لایه آرام به اندازه کافی ریز باشد، تنش برشی دیواره از رابطه تنش - کرنش لایه‌ای به دست می‌آید که به شرح زیر است:

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (40-3)$$

که در آن مقدار سرعت اصطکاکی از رابطه زیر بدست می‌آید.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (41-3)$$

هنگامی که شبکه‌بندی برای حل زیر لایه آرام درست باشد. این گونه فرض می‌شود که مرکز سطح سلول کنار دیواره در ناحیه لگاریتمی لایه مرزی قرار می‌گیرد و رابطه قانون دیواره مورد استفاده قرار می‌گیرد.

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \right) \quad (42-3)$$

در این رابطه  $u$  سرعت موازی با دیواره،  $u_\tau$  سرعت اصطکاکی و  $y$  فاصله از دیواره و  $k=0.4187$  ثابت ون کارمن<sup>۱</sup> است [۴۰-۳۹].

### ۳-۱-۲-۳- مدل دو معادله‌ای k-ε

در مدل‌های دو معادله‌ای یک معادله برای انرژی جنبشی آشفتگی و یک معادله دیگر برای مقیاس طولی وجود دارد. این مقیاس طول از اهمیت خاصی برخوردار بوده و به اندازه گردابه‌ها بستگی دارد. گردابه‌های بزرگ در اثر تبدیل به گردابه‌های کوچک انرژی خود را از دست می‌دهند. در نتیجه اندازه نهایی گردابه‌ها به اندازه اولیه آنها و نرخ اتلاف بستگی دارد. در این مدل یک متغیر از نوع  $z = k^m l^n$  می‌باشد و برای آن یک معادله‌ای انتقال حل می‌شود، و  $\varepsilon$  میزان اتلاف انرژی جنبشی آشفتگی می‌باشد.

---

<sup>۱</sup> Von karman

$$\varepsilon \propto k^{\frac{3}{2}} / l \quad (43-3)$$

بنابراین  $m=3/2$  و  $n=-1$  انتخاب شده است. با استفاده از این متغیر، مقیاس طول آشفته‌گی به صورت زیر خواهد بود:

$$l = C_{\mu} k^{\frac{3}{2}} / \varepsilon \quad (44-3)$$

که در آن  $C_{\mu}$  یک ثابت است و مقدار آن به روش آزمایشگاهی بدست می‌آید و معمولاً مقدار  $0.09$  برای آن استفاده می‌شود. در رابطه‌ی فوق  $\varepsilon$  از یک معادله انتقال محاسبه می‌شود.

برای بدست آوردن معادله انتقال  $\varepsilon$  عملیات زیر بر روی معادله ناویر استوکس انجام می‌شود:

$$\overline{2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} NS(u_i)} = 0 \quad (45-3)$$

به این ترتیب معادله زیر بدست می‌آید:

$$(46-3)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = -2\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left[ \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} + \overline{\frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j}} \right] - 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_m} \frac{\partial u'_k}{\partial x_m}} - 2\rho \left[ \overline{\nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_m}} \right]^2 - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \overline{u'_j \varepsilon} + \nu \frac{\partial \rho'}{\partial x_m} \frac{\partial u'_j}{\partial x_m} \right]$$

مدل  $\varepsilon - k$  دارای مزایایی از قبیل:

- عملکرد مناسب برای بیشتر جریان‌ها.
- کاربرد گسترده در مدل‌های آشفته‌گی.
- عملکرد بسیار خوب برای مطالعه جریان‌های محیطی نظیر پخش آلودگی در اتمسفر و دریاچه‌ها و مدل کردن احتراق.
- و از معایب آن می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:
- تنها در جریان‌های کاملاً آشفته کاربرد دارد.
- عملکرد ضعیف در جریان‌های غیر محصور مانند دنباله و لایه برشی آزاد و جریان‌های چرخشی و جریان‌های ثانویه در کانال‌های غیر دایره‌ای و نیز جریان‌های همراه با کرنش زیاد مانند لایه مرزی

با انحناء، مجاری واگرا، جریان‌های با شتاب مثبت یا منفی و جریان‌های سیرکولاسیون مجدد یا جریان‌های جدایشی.

لازم به ذکر است که در نرم‌افزار فلونت این مدل دارای سه ویرایش متفاوت است که معادله انتقال  $k$  در هر سه مدل یکی بوده و فقط در ضرایب ثابت متفاوت هستند و به ترتیب عبارتند از:

- مدل استاندارد

- مدل  $RNG^1$

- مدل ادراکی<sup>۲</sup>

برای اطلاعات بیشتر در مورد ویرایش‌های مختلف مدل  $k - \varepsilon$  می‌توان به مرجع [۳۹] مراجعه کرد.

### ۳-۱-۲-۴- مدل دو معادله‌ای $k - \omega$

در این مدل برای محاسبه طول مقیاس از پارامتر امگا استفاده می‌شود که به آن اضمحلال مخصوص هم گویند. به طوریکه داریم:

$$\omega \propto \varepsilon / k \quad (۴۷-۳)$$

$$(\rho \overline{U_j k})_{,j} = \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) k_{,j} \right] + P_k - \beta^* \omega k \quad (۴۸-۳)$$

$$(\rho \overline{U_j \omega})_{,j} = \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \omega_{,j} \right] + \frac{\omega}{k} (c_{\omega 1} P_k - c_{\omega 2} \rho k \omega) \quad (۴۹-۳)$$

$$\varepsilon = \beta^* \omega k \quad (۵۰-۳)$$

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (۵۱-۳)$$

در این مدل داریم:

---

<sup>1</sup>Renormalization group theory

<sup>2</sup> Realizable model

$$\sigma_{\omega} = 2, \quad \sigma_k^{\omega} = 2, \quad c_{\omega 1} = 5.9, \quad \beta^* = 0.09 \quad (52-3)$$

و وقتی از توابع دیواره استفاده می شود داریم:

$$K_{wall} = (\beta^*)^{-1/2} u_*^2, \quad \omega_{wall} = (\beta^*)^{-1/2} \frac{u_*}{ky} \quad (53-3)$$

این مدل در جریان گذرا و بازگشتی نتایج نسبتاً قابل قبولی ارائه می دهد [39-40]

### ۳-۱-۲-۵- مدل تنش رینولدز

معادله انتقال در مدل تنش رینولدز به صورت رابطه (3-54) می باشد:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = & -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + p(\delta_{kj} \overline{u'_i} + \delta_{ik} \overline{u'_j}) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right] - \rho (\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}) - \rho \beta (g \overline{u'_j \theta} + g_j \overline{u'_i \theta}) \\ & + p \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) - 2\mu \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \right) - 2\rho \Omega_k (\overline{u'_j u'_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u'_i u'_m} \varepsilon_{jkm}) + s_{user} \end{aligned} \quad (54-3)$$

در رابطه (3-54) ترم آخر مربوط به تعریف کاربر برای شدن تعداد معادلات با تعداد مجهولات

جهت حل می باشد. جهت مطالعه بیشتر در مورد این مدل می توان به مرجع [39] مراجعه کرد.

### ۳-۱-۲-۲- روش مبتنی بر فیلتراسیون

در روش های مبتنی بر فیلتراسیون گردابه های بزرگ مستقیماً حل شده و گردابه های کوچکتر مدل

می شوند. دقت این روش از روش مستقیم کمتر و از روش متوسط گیری رینولدز بیشتر است.

### ۳-۱-۲-۱- مدل گردابه های بزرگ (LES)

جریان های آشسته در این مدل به صورتی مدل می شوند که گردابه ها با مقیاس های بزرگی از طول و

زمان مشخص می شوند. بزرگترین گردابه ها عموماً با مقیاس طول متوسط جریان مقایسه می شوند.

مقیاس های کوچک نیز موجب افت انرژی جنبشی آشفتگی هستند. این روش را می توان مابین روش های



مستقیم و معادلات متوسط‌گیری شده‌ی ناویر استوکس در نظر گرفت. منطق حاکم بر این روش را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

- مومنتوم، جرم و انرژی بیشتر به وسیله‌ی گردابه‌های بزرگ حمل می‌شوند.
- گردابه‌های بزرگ به مشخصات هندسی و شرایط مرزی جریان وابسته هستند.
- گردابه‌های کوچک کمتر به شکل هندسی وابسته هستند و تمایل به همسانگردی دارند و در نتیجه عمومی‌تر هستند.
- شانس پیدا کردن یک مدل کلی در حالتی که فقط گردابه‌های کوچک مدل می‌شوند بیشتر است. حل کردن گردابه‌های بزرگ و مدل کردن مقیاس‌های کوچک باعث می‌شود که نسبت به روش‌های مستقیم کیفیت مش کمتری جهت حل جریان نیاز باشد به طوریکه سائز شبکه‌ها می‌تواند حداقل یک مرتبه کوچکتر از مقدار روش مستقیم در نظر گرفته شود. همچنین محدودیت سائز گام زمانی متناسب با چرخش گردابه‌ها در این روش بسیار از روش مستقیم کمتر است. در عمل شبکه‌بندی ریز و مناسب همچنان برای این روش نیز ضرورت دارد. با توجه به افزایش قابلیت رایانه‌ها این روش روز به روز در حال گسترش است.

معادلات حاکم در مدل‌سازی گردابه‌های بزرگ از فیلتراسیون معادلات وابسته به زمان در قسمت عدد موج یا تنظیمات فضای فیزیکی به دست می‌آید. فرآیند فیلتر کردن به صورتی است که بر روی گردابه‌هایی که از مقیاس مشخصی کوچکتر هستند یا از یک اندازه شبکه کوچکتر هستند تاثیر می‌گذارد. در نتیجه معادلات حاکم از دینامیک گردابه‌های بزرگ تبعیت می‌کند.

متغیر فیلتر که با یک بار روی آن مشخص می‌شود به صورت رابطه (۳-۵۵) می‌باشد:

$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x') G(x, x') dx' \quad (۳-۵۵)$$

در رابطه فوق D دامنه سیال است و G تابع فیلتر است که مقیاس حل گردابه‌ها را تعیین می‌کند. در فلوئنت گسسته‌سازی حجم محدود خود صریحا فرآیند فیلتراسیون را توسعه می‌دهد به طوریکه در رابطه (۵۶-۳) داریم:

$$\bar{\phi}(x) = \frac{1}{V} \int_V \phi(x') dx', x' \in V \quad (56-3)$$

V حجم سلول محاسباتی است. تابع فیلتر  $G(x, x')$  در اینجا به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$G(x, x') = \begin{cases} 1/V, & x' \in V \\ 0, & x' \text{ otherwise} \end{cases} \quad (57-3)$$

مدل گردابه‌های بزرگ در فلوئنت برای جریان‌های تراکم‌ناپذیر به کار می‌رود. برای معادلات فیلتر شده‌ی تراکم‌ناپذیر ناویر استوکس داریم:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (58-3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (59-3)$$

و در رابطه فوق داریم:

$$\tau_{ij} \equiv \overline{\rho u_i u_j} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (60-3)$$

فشارهای ناشی از مقیاس زیرشبکه<sup>۱</sup> ناشی از عملکرد فیلتراسیون مجهول می‌باشد و نیازمند مدل‌سازی است. مدل‌های مقیاس زیرشبکه‌ای که امروزه عمدتاً مورد استفاده قرار می‌گیرد مدل‌های ویسکوزیته‌ی گردابه‌ای هستند که عبارتند از:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (61-3)$$

در رابطه فوق  $\mu_t$  مقیاس زیرشبکه ویسکوزیته‌ی آشفتگی و  $\bar{S}_{ij}$  نرخ

کرنش می‌باشد که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\bar{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

<sup>۱</sup> Subgrid-scale

(۶۲-۳)

در نرم افزار فلوئنت دو مدل برای  $\mu_t$  وجود دارد که اولی مدل اسماگورینسکی-لیلی<sup>۱</sup> و دومی مقیاس زیر شبکه بر پایه‌ی آر ان جی<sup>۲</sup> می باشد. در حالت اول ویسکوزیته‌ی گردابه‌ای به صورت زیر مدل می شود:

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{S}| \quad (۶۳-۳)$$

که  $L_s$  طول اختلاط برای مقیاس‌ها و  $|\bar{S}| \equiv \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$  است. در فلوئنت داریم:

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}) \quad (۶۴-۳)$$

در رابطه‌ی فوق  $C_s$  ثابت اسماگورینسکی و  $\kappa$  ثابت کارمن<sup>۳</sup> و  $d$  فاصله تا نزدیکترین دیواره است و  $V$  حجم سلول محاسباتی است. با توجه به نتایج به دست آمده  $C_s=0.1$  بهترین نتایج را برای طیف گسترده‌ای از جریان‌ها ارائه می دهد و در نرم افزار فلوئنت به صورت پیش فرض برابر با همین مقدار می باشد. در حالت دوم تئوری نرمالیزه کردن مجدد دسته‌ای<sup>۴</sup> می تواند جهت مدل سازی مقیاس زیر شبکه‌ای ویسکوزیته‌ی گردابه‌ای مورد استفاده قرار بگیرد. این روش منجر می شود به ویسکوزیته زیر شبکه‌ای موثر به طوریکه داریم:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (۶۴-۳)$$

که در رابطه فوق داریم:

$$\mu_{eff} = \mu [1 + H(x)]^{1/3} \quad (۶۵-۳)$$

که  $H(x)$  تابع هوی ساید می باشد:

---

<sup>۱</sup> Smagorinsky-Lilly model

<sup>۲</sup> RNG-based subgrid-scale model

<sup>۳</sup> karman

<sup>۴</sup> Renormalization group theory

$$H(x) = \begin{cases} x, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases} \quad (۶۶-۳)$$

که داریم:

$$x = \frac{\mu_s^2 \mu_{eff}}{\mu^3} - C \quad (۶۷-۳)$$

$$\mu_s = \rho \left( C_{mg} V^{1/3} \right)^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (۶۸-۳)$$

در روابط فوق  $V$  حجم سلول محاسباتی و در حالت تئوری  $C_{mg} = ۰,۱۵۷$  و  $C = ۱۰۰$  می باشد.

در نواحی جریان با آشفتگی زیاد وقتی که  $(\mu_t \gg \mu)$  باشد  $\mu_s \approx \mu_{eff}$  و دو حالت ذکر شده جهت مدل سازی گردابه های بزرگ در فلوئنت به یکدیگر نزدیک شده و تنها تفاوتشان در مقدار ثوابت آنها می باشد. شرایط مرزی برای مدل گردابه های بزرگ به گونه ای است که متغیرهای تصادفی جریان در سرعت مشخص مرز ورودی برای قرارگیری اتفاقی آشفتگی ها بر روی متغیرهای سرعت منحصر به فرد محاسبه می شوند به طوریکه:

$$\bar{u}_i = \langle \bar{u}_i \rangle + I \psi |\bar{u}| \quad (۶۹-۳)$$

در رابطه فوق  $I$  شدت نوسان و  $\psi$  یک عدد اتفاقی گاوسی<sup>۱</sup> است که  $\bar{\psi} = 0$  و  $\sqrt{\bar{\psi}^2} = 1$ .

وقتی که شبکه بندی به اندازه ی کافی ریز است برای حل زیر لایه ی آرام، تنش برشی دیوار از رابطه ی تنش کرنش آرام به دست می آید:

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (۷۰-۳)$$

اگر شبکه بندی خیلی بزرگ باشد برای حل زیر لایه ی آرام، اینگونه فرض می شود که مرکز سلول مجاور دیواره درون ناحیه ی لگاریتمی لایه مرزی قرار می گیرد و قانون دیواره بر آن حاکم می شود:

---

<sup>۱</sup> Gaussian random number

$$\frac{\bar{u}}{u_{\tau}} = \frac{1}{\kappa} \ln E \left( \frac{\rho u_{\tau} y}{\mu} \right) \quad (3-71)$$

که k ثابت ون-کارمن<sup>۱</sup> می باشد و E=9.793 [۳۹].

برای اجرا و حل عددی جریان آشفته در لوله‌ی زانویی قبلا مدل شده در بسته نرم‌افزاری گمبیت، در بسته نرم‌افزاری فلونت بایستی مسیر زیر دنبال شود: ابتدا بایستی تنظیمات فلونت را بر روی حالت سه بعدی قرار داد. سپس با فراخوانی فایل خروجی گمبیت و آزمایش شبکه‌بندی در منوی Grid به انتخاب مدل آشفتگی در منوی Define و قسمت viscous model به انتخاب مدل LES پرداخت. پس از آن با انتخاب مدل اسماکورینسکی-لیلی از این منو خارج شده و به انتخاب سیال که در این تحقیق آب می باشد، و نیز تعیین سرعت و فشار اولیه می پردازیم. لازم به ذکر است که مدل LES فقط در حالت سه بعدی در نرم‌افزار فلونت قابل استفاده است. سرعت اولیه با توجه به عدد رینولدز تعیین می شود. در منوی solve نیز از الگوریتم SIMPLE جهت کوپل کردن سرعت و فشار استفاده می شود. جهت گسسته سازی فشار از مرتبه‌ی دوم گسسته سازی و جهت گسسته سازی مومنتوم از روش تفاضل مرکزی استفاده می شود.

با توجه به معالات حاکم در نرم‌افزار فلونت که در این فصل آورده شد در فصل بعدی به بررسی جریان آشفته و در نهایت شبیه سازی جریان آشفته در لوله‌های زانویی پره دار خواهیم پرداخت.

---

<sup>۱</sup> Von-karman



# فصل چہارم

## ۴- مدل سازی عددی لوله های زانویی پره دار

### ۴-۱- مقدمه

امروزه نرم افزارهای مختلفی جهت شبیه سازی عددی جریان در دنیا مورد استفاده قرار می گیرد. بسته نرم افزاری فلوئنت یکی از قوی ترین برنامه های آنالیز جریان و دینامیک سیالات محاسباتی می باشد که کاربرد آسان و قابلیت های حل گسترده ی آن، استفاده از آن را روزافزون ساخته است. از مهمترین توانایی های نرم افزار فلوئنت می توان به موارد زیر اشاره کرد:

مدل سازی جریان های تراکم ناپذیر و تراکم پذیر، دائم و غیردائم، آرام و آشفته، انتقال حرارت در سیالات، سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی، جریان های با مرزهای متحرک و دوار، فرآیندهای شیمیایی، جریان های دوفازی و چندفازی، جریان های سطح آزاد، جریان های عبوری از مرزهای تخلخل، جریان های تهویه مطبوع و فن و رادیاتور و مبدل های حرارتی.

فلوئنت قابلیت تعریف مسائل جریان های تراکم ناپذیر مانند حرکت آب در لوله ها، مبدل های حرارتی و همینطور جریان های تراکم پذیر مانند جریان هوا درون یک شیپوره یا ایرفویل هایی با سرعت های فراصوت را دارد. به عبارت دیگر امکان بررسی سیالات تراکم پذیر و تراکم ناپذیر با توجه به استفاده از معادلات مربوطه مانند تعریف حالت گاز ایده آل برای حالت تراکم پذیر در دانسیته سیال وجود خواهد داشت. در این نرم افزار می توان مسائل را به صورت غیر دائمی یا دائمی تعریف نمود. تعریف مسائل به صورت غیر دائمی نیازمند تعریف پارامترهایی چون عدد کورانت و گامهای زمانی مناسب جهت رسیدن به همگرایی و جواب مناسب می باشد. با توجه به اینکه در نرم افزار امکان انتخاب سیالات مختلف از جمله سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی فراهم می باشد، می توان از سه رژیم جریان غیرلزج، آرام و آشفته جهت معادله بندی مدل با توجه به شرایط عدد رینولدز در شرایط مسئله پرداخت [۴۱]. با توجه به در



نظر گرفتن اعداد رینولدز بالا در این پژوهش و آشفته بودن جریان سیال، در ادامه مروری بر نظریه‌ی لایه مرزی و نوع عملکرد آن در جریان‌های آشفته خواهیم داشت.

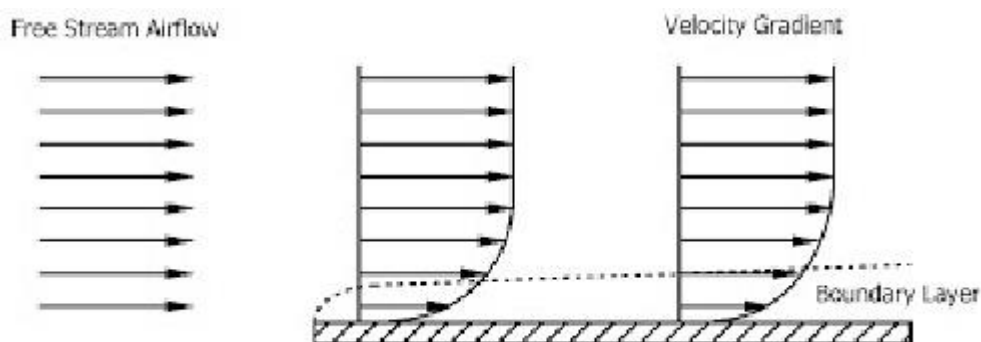
#### ۴-۲- بررسی لایه مرزی و الگوی جریان

همانطور که می‌دانیم میدان اثر سیال وابسته به جسمی است که با آن برخورد می‌کند و پس از برخورد با جسم به دو منطقه نزدیک به جسم و منطقه دور از جسم تقسیم می‌گردد. در این دو ناحیه اثر جسم باعث تفاوت در نحوه رفتار سیال می‌شود به طوریکه در ناحیه نزدیک به جسم یا همان دیواره‌ها خاصیت چسبندگی سیال که به آن لزجت گفته می‌شود در برخورد با جسم یاد شده باعث ایجاد گرادیان سرعت در بخش‌های مختلف سیال می‌شود که به نوبه‌ی خود موجب تنش‌های برشی بین لایه‌های آن می‌گردد. با فاصله گرفتن از جسم یا دیواره از شدت این تاثیرات کم می‌شود و رفته رفته به مرزی می‌رسیم که تاثیر دیواره بر روی گرادیان‌های سرعت و در نتیجه تنش برشی ناشی از آن صفر می‌شود و تنها بر روی فشار سیال تاثیر می‌گذارد. با کمک این مفهوم می‌توان میدان جریان را در لایه‌هایی که از دیواره فاصله دارند به صورت غیرلزج حل نمود که باعث سادگی و صرف زمان محاسبات کمتری می‌شود. در واقع اثر لزجت با از بین رفتن گرادیان سرعت از بین می‌رود. مدل‌های مبتنی بر جریان پتانسیل که کل میدان جریان را بدون در نظر گرفتن اثرات لزجت حل می‌کنند از همین ایده استفاده می‌کنند. در این نوع مدل‌ها با فرض اینکه ناحیه تحت تاثیر لزجت نسبت به کل میدان جریان قابل صرف نظر کردن است تمام میدان جریان را با استفاده از معادلات پتانسیل حل می‌کنند. با توجه به اینکه در محاسبه ضریب فشار این پارامتر بیشتر تابع توزیع فشار است و نه لزجت نتایج حاصل از حل جریان پتانسیل نسبتاً مطلوب است ولی در مدل‌هایی که لزجت در آنها نقش زیادی دارد این مدل‌ها جواب‌های خوبی ارائه نمی‌دهند. لایه مرزی از چسبیدن سیال به سطح اجسام به دلیل خاصیت لزجت به وجود می‌آید به طوریکه بر روی سطح سرعت نسبی سیال نسبت به جسم صفر شده و سیال مومنوم خود را با کمک

اثرات لزجت به لایه‌های کنار خود حمل می‌کند و در نتیجه لایه‌ای نازک از سیال که دارای سرعت کمتری نسبت به جریان اصلی است شکل می‌گیرد و شروع به افزایش می‌کند. شرط لازم و کافی برای اینکه سرعت نسبی سیال نسبت به دیواره برابر با صفر باشد این است که سرعت سیال روی سطح دیواره برابر با سرعت سطح باشد که به آن شرط عدل لغزش می‌گویند. این شرط با کمک مفهوم زبری سطح استنباط می‌شود به صورتی که اولین مولکول‌هایی از سیال که به سطح دیوار برخورد می‌کنند در بین خلل و فرج سطح دیواره قرار گرفته و مولکول‌های بعدی سیال پس از برخورد با آنها به دلیل انتقال مومنتوم با کاهش سرعت به مسیر خود ادامه می‌دهند و در واقع وجود گرادیان سرعت در لایه‌ی مرزی نیز به همین علت می‌باشد. در نزدیکی سطح به دلیل وجود اصطکاک زیاد سیال تمام مومنتوم خود را از دست می‌دهد و با فاصله گرفتن از دیواره‌ها از این میزان کاهش مومنتوم کم می‌شود و بر سرعت سیال در لایه‌ی مرزی اضافه می‌گردد.

در صورتی که سطح جسم بسیار صاف باشد به دلیل وجود نیروهای الکترواستاتیک موجود بین مولکول‌های سیال و سطح تنش‌های برشی ایجاد می‌شود.

مهم‌ترین ویژگی لایه مرزی وجود گرادیان سرعت در راستای عمود بر جهت جریان است. این گرادیان سرعت در شکل (۴-۱) نشان داده شده است.

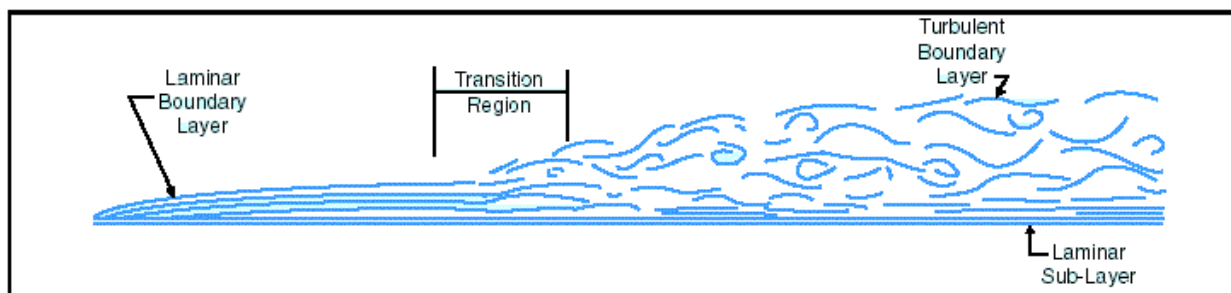


شکل ۴-۱- الگوی جریان و ایجاد لایه مرزی حول صفحه تخت

در این شکل با فرض برخورد جریان یکنواخت به صفحه به محض تماس سیال با جسم شرط عدم لغزش برقرار می‌شود و در نتیجه سرعت سیال بر روی سطح به سمت صفر میل می‌کند در حالی که در

منطقه‌ی دور از سطح صفحه سرعت جریان آزاد برابر با سرعت جریان یکنواخت اولیه است. در این میان گرادیان سرعت برای رسانیدن سرعت از مقدار صفر بر روی سطح صفحه تا مقدار اصلی خودش در فواصل دورتر از سطح به تصویر کشیده شده است. وجود این گرادیان منجر به ایجاد لایه‌ای از سیال با طیفی از مقادیر سرعت می‌شود که همان لایه‌ی مرزی است. سرعت در لایه‌ی مرزی به آرامی افزایش یافته تا مقدار آن به سرعت اصلی جریان برسد. لازم به ذکر است که ضخامت لایه‌ی مرزی به صورت مقدار فاصله‌ی عمودی از سطح که در آن برای اولین بار مقدار سرعت اندازه‌گیری شده به ۹۹ درصد سرعت جریان اصلی برسد اطلاق و اندازه‌گیری می‌شود.

ویژگی دیگر لایه مرزی این است که در حین حرکت جریان به سمت پایین‌دست و بر روی سطح صفحه رفتار آن تغییر می‌کند. همانطور که در شکل (۴-۲) ملاحظه می‌شود در ابتدا لایه مرزی آرامی شکل می‌گیرد و با حرکت در امتداد سطح به ضخامت آن افزوده می‌شود. پس از رسیدن به مقدار مشخصی رفتار جریان از حالت آرام خارج شده و در نهایت به حالت آشفته در می‌آید و در بین این دو حالت، رفتار سیال به صورت انتقالی می‌باشد.



شکل ۴-۱- تقسیم بندی نواحی لایه مرزی

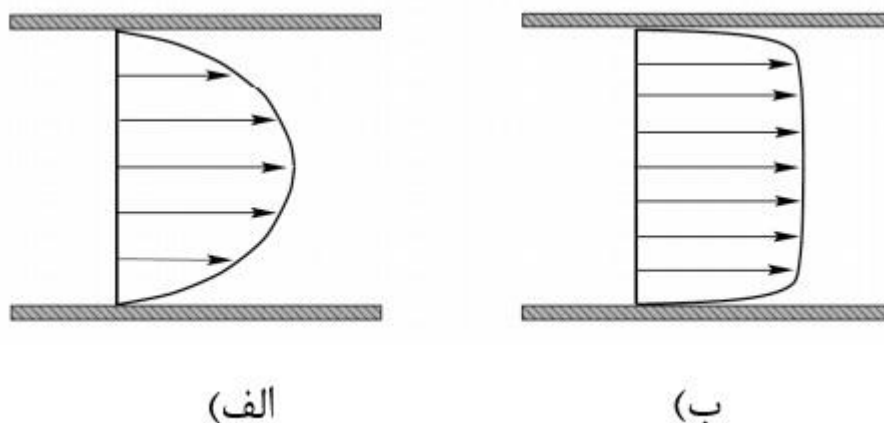
در قسمتی از لایه‌ی مرزی که جریان آرام است سیال در لایه‌های مشخصی که هیچ اختلاطی با یکدیگر ندارند در حال حرکت است و میزان اختلاط بین لایه‌های سیال بسیار پایین می‌باشد. در این ناحیه به علت ناچیز بودن گرادیان سرعت تنش‌های برشی نیز ناچیز می‌باشند. لازم به ذکر است که ضخامت لایه‌ی مرزی با عدد رینولدز نسبت عکس دارد و با ازدیاد فاصله از سطح افزایش پیدا می‌کند. با افزایش

بیشتر لایه مرزی بر روی سطح و اثر تنش‌های برشی دیواره بر روی جریان واقع در لایه‌ی مرزی به مرور ناپایداری‌هایی در جریان آرام لایه‌ی مرزی به وقوع می‌پیوندد و حالت آرام به حالت انتقالی تغییر فاز می‌دهد و در نهایت به جریان آشفته تبدیل می‌شود.

همانگونه که اشاره شد پس از ورود نوسان‌ها جریان سیال نمی‌تواند به صورت لایه لایه حرکت کند و این امر باعث از بین رفتن جریان آرام می‌شود. عدم ثابت ماندن الگوی اشاره شده موجب تشکیل حرکت دورانی سیال موسوم به گردابه می‌شود که اصلی‌ترین ویژگی جریان‌های آشفته است. این گردابه‌ها که دارای اندازه‌های متفاوتی هستند موجب اختلاط هر چه بیشتر جریان می‌شوند. از طرف دیگر آشفتگی جریان باعث افزایش تنش برشی بر روی دیواره‌ها و در نتیجه افزایش ضخامت لایه‌ی مرزی و ایجاد گرادیان سرعت با شیب کمتر می‌شود.

شکل گرفتن لایه‌ی مرزی بر توزیع فشار اطراف جسم تاثیر می‌گذارد و با تغییر آن نقش موثری در تغییر نیروها و گشتاورهای وارده بر جسم ایفا می‌کند.

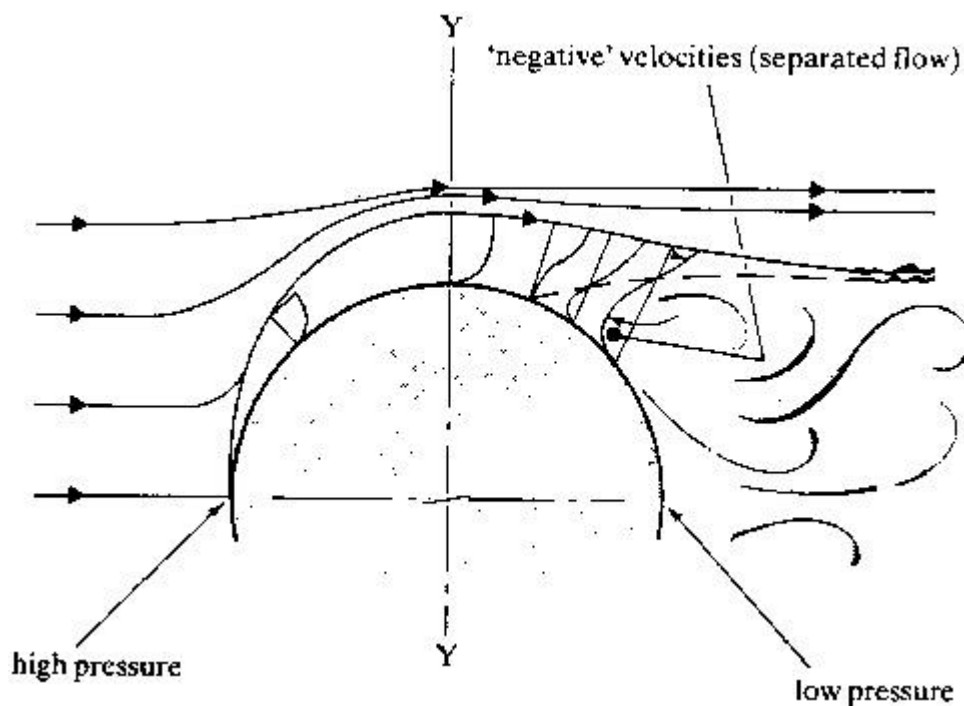
در جریان با عدد رینولدز بالا حرکت لایه‌ای سیال از بین می‌رود و اختلاط بین لایه‌ها شکل می‌گیرد. در جریان‌های آشفته علاوه بر لزجت مولکولی که در جریان‌های آرام تنها مکانیزم انتقال شناخته می‌شود حرکت گردابه‌ای سیال نیز در انتقال کمیت‌هایی چون جرم، انرژی و مومنتم نقش عمده‌ای ایفا می‌کنند. لزجت حاصل از چنین جریانی را لزجت گردابه‌ای نامند که برخی از مدل‌های ریاضی جهت حل آن در فصل قبل شرح داده شد. در شکل (۳-۴) پروفیل سرعت در لایه مرزی آرام و آشفته در یک لوله نمایش داده شده است. همانگونه که ملاحظه می‌شود شدت گرادیان سرعت در نزدیکی دیواره، برای جریان آشفته بسیار بیشتر از جریان آرام است که این خود موجب افزایش تنش برشی وارد بر دیواره می‌شود و در یک ارتفاع ثابت سرعت متوسط در لایه‌ی مرزی آشفته بسیار بیشتر از حالتی است که جریان آرام می‌باشد.



شکل ۴-۲- پروفیل توزیع سرعت جریان در یک لوله. الف) در حالتی که جریان آرام است ب) در حالتی که جریان آشفته است.

#### ۴-۲-۱- پدیده جدایش لایه مرزی

وجود گرادیان فشار از عوامل موثر در جریان سیال می باشد. گرادیان فشار منفی باعث حرکت جریان به سمت پایین دست شده و از میزان فشار موضعی بر جریان می کاهد و به کمک نیروی رانشی که از پایین دست به سیال وارد می شود حرکت جریان ممکن می شود. اما در برخی از نقاط همانند قسمتهای منحنی شکل گرادیان فشار مثبت ایجاد می شود به طوریکه با حرکت سیال به سوی پایین دست بر میزان فشار آن افزوده شده و از آنجا که جهت حرکت سیال همیشه از ناحیه ی پرفشار به کم فشار است این موضوع سبب می شود که یک جریان برگشتی به سمت بالادست جریان ایجاد شود و عامل ایجاد ناپایداری و جدایش جریان از سطح شود. در شکل (۴-۴) این پدیده مشهود است. در این شکل همانطور که ملاحظه می شود با حرکت سیال بر روی سطح منحنی پروفیل لایه مرزی تشکیل می شود و پیش می رود و جریان تا رسیدن به نقطه ای که شیب سطح تغییر علامت می دهد به حالت طبیعی خود ادامه می دهد ولی پس از تغییر در شیب سطح در نقطه ی مذکور، گرادیان فشار تغییر علامت



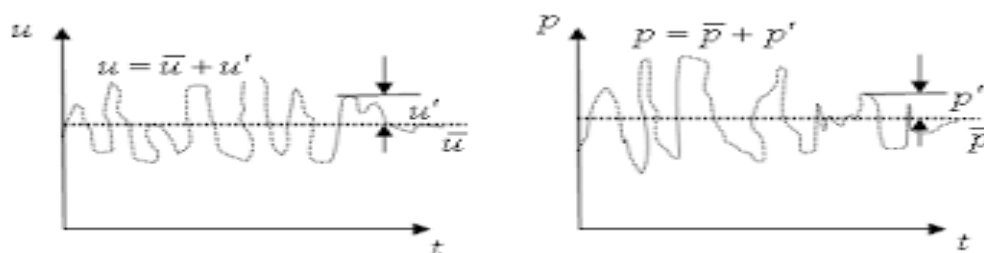
شکل ۴-۳- نحوه شکل‌گیری گردادیان فشار معکوس و پدیده جدایش بر روی سطح منحنی شکل

می‌دهد و شکل پروفیل سرعت در لایه‌ی مرزی تغییر می‌یابد و در نتیجه جریان سیال در پایین‌دست، از شکل سطح تبعیت نمی‌کند و از روی آن جدا می‌شود. این پدیده عامل ایجاد جریان‌های چرخشی در پشت نقطه‌ی جدایش از سطح می‌شود و نیروهای وارد بر جریان را دچار تغییر می‌کند. بنابراین می‌توان اینگونه نتیجه‌گیری کرد که در جریان بر روی اجسام منحنی شکل مانند لوله‌های زانویی عامل اصلی جدایش جریان، هندسه شکل می‌باشد.

#### ۴-۲-۲- ویژگی‌های جریان آشفته

از بارزترین ویژگی‌های جریان آشفته می‌توان به گسترده بودن مقیاس‌های طولی و زمانی و همچنین ابعاد موجود در آن یاد کرد. حرکت آشفته جریان به دلیل وجود گردابه گاهی به عنوان حرکت گردابی تعبیر می‌شود. وجود گردابه‌ها با مقیاس طولی، سرعتی و زمانی مختلف از ویژگی‌های اصلی جریان آشفته است. تغییرات نامنظم در جریان آشفته موجب می‌شود که توزیع میدان‌های سرعت، چگالی، فشار و دیگر خواص جریان را تحت تاثیر خود قرار دهد و مقدار نیروهای وارد شده از طرف سیال به

جسم و همچنین پدیده‌های اختلاط، انتقال جرم و انرژی دچار تغییر گردند. در شکل (۴-۵) مقادیر سرعت و فشار لحظه‌ای در کنار مقادیر متوسط آنها نشان داده شده است به طوریکه متغیرهای  $\bar{u}$  و  $\bar{p}$  مقادیر متوسط و متغیرهای  $u'$  و  $p'$  مقادیر لحظه‌ای سرعت و فشار هستند. همانگونه که ملاحظه می‌شود نوسان سرعت و فشار لحظه‌ای تغییر بزرگی ندارد و در مدت زمان طولانی می‌توان سرعت و فشار نهایی را برابر با مقادیر متوسط در نظر گرفت [۴۰].



شکل ۴-۴ - مقادیر سرعت و فشار لحظه‌ای در یک نقطه ثابت از جریان آشفته در کنار مقادیر متوسط آنها

باید توجه شود که افت فشار در یک جریان آشفته بسیار بزرگتر از جریان آرام است. بنابراین داشتن جریان آرام در خطوط انتقال جریان مطلوب‌تر از جریان آشفته است. یکی دیگر از خواص ذاتی جریان‌های آشفته بی‌نظمی و بی‌قاعدگی و اتفاقی بودن و مغشوش بودن جریان سیال است. در این جریان‌ها هیچ نظم برای تغییرات خواص میدان جریان مانند سرعت، فشار و چگالی و... وجود ندارد. این نوع جریان‌ها از طیف‌های مختلفی از مقیاس‌های طولی که همان اندازه‌ی گردابه‌ها است تشکیل شده‌اند. اندازه بزرگترین گردابه‌ها از مقیاس هندسه جریان مانند ضخامت لایه مرزی تشخیص داده می‌شوند. در مقیاس‌های کوچک وجود گردابه‌هایی به اثبات رسیده است که انرژی در آنها توسط نیروهای لزج تبدیل به انرژی درونی می‌شود. با وجود خاصیت بی‌قاعدگی در جریان‌های آشفته دینامیک آنها توسط معادلات ناویر استوکس قابل بیان است. از آنجا که جریان آشفته دارای دینامیک پیچیده‌ای است به کارگیری ابزار مورد استفاده در تحلیل پدیده‌های اتفاقی می‌تواند جهت تحلیل آن موثر واقع شود.

از دیگر خواص جریان‌های آشفته می‌توان به افزایش اثر پخش در آنها نسبت به جریان آرام اشاره کرد. بدین معنا که نرخ توسعه یافتگی و انتشار لایه مرزی و ...، با تبدیل جریان از آرام به آشفته بیشتر می‌شود و انتقال مومنوم را افزایش داده و جدایش جریان را به تاخیر می‌اندازد که معروف‌ترین مثال آن سوراخدار کردن توپ گلف جهت ایجاد جریان آشفته و به تاخیر انداختن پدیده‌ی جدایش در آن است. افزایش پخش‌پذیری باعث افزایش مقاومت اصطکاکی به ویژه در جریان‌های داخلی مانند جریان در لوله‌ها می‌شود. علت ذاتی بودن خاصیت پخش‌پذیری در جریان آشفته این است که اختلاط در جریان به جز در نواحی نزدیک به مرز جامد (که گردابه‌های کوچک تحت تاثیر لزجت قرار دارند) مستقل از تاثیرات لزجت است.

جریان آشفته همواره در جریان‌های با عدد رینولدز بالا رخ می‌دهد. با توجه به تعریف عدد رینولدز نسبت نیروهای اینرسی به نیروهای لزج است، بنابراین انتظار می‌رود که با افزایش این عدد از سهم لزجت در جریان سیال کاسته شده و فرصت برای رشد اختلالاتی که به ایجاد جریان آشفته منجر می‌شود فراهم گردد. جریان آشفته همیشه به دلیل توسعه‌ی این اختلالات در جریان آرام به وجود می‌آید. در نتیجه می‌توان از جریان‌های آشفته به عنوان یک پدیده با رینولدز بالا نام برد.

یکی دیگر از خواص ذاتی جریان آشفته سه بعدی بودن آن است به طوریکه دارای هر سه مولفه بردار ورتیسیتی می‌باشد زیرا برهم کنش بین بردار ورتیسیتی و گرادیان سرعت باعث ایجاد ورتیسیتی در هر سه جهت مختصاتی می‌شود. اگرچه در مدل‌سازی جریان آشفته می‌توان هنگام محاسبه‌ی میانگین زمانی از معادلات، آنها را در حالت دو بعدی هم به کار گرفت.

در جریان‌های آشفته گستره وسیعی از مقیاس‌ها قابل مشاهده است. مقیاس‌های بزرگی که در یک جریان آشفته وجود دارند بسیار به طول مشخصه‌ی جراین مانند ضخامت لایه مرزی نزدیک هستند. اگر مقیاس طولی آنها  $L$  و مقیاس سرعت  $U$  باشد آنگاه مقیاس زمانی آنها  $t=L/U$  می‌باشد. این مقیاس‌های بزرگ انرژی جنبشی را از جریان آزاد دریافت کرده و انرژی از همین طریق به مقیاس‌های کوچکتری



که با آنها در تماس هستند منتقل می‌شود. در طی این انتقال انرژی از مقیاس‌های بزرگ به مقیاس‌های کوچک طی فرآیندی موسوم به آبشار انرژی انتقال می‌یابد. در مقیاس‌های بسیار کوچک به دلیل بزرگ بودن نیروهای اصطکاکی ناشی از تنش‌های برشی، این انرژی جنبشی منتقل شده به صورت گرما تلف شده و به انرژی داخلی سیال تبدیل می‌شود. تلف‌شدگی انرژی جنبشی با  $\varepsilon$  نمایش داده می‌شود و دارای یکای انرژی بر واحد زمان و جرم می‌باشد. این اتلاف انرژی متناسب با لزجت سینماتیک در توان دوم گرادیان سرعت‌های اختلاالی می‌باشد.

$$\varepsilon \propto (\partial u / \partial y)^2 \quad (1-4)$$

با وجود اینکه نیروهای لزجی در هر مقیاسی از سیال وجود دارند اما با کاهش اندازه مقیاس‌ها این نیروها افزایش می‌یابند. در این بین مقداری از انرژی بر اثر اصطکاک و وجود نیروهای لزجی از میان رفته و تلف می‌شود. می‌توان گفت بیشتر انرژی مقیاس‌های بزرگ در مقیاس‌های کوچک تلف می‌شوند. کوچکترین مقیاسی که در آن این اتلاف رخ می‌دهد مقیاس کولموگروف<sup>۱</sup> نامیده می‌شود و دارای مقیاس سرعت  $u$  و مقیاس طول  $\eta$  و مقیاس زمانی  $t$  است. با توجه به اینکه لزجت نقش مهمی در تعیین مقیاس‌ها ایفا می‌کند، می‌توان رابطه بین این مقیاس‌ها را با لزجت و اتلاف انرژی از طریق آنالیز ابعادی به دست آورد.

$$v = v^a \times \varepsilon^b, [m/s] = [m^2/s]^a \times [m^2/s^3]^b \quad (2-4)$$

با توجه به اینکه واحدهای دو طرف تساوی بایستی مشترک باشند لذا می‌توان به سادگی مقدار توان‌های مجهول را بدست آورد به طوریکه  $a=b=1/4$  و با تکرار روش فوق می‌توان برای مقیاس‌های دیگر نیز روابطی مشابه برای مقیاس‌های دیگر به دست آورد.

$$\nu = (v \varepsilon)^{1/4} \quad (3-4)$$

---

<sup>۱</sup> Kolmogrov

$$\eta = \left( \frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (4-4)$$

$$t = (v / \varepsilon)^{1/2} \quad (5-4)$$

وقتی که در جریان آشفته گردابه‌های موجود را به شکل دایروی با شعاع  $r$  فرض نماییم، آنگاه معکوس این شعاع متناسب با کمیت مهمی در جریان‌های آشفته به نام عدد موج<sup>۱</sup> است و با  $k$  نشان داده می‌شود. در فضای عدد موج انرژی گردابه‌ها از یک عدد موج تا عدد موج بعدی که به اندازه‌ی  $\delta k$  با قبلی اختلاف دارد توسط رابطه‌ی  $E(k) dk$  محاسبه می‌شود. این رابطه بیان کننده سهم مقیاس‌های مختلف گردابه‌ها با عدد موج‌های مختلف بین  $k$  و  $k + \delta k$  می‌باشد. برای تعیین مقدار کل انرژی جنبشی آشفته‌گی باید از رابطه فوق در تمام فضای عدد موج انتگرال‌گیری نمود که منجر به رابطه‌ی (۶-۴) می‌شود.

$$k = \int_0^{\infty} E(k) dk \quad (6-4)$$

در واقع انرژی جنبشی آشفته‌گی به صورت مجموع میانگین مجذور موله‌های نوسانی سرعت جریان آشفته محاسبه می‌شود به طوری که

$$k = 1/2(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) = 1/2\overline{u_i u_i} \quad (7-4)$$

طیف انرژی را می‌توان به سه منطقه با مشخصات فیزیکی متفاوت تقسیم‌بندی نمود. به طوریکه در منطقه شامل گردابه‌های بزرگ انتقال انرژی توسط این گردابه‌های صورت می‌گیرد. این گردابه‌ها انرژی را از جریان آزاد خارج می‌کنند و آن را به گردابه‌های کوچکتر منتقل می‌سازند. در منطقه شامل گردابه‌های بزرگ و کوچک یک قسمت به نام زیرمحدوده‌ی اینرسی<sup>۲</sup> وجود دارد که در آن تولید انرژی جریان آشفته و نیز اتلاف آن ناچیز می‌باشد. کولموگروف با استفاده از روش آنالیز ابعادی توانست یک

---

<sup>۱</sup> Wave number

<sup>۲</sup> Inertial sub-range

فرمول‌بندی ریاضی برای بیان رفتار انرژی در این منطقه تعریف کند که به قانون طیفی کولموگروف یا قانون (۵/۳-) معروف است و توسط رابطه (۴-۸) بیان می‌شود.

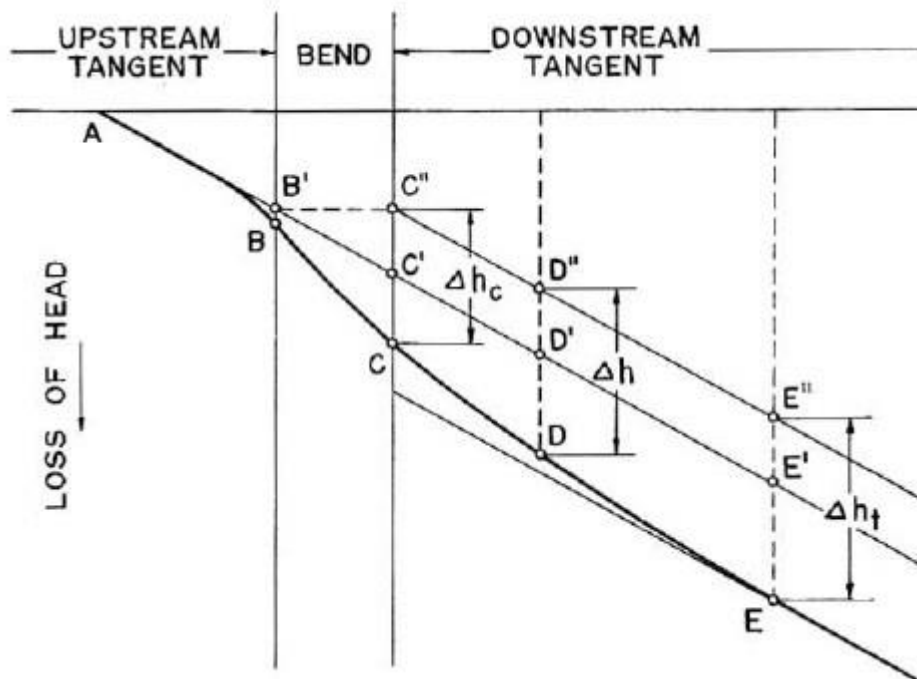
$$E(k) = \text{const.} \cdot \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (۴-۸)$$

این قانون بیان می‌کند که در این منطقه انرژی با آهنگی متناسب با اندازه عدد موج به توان (۵/۳-) رو به زوال می‌رود. در منطقه آخر که منطقه لزج نامیده می‌شود و همان محدوده اتلاف می‌باشد اندازه گردابه‌ها بسیار کوچک بوده و اتلاف انرژی به صورت تبدیل انرژی جنبشی جریان آشفته به انرژی درونی سیال به شکل حرارت رخ می‌دهد.

جریان‌های آشفته دارای ویژگی اتلاف می‌باشند زیرا در این جریان‌ها انرژی در گردابه‌های کوچک تلف شده و به انرژی جنبشی جریان تبدیل می‌شود. گردابه‌های کوچک انرژی جنبشی را از گردابه‌های یک مقدار بزرگ‌تر از خود دریافت می‌کنند و آنها نیز این انرژی را از گردابه‌های بزرگ‌تر از خود می‌گیرند و این فرآیند به همین ترتیب ادامه می‌یابد. با توجه به اصل بقای مومنتوم زاویه‌ای برای اجسام دوار می‌دانیم که هر چه شعاع دوران برای یک جسم دوران کننده با انرژی دورانی ثابت کوچکتر شود اندازه سرعت دورانی آن افزایش می‌یابد و بالعکس. در عملیات تقسیم گردابه‌ها به علت چرخش گردابه‌ها به دور خود اضمحلال سریع‌تر انرژی جنبشی دروانی منتقل شده رخ می‌دهد. این فرآیند تقسیم گردابه‌ها به گردابه‌های کوچک‌تر تا زمانی ادامه پیدا می‌کند که افزایش سرعت دورانی گردابه‌ها و نیز افزایش نرخ اضمحلال آنها به یک تعادل برسد [۴۰].

## ۴-۲- افت فشار در لوله‌های زانویی

یک مثال عمومی از افت فشار در لوله‌ها در شکل (۴-۶) نشان داده شده است [۳].



شکل ۴-۵- توزیع فشار در طول یک لوله زانویی ۹۰ درجه [۳]

در این شکل توزیع فشار در یک لوله زانویی به صورت شماتیک مورد بررسی قرار گرفته و ضریب افت فشار بر روی دیواره لوله در مقابل طول محوری لوله به تصویر کشیده شده است. می توان گفت هنگامی که جریان از یک لوله همراه با زانویی عبور می کند بخش عمده ای افت انرژی در پایین دست زانویی رخ می دهد. در شکل خط A-B-C-D-E نشان دهنده ی گرادیان هیدرولیکی واقعی و خط 'A-B'-C''-D''-E'' می دهد. گرادیان هیدرولیکی در یک لوله ی مستقیم با طول محوری برابر با لوله ی همراه با زانویی است و اگر زانویی از لوله حذف شود خط 'A-B'-C''-D''-E'' نشان دهنده ی گرادیان هیدرولیکی است. ضریب افت کلی خم در اثر یک زانویی از رابطه ی زیر به دست می آید:

$$k_f = \frac{\Delta h_f}{(v^2 / 2g)} \quad (۹-۴)$$

در رابطه (۹-۴)  $\Delta h_f$  افت هد کلی خم می باشد که در منابع مختلف در فاصله ای بین ۱۰ تا ۵۰ برابر قطر لوله در پایین دست جریان محاسبه می شود [۳۵ و ۳۸] و  $v$  سرعت متوسط محوری جریان است. بر این اساس ابتدا ضریب افت کلی در یک لوله مستقیم محاسبه می شود سپس از لوله ی با طول

یکسان به همراه خم کم می‌شود و اختلاف آنها برابر با ضریب افت خم می‌شود. لازم به ذکر است که در یک لوله‌ی مستقیم و صاف<sup>۱</sup> افت هد از رابطه‌ی داریسی- وایسباخ محاسبه می‌شود:

$$\Delta h_t = f \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} \quad (۴-۱۰)$$

در رابطه‌ی فوق ضریب  $f$  از دیاگرام مودی<sup>۲</sup> که در شکل (۴-۷) نشان داده شده است قابل محاسبه است.  $l$  طول لوله و  $d$  قطر لوله می‌باشد.

با توجه به دیاگرام مودی همانگونه که ملاحظه می‌شود برای هر عدد رینولدز متفاوت محاسبات فوق بایستی تکرار شود و ضریب اصطکاک یا همان  $f$  در یک لوله‌ی صاف با بالا رفتن عدد رینولدز کاهش می‌یابد.

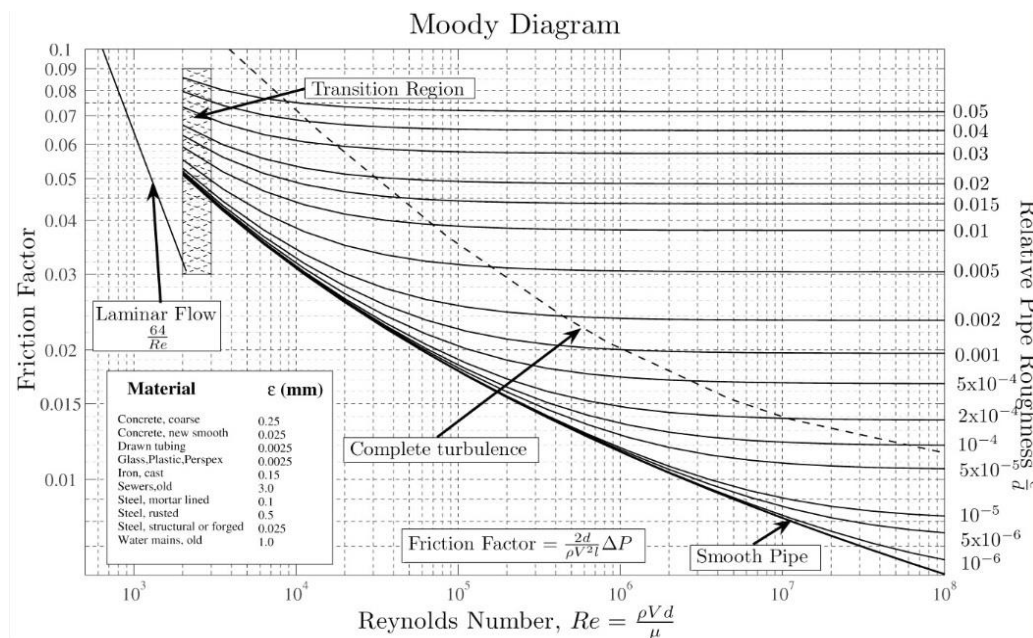
#### ۴-۳- فرضیات مدل‌سازی و مشخصات مدل

با توجه به نتایج آزمایشگاهی مرجع شماره [۳۵] در این مدل‌سازی یک زانویی کاملاً صاف و با زاویه‌ی ۹۰ درجه مورد بررسی قرار گرفته است. فاصله ابتدای لوله تا اول زانویی (بالادست زانویی) برابر با ۵ برابر قطر لوله و فاصله‌ی انتهای لوله از انتهای زانویی (پایین دست خم) ۱۰ برابر قطر لوله در نظر گرفته شد تا فاصله کافی جهت مدل‌سازی صحیح جریان در خم وجود داشته باشد و سرعت محوری جریان با فاصله گرفتن از محور مرکزی لوله دچار تغییر نشود. نسبت شعاع خم به شعاع لوله برابر با ۱,۵ و جنس لوله و پره‌های آن فولادی بوده و سیال عبوری از لوله آب می‌باشد. در این تحقیق جریان آشفته و برای اعداد رینولدز ۳۰۰۰۰، ۵۰۰۰۰ و ۱۰۰۰۰۰ مورد بررسی قرار گرفت.

---

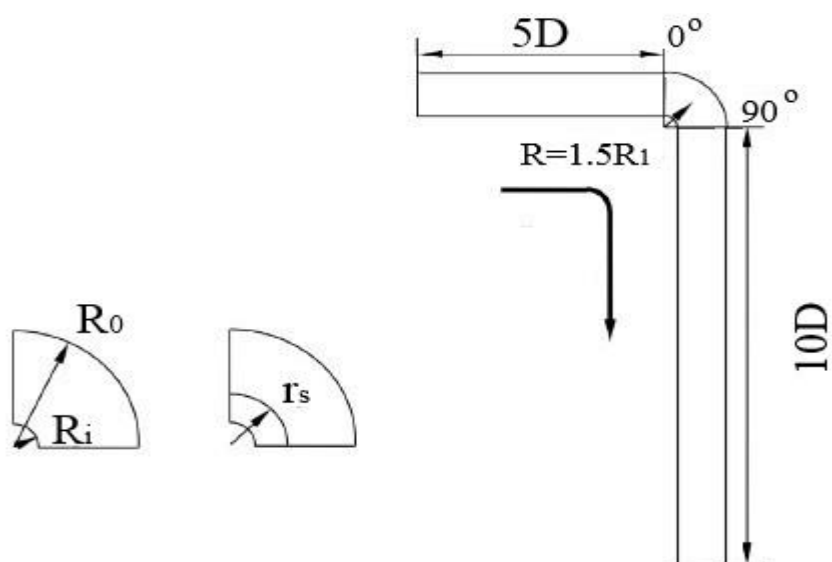
<sup>۱</sup> Smooth

<sup>۲</sup> Modi



شکل ۴-۶- دیاگرام مودی

مدل سازی لوله به گونه ای انجام شد که در یک حالت لوله زانویی بدون پره، و در ۴ حالت دیگر یک پره در فواصل مختلف از مرکز انحنا ی خم لوله با مقطع دایروی به صورت سه بعدی با بسته نرم افزاری فلوئنت ورژن ۶،۲،۳ مورد بررسی قرار گیرد. قطر لوله برابر با ۰،۳۵ متر و ضخامت پره ها با توجه به مطالعات آزمایشگاهی و نتایج بدست آمده در منابع مختلف برابر با ۰،۰۰۰۷ متر در نظر گرفته شد [۳۵]. چگالی آب برابر با ۹۹۸،۲ کیلوگرم بر مترمکعب و ویسکوزیته آن برابر با  $1 \times 10^{-6}$  فرض شد. همچنین ضخامت جداره لوله برابر با ۰،۰۰۲ متر در نظر گرفته شد. در شکل ۴-۸ هندسه کلی مدل و فواصل زانویی از ابتدا و انتهای لوله و نیز نسبت شعاع انحنا خط محوری لوله به شعاع لوله و جهت جریان نشان داده شده است. در این شکل R شعاع انحنا خم و R1 شعاع لوله است. همچنین Ri شعاع داخلی خم و Ro شعاع بیرونی خم است و rs شعاع انحنا پره می باشد.



شکل ۴-۷- هندسه مدل لوله و زانویی و جهت جریان

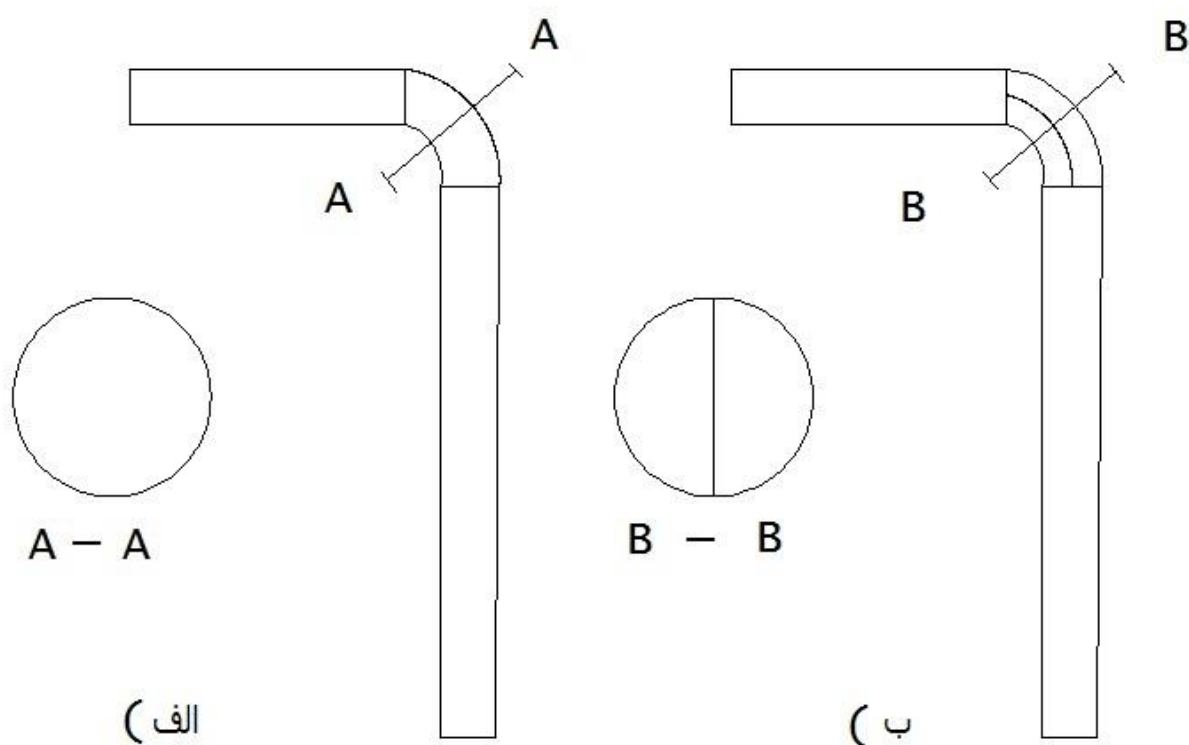
در جدول (۴-۱) مشخصات هندسی مدل‌های مورد استفاده بر حسب متر داده شده است.

جدول ۴-۱- مشخصات فیزیکی مدل‌های هندسی

شماره مدل	شعاع لوله	شعاع انحنا مرکز خم	شعاع انحنا پره	$(r_s - R_i) / (R_o - R_i)$
۱	۰,۰۱۷۵	۰,۰۲۶۵	-	-
۲	۰,۰۱۷۵	۰,۰۲۶۵	۰,۰۱۵	۰,۱۷۵
۳	۰,۰۱۷۵	۰,۰۲۶۵	۰,۰۱۹۷	۰,۳۰۸
۴	۰,۰۱۷۵	۰,۰۲۶۵	۰,۰۲۳	۰,۴۰۲
۵	۰,۰۱۷۵	۰,۰۲۶۵	۰,۰۳۴	۰,۷۳۸

#### ۴-۴- مدل‌سازی هندسی و تولید شبکه

در این تحقیق مدل‌سازی هندسی لوله و شبکه‌بندی آن با استفاده از بسته نرم افزاری گمبیت ورژن ۲,۴,۶ صورت گرفت.



شکل ۴-۸- مدل هندسی الف) بدون پره ب) پره‌دار

شکل (۴-۹) یک مدل هندسی با پره و یک مدل بدون پره را نشان می‌دهد. همانگونه که در شکل (۹-۹) (۴-ب) ملاحظه می‌شود پره به صورت قائم درون زانویی لوله قرار گرفته است. بر این اساس بعد از ترسیم هندسی مدل با استفاده از کوپر مش<sup>۱</sup> تمام نواحی جریان مش‌بندی شده و مرزها نیز در آن تعریف شده‌اند به طوریکه در قسمت ورودی لوله مرز سرعت ورودی و در قسمت خروجی لوله مرز فشار خروجی و در تمام دیواره‌های مدل مرز دیوار<sup>۲</sup> در نظر گرفته شده است. جهت شبکه‌بندی مدل از المان‌های شش وجهی و چهار وجهی استفاده شده و در نواحی خمیده از مش‌بندی ریزتری جهت شبیه‌سازی جریان استفاده شده است. در شکل (۴-۱۰) مش‌بندی مدل بدون پره و مدل‌های پره‌دار نشان داده شده است.

<sup>۱</sup> Cooper mesh

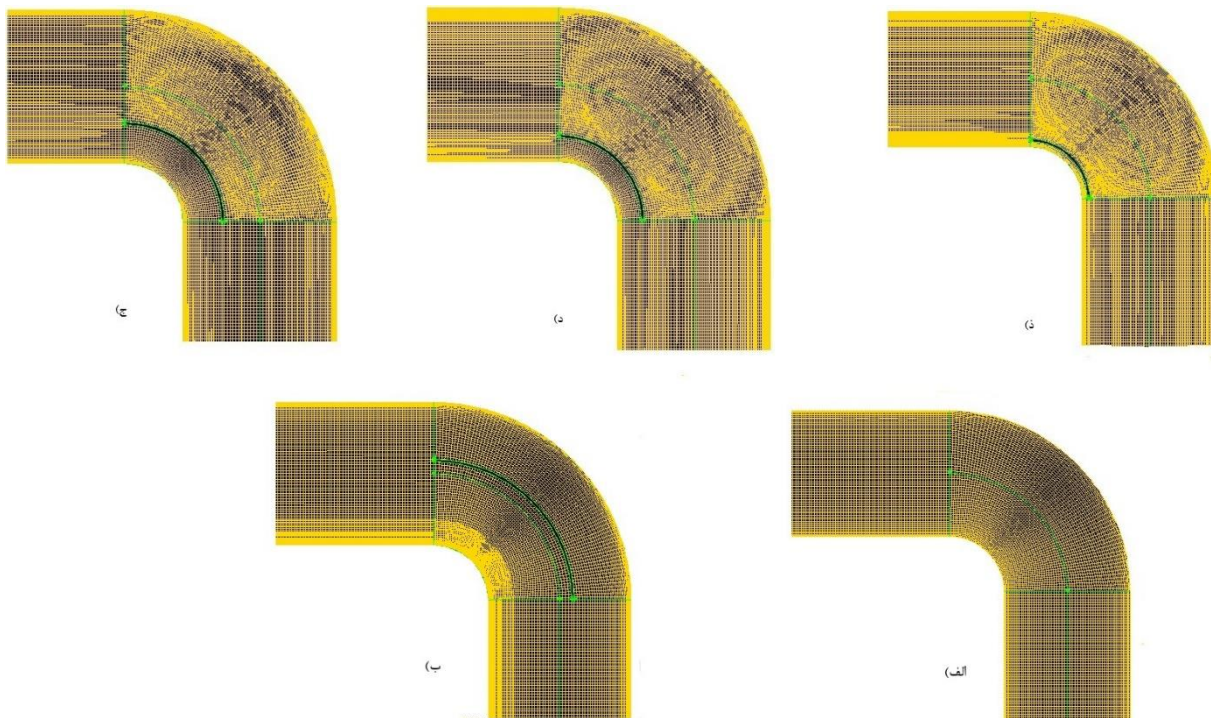
<sup>۲</sup> wall



در مدل بدون پره و مدل‌های پره‌دار بیش از ۱,۸۰۰,۰۰۰ المان شش و چهار وجهی جهت مش‌بندی مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین مقطع عرضی مش‌بندی مدل‌ها در شکل (۴-۱۱) نشان داده شده است. فایل ژورنال تولید هندسه و شبکه بندی و تعریف مرزها در بسته نرم‌افزاری گمبیت در پیوست ۱ آورده شده است.

#### ۴-۱-۴- مدل‌سازی دیواره‌ها

به طور کلی دو روش برای مدل‌سازی منطقه مجاور دیوار وجود دارد. در روش اول منطقه داخلی که تحت تاثیر لزجت است که شامل زیر لایه‌ی لزج و لایه‌ی میانی می‌شود حل نمی‌شوند و در عوض فرمول‌های نیمه تجربی که توابع دیوار نامیده می‌شوند برای اتصال ناحیه‌ای که تحت تاثیر لزجت قرار دارد و ناحیه‌ی کاملاً آشفته استفاده می‌شود. استفاده از توابع دیوار نیاز به اصلاح مدل‌های آشفته برای محاسبه‌ی وجود دیوار را برطرف می‌کند. در روش دوم مدل‌های آشفتگی طوری تغییر می‌یابند که به وسیله یک مش که تا زیر لایه‌ی لزج امتداد دارد قادر به حل ناحیه‌ی تحت تاثیر لزجت قرار گرفته باشند. روش مدل‌سازی اخیر روش مدل‌سازی مجاور دیوار نامیده می‌شود. در بیشتر جریان‌های با اعداد رینولدز بالا روش مجاور دیوار به طور ذاتی باعث کاهش حجم محاسبات می‌شود چرا که در ناحیه‌ی مجاور دیوار که تحت تاثیر لزجت است و متغیرهای حل به سرعت تغییر می‌یابند نیاز به حل ندارند. جهت محاسبه موفقیت‌آمیز جریان‌های آشفته نیاز به رعایت برخی نکات در هنگام ایجاد شبکه‌بندی است زیرا آشفتگی یک نقش مهم در انتقال مومنوم متوسط و دیگر پارامترهای بازی می‌کند و اگر دقت بالا مورد نیاز باشد باید مقادیر آشفتگی در جریان‌های آشفته به صورت مناسبی حل شوند. بایستی توجه داشت در محدوده‌هایی که جریان متوسط به سرعت تغییر می‌کند و لایه‌های برشی با یک نرخ کرنشی متوسط وجود دارند از شبکه‌بندی به حد کافی ریز استفاده کرد.



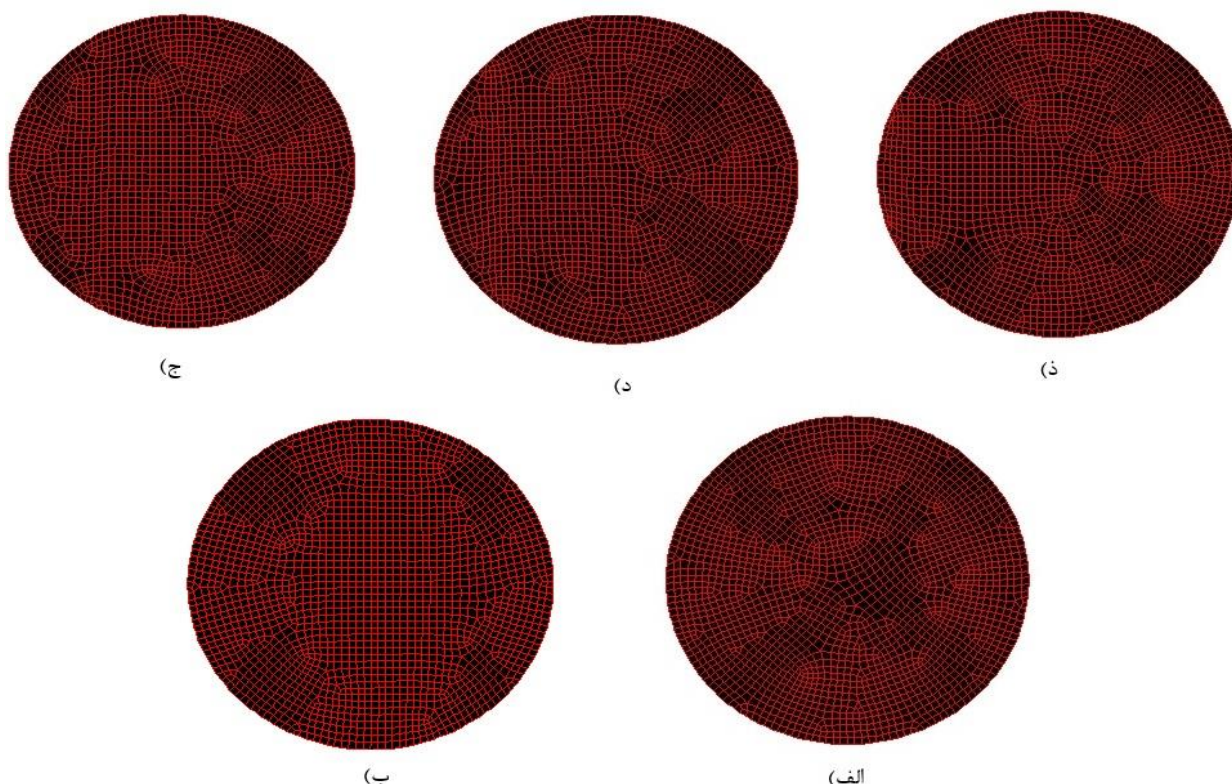
شکل ۴-۱۰- مش بندی مدل ها (الف) مدل بدون پره (ب) مدل پره دار با شعاع انحنا ۰,۰۳۴ متر (ج) مدل پره دار با شعاع انحنا ۰,۰۲۳ متر (د) مدل پره دار با شعاع انحنا ۰,۰۱۹۷ متر (ه) مدل پره دار با شعاع انحنا ۰,۰۱۵ متر

جهت شبکه بندی در روش مجاور دیوار، قانون لگاریتم که برای لایه های مرزی متعادل و جریان های کاملاً توسعه یافته معتبر است یک محدوده ی بالا و پایین برای فاصله مرکز سلول کنار دیوار و دیوار برای سلول های کنار دیوار ایجاد می نماید. این فاصله معمولاً بر حسب واحد دیوار اندازه گیری می شود که آن را با  $y^+$  نشان می دهند. توجه گردد که باید از امتداد طولانی در راستای عمود بر دیوار در شبکه بندی اجتناب کرد.

#### ۴-۵- شبیه سازی عددی جریان

جهت بررسی عددی جریان مدل های آشفتگی  $k-\varepsilon$ ،  $k-\omega$  و LES مورد استفاده و جواب های بدست آمده از حل عددی توسط این مدل ها با نتایج آزمایشگاهی موجود در مرجع شماره [۳۵] مقایسه شد به طوریکه مدل های شماره ۱ و ۳ با توجه به جدول (۴-۱) در عدد رینولدز ۵۰۰۰۰ مورد بررسی قرار گرفتند. در جدول (۴-۲) نتایج حاصل از بررسی انجام شده آورده شده است. با توجه به جدول و

جواب‌های بدست آمده می‌توان گفت در حالت بدون پره مدل‌های  $k-\varepsilon$  و  $k-\omega$  استاندارد با مرتبه دوم گسسته سازی و مدل LES نیز با درجه دوم گسسته سازی برای فشار و استفاده از تفاضل مرکزی برای محاسبه مومنتوم، و با در نظر گرفتن شبکه‌بندی و گام زمانی مناسب به ترتیب دارای ۱۳ درصد، ۱۶ درصد و ۱ درصد خطا نسبت به نتایج آزمایشگاهی هستند و در حالتی که لوله پره‌دار است در مدل شماره ۳ جواب‌های مدل‌های آشفتگی مذکور با همان ترتیب فوق دارای ۴۰ درصد، ۱۵ درصد و ۲ درصد خطا نسبت به نتایج آزمایشگاهی هستند. با توجه به این موضوع در این تحقیق از مدل LES



شکل ۴-۹- مش‌بندی مقطع عرضی مدل‌ها (الف) مدل بدون پره (ب) مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۳۴ متر (ج) مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۲۳ متر (د) مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۱۹۷ متر (ذ) مدل پره‌دار با شعاع انحنای ۰,۰۱۵ متر  
یا همان مدل شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ که کمترین خطا را نسبت به مدل‌های دیگر آشفتگی تحت بررسی از خود نشان می‌دهد و جریان را به صورت مطلوب شبیه‌سازی می‌کند جهت ادامه حل عددی جریان در نظر گرفته شد.

جدول ۴-۲- مقایسه نتایج مدل‌های مختلف آشفتگی مورد استفاده با نتایج آزمایشگاهی مرجع شماره [۳۵] در رینولدز ۵۰۰۰۰ برای مدل بدون پره شماره ۱ و مدل پره‌دار شماره ۳

نتایج k-omega	نتایج k-epsilon	نتایج LES	جواب آزمایشگاهی	شماره مدل
۰,۷	۰,۶۸	۰,۶۱	۰,۶	مدل شماره ۱
۰,۳۷	۰,۴۵	۰,۳۲۹	۰,۳۲	مدل شماره ۳

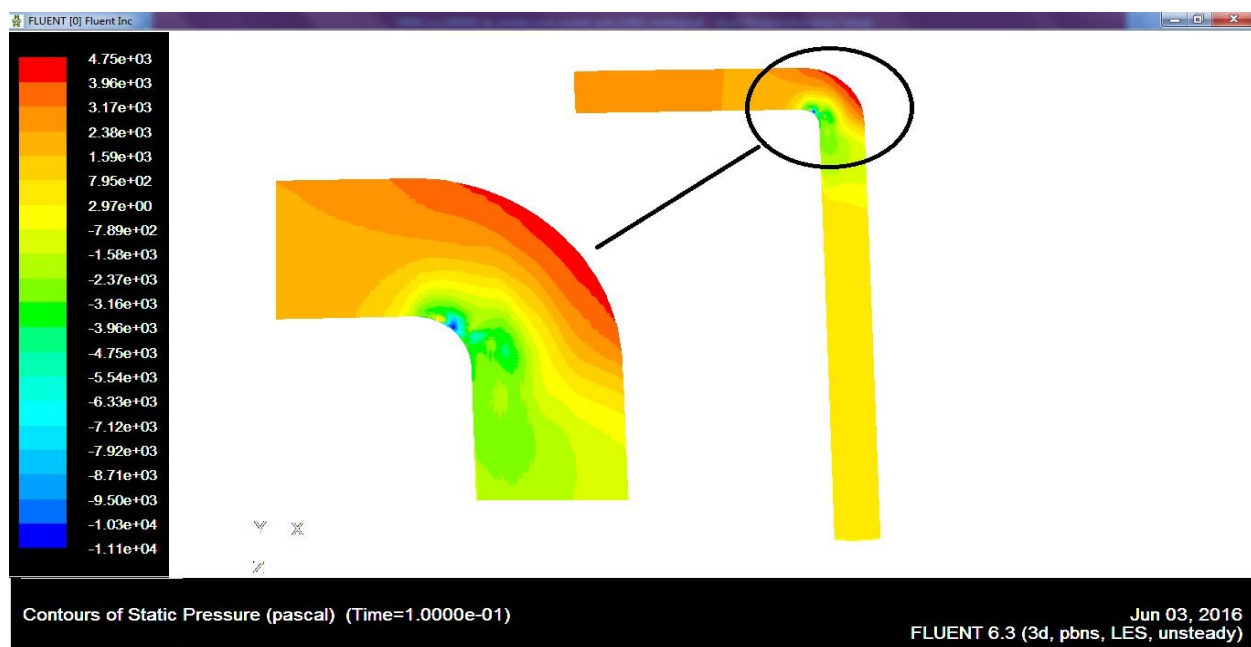
بر همین اساس در ادامه جواب‌های بدست آمده از مدل LES و ضرایب افت فشار حاصل شده با نتایج آزمایشگاهی مرجع [۳۵] در سه عدد رینولدز مختلف جهت صحت سنجی مقایسه شد که تطابق خوبی را با آن‌ها نشان می‌دهد. نتایج این مقایسه در جدول (۴-۳) آورده شده است.

جدول ۴-۳- مقایسه نتایج عددی بدست آمده از روش LES با نتایج آزمایشگاهی موجود در مرجع شماره [۳۵]

شماره مدل	ضریب افت فشار در عدد رینولدز ۳۰۰۰۰		ضریب افت فشار در عدد رینولدز ۵۰۰۰۰		ضریب افت فشار در عدد رینولدز ۱۰۰۰۰۰	
	نتایج آزمایشگاهی	نتایج عددی	نتایج آزمایشگاهی	نتایج عددی	نتایج آزمایشگاهی	نتایج عددی
۱	۰,۶۵	۰,۶۵	۰,۶	۰,۶۱	۰,۵۴	۰,۵۷
۲	۰,۳۸	۰,۳۹	۰,۳۵	۰,۳۴	۰,۳۰	۰,۲۹
۳	۰,۳۷	۰,۳۸	۰,۳۲	۰,۳۲۹	۰,۲۷	۰,۲۷
۴	۰,۳۶	۰,۳۷	۰,۳۵	۰,۳۴	۰,۳۰	۰,۲۹
۵	۰,۵	۰,۴۹	۰,۴۵	۰,۴۴	۰,۴	۰,۳۹

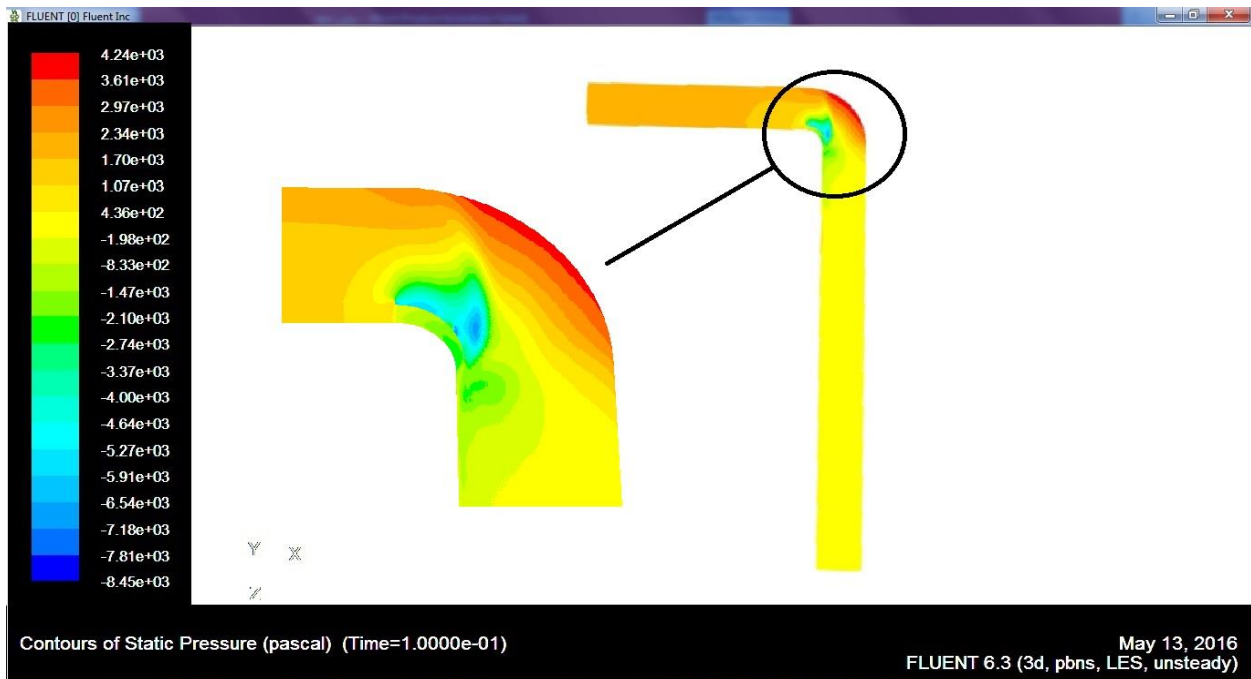
#### ۴-۶-۱- کانتورهای فشار در مدل‌های مختلف

برای بدست آوردن بهترین نتیجه در کاهش افت فشار بایستی قرارگیری پره درون زانویی به گونه‌ای باشد که خیلی به دیواره‌ی داخلی زانویی نسبت به مرکز انحنا مرکزی لوله زانویی نزدیک نباشد و با افزایش فاصله از دیواره‌ی داخلی زانویی اثر پره بر کاهش افت فشار بیشتر شده و در نقطه‌ای بعد از شعاع انحنا مرکزی لوله به یک مقدار بهینه در جهت افزایش کاهش افت فشار رسیده و پس از آن کاهش افت فشار کمتر می‌شود و تاثیر پره نیز به تبع آن کمتر می‌شود. در شکل‌های (۴-۱۰) تا (۴-۱۴) کانتورهای فشار استاتیکی مدل‌های تحت بررسی نمایش داده شده است. همانگونه که ملاحظه می‌شود در همه‌ی مدل‌ها کمترین فشار در ناحیه‌ی نزدیک به دیواره‌ی داخلی خم و بیشترین فشار در ناحیه‌ی نزدیک به دیواره‌ی خارجی خم رخ می‌دهد. در شکل (۴-۱۵) کانتورهای فشار تمامی مدل‌های پره‌دار و بدون پره را در عدد رینولدز ۵۰۰۰۰ نشان داده شده است. قرار گرفتن پره در زانویی باعث می‌شود که ناحیه‌ی نزدیک به دیواره‌ی داخلی زانویی افت فشار کمتری را تجربه کرده و در نتیجه



شکل ۴-۱۰- کانتورهای فشار استاتیکی مدل بدون پره

ضریب افت فشار در پایین دست زانویی با توجه به جدول ۴-۲ و نتایج بدست آمده از شبیه سازی کمتر شود.

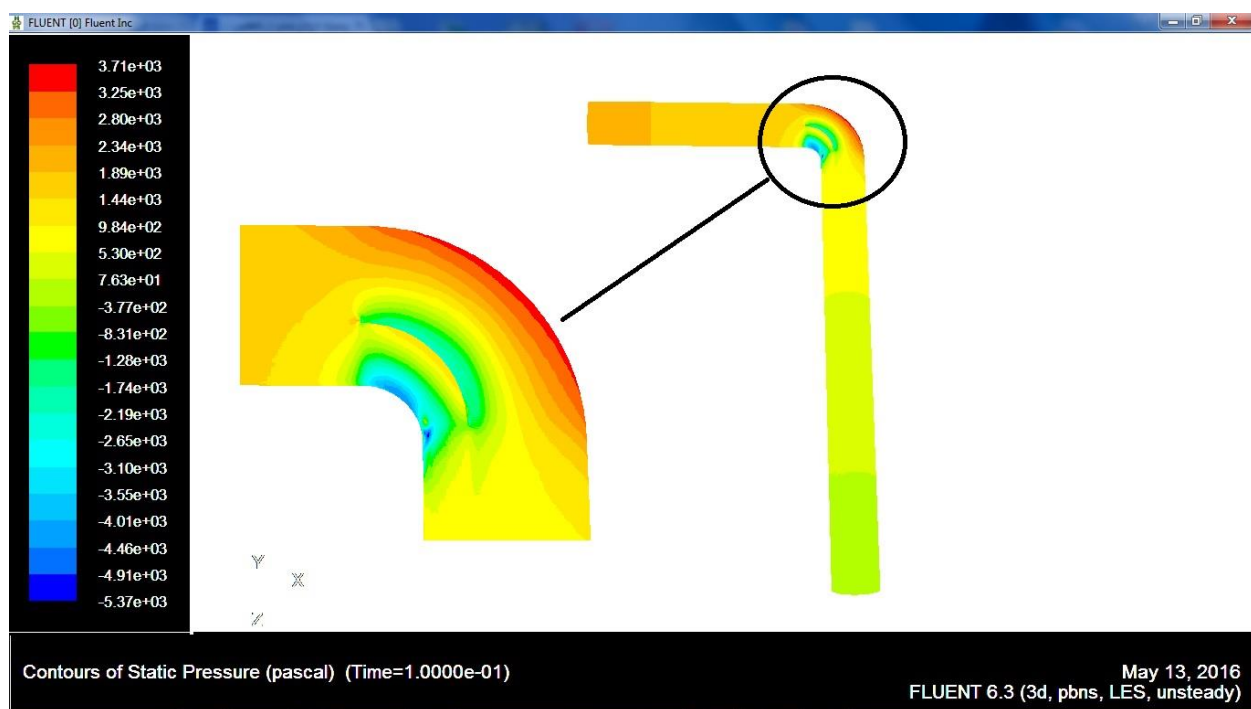


شکل ۴-۱۱- کانتورهای فشار مدل پره دار با پره با شعاع انحنا ۰٫۰۱۵

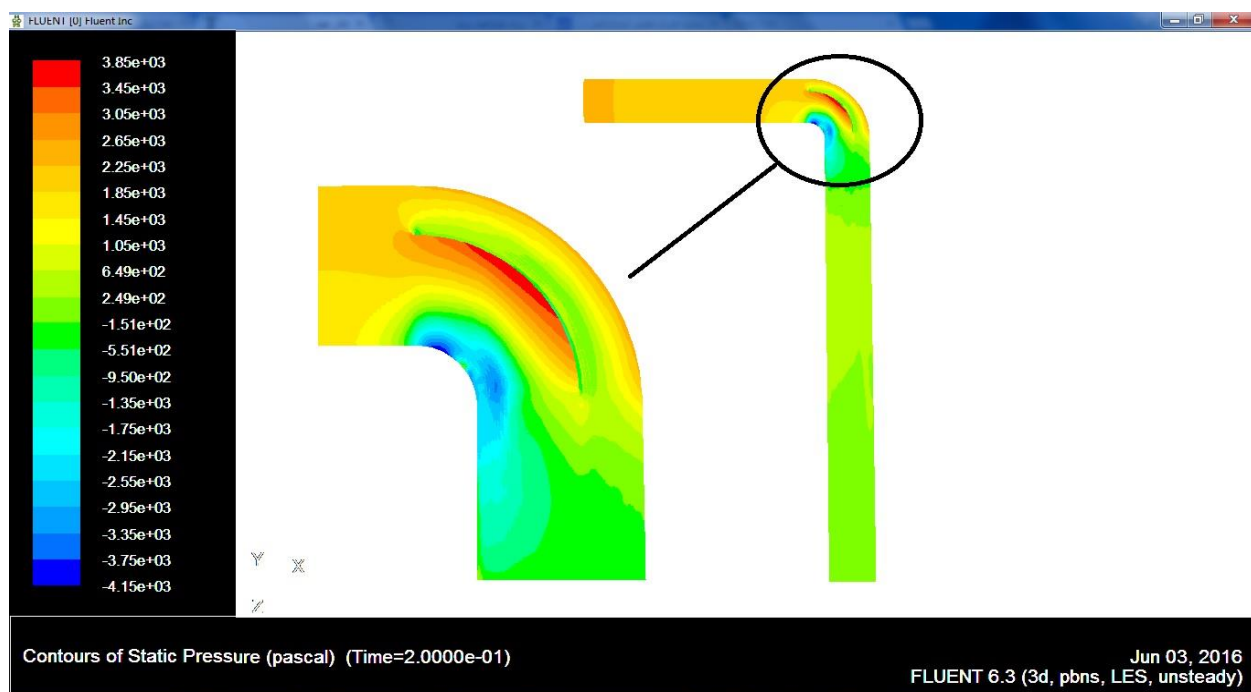


شکل ۴-۱۲- کانتورهای فشار مدل پره دار با شعاع انحنا ۰٫۰۱۹۷

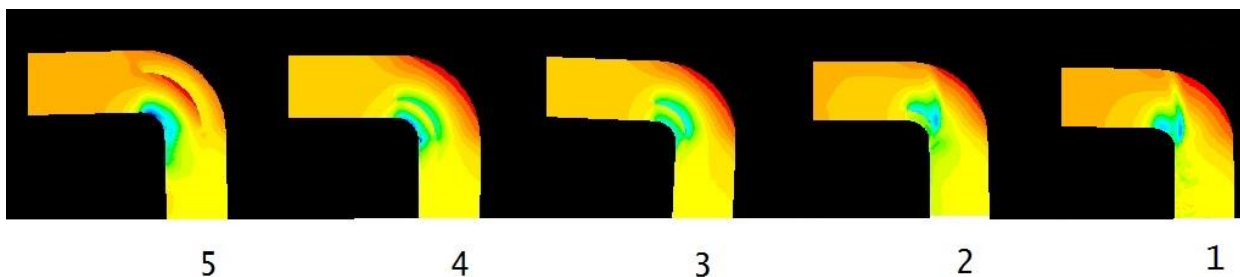




شکل ۴-۱۳- کانتورهای فشار مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۲۳



شکل ۴-۱۴- کانتورهای فشار مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۳۴



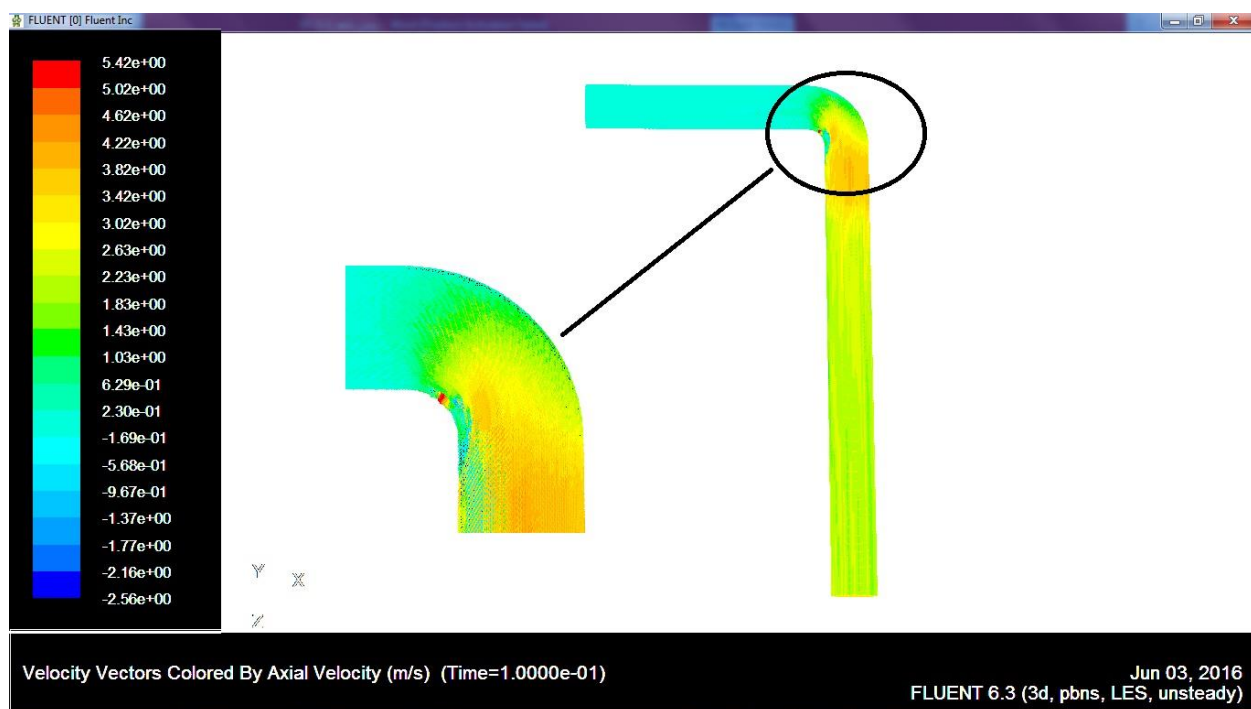
شکل ۴-۱۵- کانتورهای فشار مدل‌های مختلف ۱- مدل بدون پره ۲- مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۱۵ متر  
 ۳- مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۱۹۷ متر ۴- مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۲۳ متر ۵- مدل پره‌دار با شعاع  
 انحنا ۰,۰۳۴ متر.

با توجه به جدول (۳-۴) می‌توان گفت که با بالا رفتن عدد رینولدز ضریب افت فشار نیز کاهش بیشتری نشان می‌دهد.

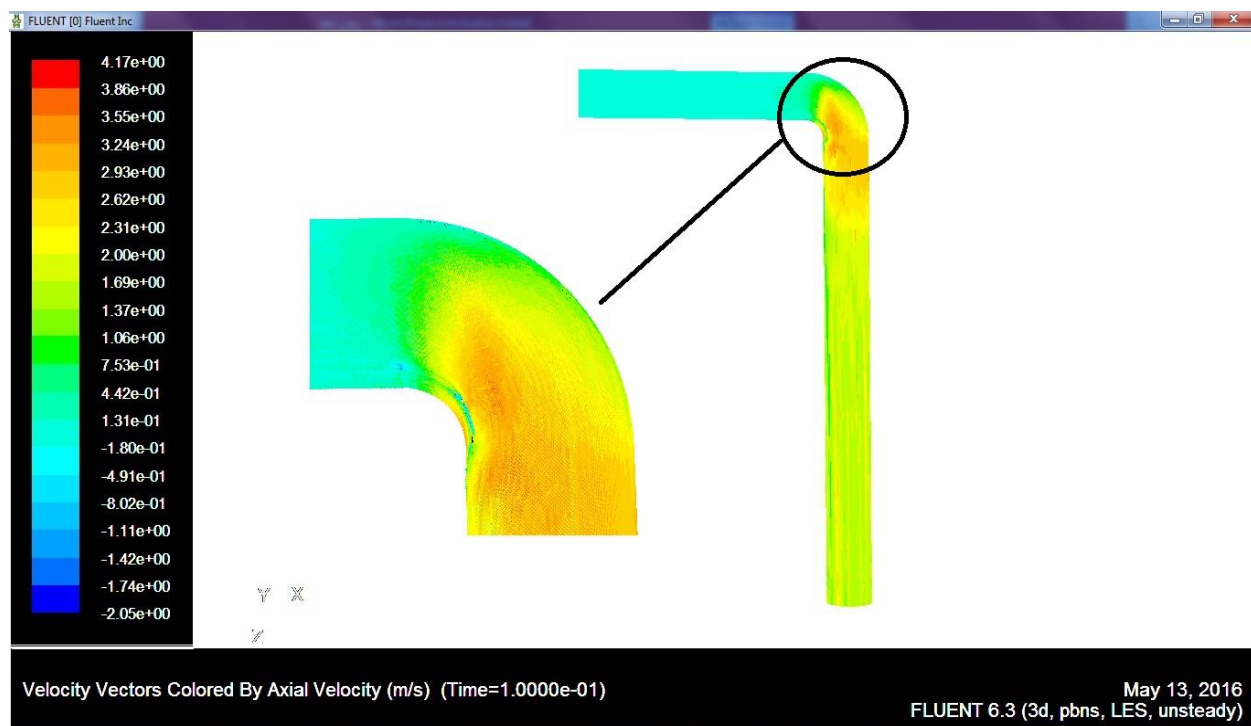
#### ۴-۶-۲- کانتورهای سرعت برای مدل‌های مختلف

همانطور که قبلاً نیز اشاره شد علت اصلی افت فشار در لوله‌های زانویی وجود جریان‌های ثانویه در قسمت خم می‌باشد که به صورت یک زوج گردابه که جهت حرکت آنها عمود بر جهت جریان اصلی می‌باشد، بر جریان تاثیر گذاشته و موجب افت فشار بیشتری در این ناحیه می‌شوند. در شکل‌های (۴-۱۶) تا (۴-۲۰) بردارهای سرعت جریان در لوله زانویی ۹۰ درجه که توسط بسته نرم‌افزاری فلوئنت شبیه‌سازی شده نمایش داده شده است.

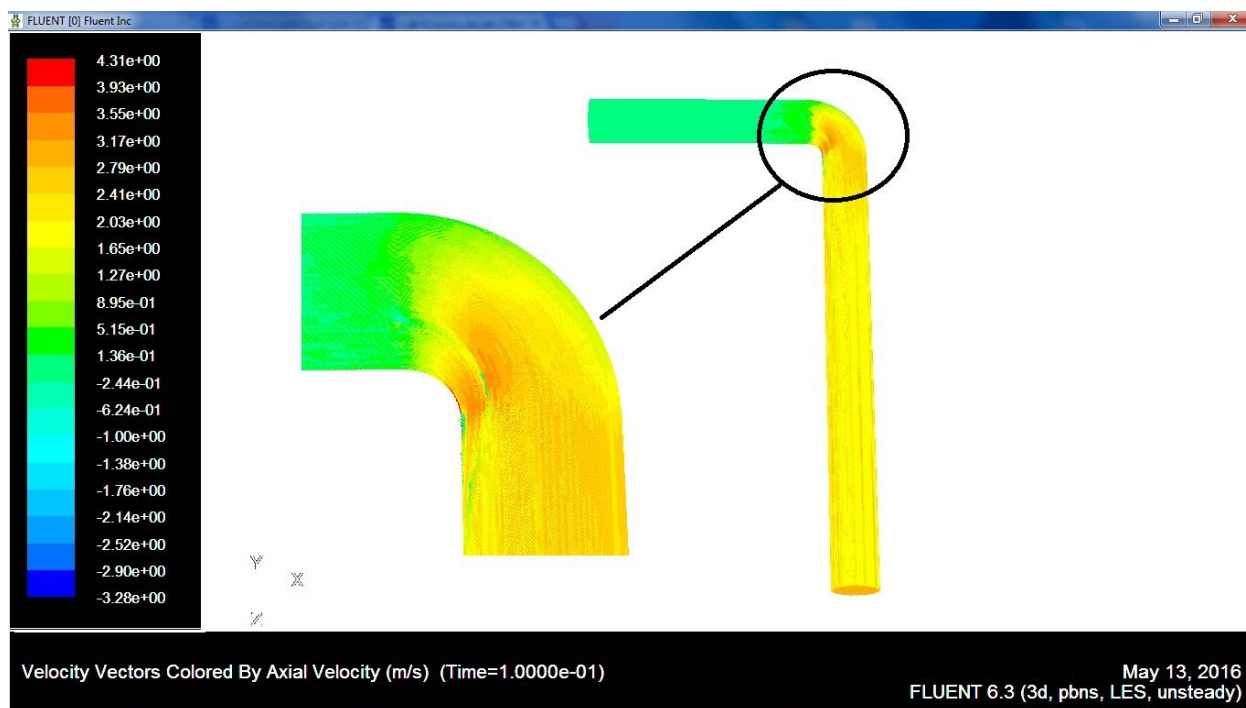




شکل ۴-۱۶- بردارهای سرعت مدل بدون پره



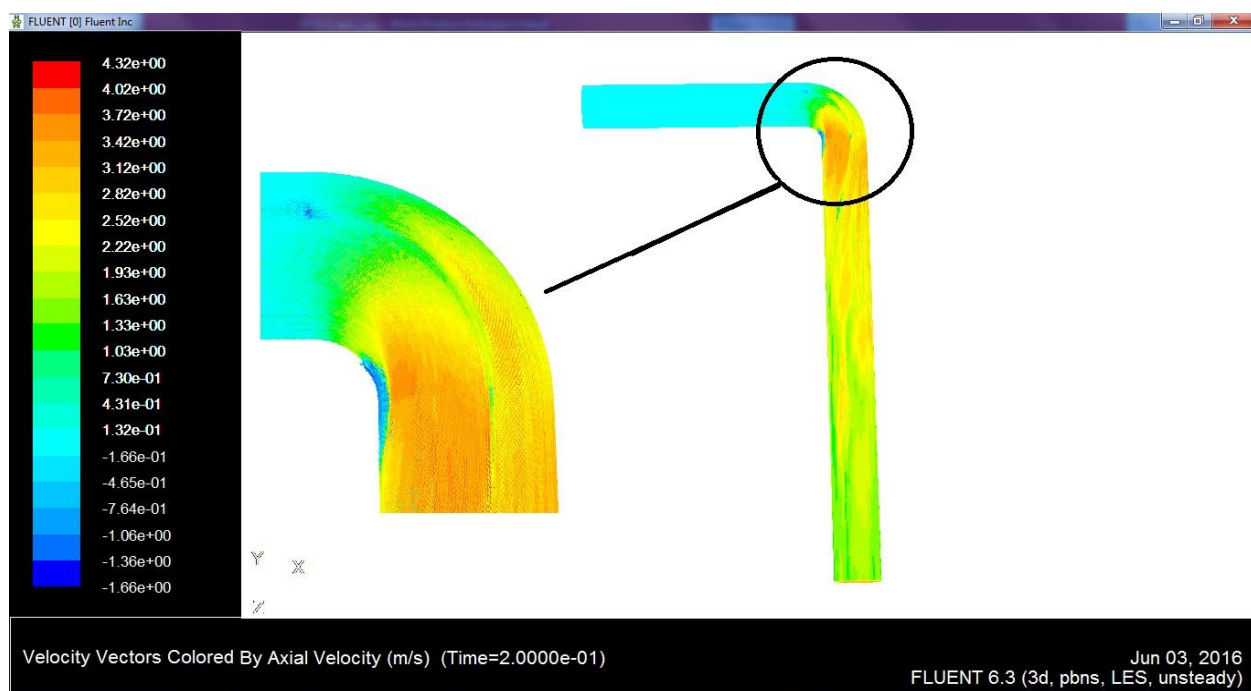
شکل ۴-۱۷- بردارهای سرعت مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۱۵



شکل ۴-۱۸- بردارهای سرعت مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۱۹۷



شکل ۴-۱۹- بردارهای سرعت مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۰۲۳



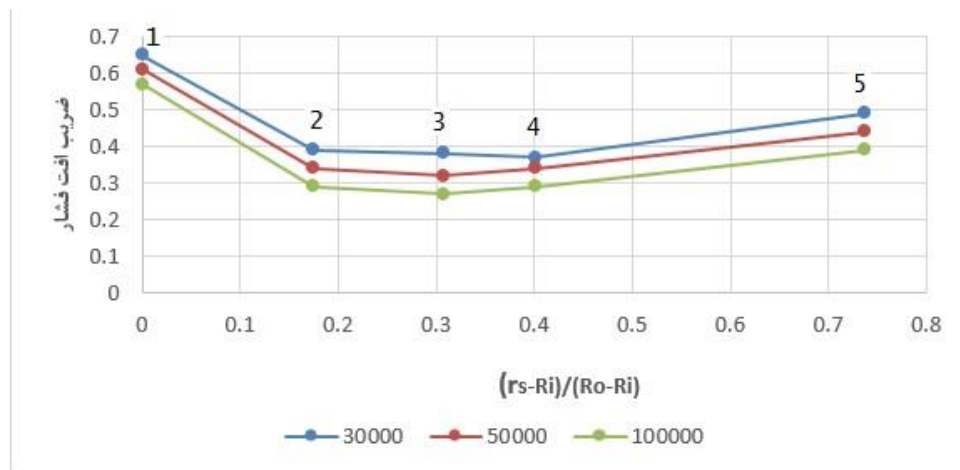
شکل ۴-۲۰- بردارهای سرعت مدل پره‌دار با شعاع انحنا ۰,۳۴

همانگونه که در شکل‌های ۴-۱۷ تا ۴-۲۰ ملاحظه می‌شود بردارهای سرعت در ناحیه متمایل به داخل خم که افت فشار بیشتر است نیز مقدار بیشتری دارد و در ناحیه بیرون خم که افت فشار کمتر است بردارهای سرعت مقادیر کمتری دارند.

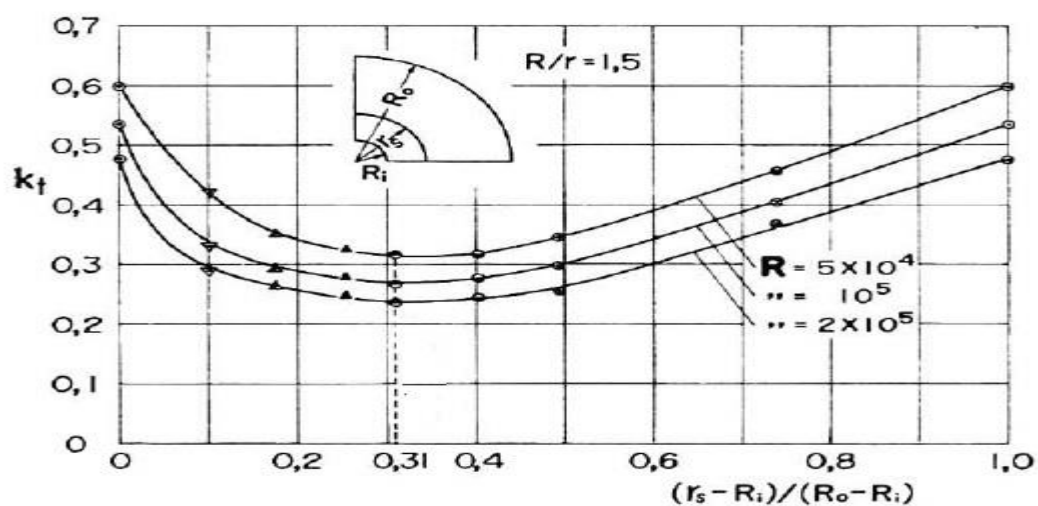
#### ۴-۶-۳- بهترین مکان قرار گیری پره درون زانویی

همانطور که اشاره شد با استفاده از پره در ناحیه داخلی خم می‌توان از افت فشار زانویی کاست. در این تحقیق با بررسی وضعیت پره در سه عدد رینولدز ۳۰، ۵۰ و ۱۰۰ هزار بهترین حالت قرارگیری پره متعلق به مدل شماره ۳ بوده که فاصله آن از مرکز انحنا برابر است با ۰,۱۹۷ متر و با دور شدن محل قرارگیری پره از ناحیه داخلی خم اثر کاهش افت فشار پره نیز کم می‌شود. در نمودار شکل (۴-۲۱) مقایسه‌ای بین ضریب افت فشار در مدل‌های پره‌دار و بدون پره در اعداد رینولدز مختلف نمایش داده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود مدل شماره ۳ بیشترین کاهش ضریب افت فشار را از خود نشان می‌دهد که با نتایج آزمایشگاهی مرجع شماره [۳] مطابقت خوبی دارد که در شکل (۴-۲۲)

مشخص شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود  $R_0$  شعاع بیرونی مرکز خم و  $R_i$  شعاع داخلی مرکز خم و  $r_s$  شعاع پره از مرکز انحنا لوله زانویی است. لازم به ذکر است که در نمودارهای فوق  $r_s$  شعاع انحنا پره،  $R_i$  شعاع داخلی خم و  $R_0$  شعاع بیرونی خم است. همچنین نسبت شعاع لوله به شعاع انحنا برابر ۱,۵ است.



شکل ۴-۲۱- نمودار ضرایب افت فشار برای مدل‌های شبیه‌سازی شده با مدل LES در اعداد رینولدز ۳۰، ۵۰ و ۱۰۰ هزار



شکل ۴-۲۲- نمودار ضرایب افت فشار مدل‌های آزمایشگاهی موجود در مرجع شماره [۳۵]

جهت بررسی فاصله‌ی مستقیم در نظر گرفته شده برای پایین دست خم تا خود خم، مدل‌سازی یک لوله‌ی پره‌دار که در اینجا مدل شماره ۳ می‌باشد و نیز لوله‌ی بدون پره‌ی که مدل شماره ۱ می‌باشد برای فواصل مختلف پایین دست خم تا انتهای زانویی برای عدد رینولدز ۵۰۰۰۰ انجام شد و همانطور که در جدول ۴-۴ و ۵-۴ ملاحظه می‌شود درصد خطاها و نتایج بدست آمده با مدل گردابه‌های بزرگ به ازای فواصل مختلف با نتایج آزمایشگاهی مقایسه شده است. با توجه به نتایج نشان داده شده می‌توان گفت که در مدل بدون پره فاصله پایین دست خم تا انتهای خم جهت مدل‌سازی می‌تواند با خطای کمتر از ۵ درصد تا ۴ برابر قطر لوله کاهش داده شود ولی در مدل پره‌دار میزان خطا با کاهش فاصله پایین دست خم تا انتهای خم افزایش می‌یابد به طوری که در فاصله‌ای برابر با ۴ برابر قطر لوله این خطا به میزان ۱۷ درصد افزایش می‌یابد. برای فاصله‌ی ۱۰ برابر قطر لوله میزان خطا در مدل بدون پره و مدل پره‌دار به ترتیب ۱,۶ و ۲,۸ درصد می‌باشد که نشان می‌دهد مدل‌سازی صورت گرفته با فاصله‌ی پایین دست خم تا انتهای خم به درستی ۱۰ برابر قطر لوله در نظر گرفته شده و منجر به جواب‌های مناسبی می‌شود. در پیوست دوم پایان‌نامه فایل ژورنال تنظیمات شبیه‌سازی جریان در یک مدل پره‌دار در بسته نرم‌افزاری فلوئنت که در واقع خروجی نرم‌افزار گمبیت می‌باشد آورده شده است.

جدول ۴-۴- بررسی تاثیر فاصله پایین دست خم تا انتهای خم برای مدل بدون پره شماره ۱

درصد خطا	نتیجه بدست آمده با مدل LES	نتیجه آزمایشگاهی مرجع شماره ۲	فاصله پایین دست تا انتهای خم
1.46	0.591	0.6	4D
4.5	0.62	0.6	5D
4.5	0.62	0.6	6D
4.55	0.57	0.6	7D
0.22	0.598	0.6	8D
14	0.68	0.6	9D
1.6	0.61	0.6	10D

جدول ۴-۵- بررسی تاثیر فاصله پایین دست خم تا انتهای خم برای مدل پره دار شماره ۳

درصد خطا	نتیجه بدست آمده با مدل LES	نتیجه آزمایشگاهی مرجع شماره ۳	فاصله پایین دست تا انتهای خم
17	0.26	0.32	4D
8.9	0.348	0.32	5D
7.4	0.343	0.32	6D
10.8	0.354	0.32	7D
5.1	0.336	0.32	8D
11.1	0.355	0.32	9D
2.8	0.329	0.32	10D

# فصل پنجم

## ۵-۱- جمع بندی و نتیجه گیری

در این تحقیق اثر قرار دادن پره در لوله‌های زانویی ۹۰ درجه با نسبت شعاع لوله به شعاع انحنا ۱,۵ و با مقطع دایروی بر افت فشار در اعداد رینولدز بالا، توسط نرم‌افزار شبیه‌سازی عددی جریان، فلوئنت، و با استفاده از مدل‌سازی گردابه‌های بزرگ جهت جریان آشفته مورد بررسی قرار گرفت. برای اینکار ابتدا فشار آب درون یک لوله بدون پره و سه بعدی بررسی گردیده و پس از اطمینان از صحت نتایج بدست آمده با قرار دادن یک پره درون نواحی مختلف خم لوله تغییرات فشار بررسی شد. لازم به ذکر است که جواب‌های بدست آمده از مدل‌های پره‌دار نیز با نتایج آزمایشگاهی مورد صحت‌سنجی قرار گرفت که انطباق بسیار خوبی را از خود نشان داد. بر همین اساس نتایج بررسی افت فشار در لوله‌های بدون پره و لوله‌های پره‌دار را می‌توان به صورت زیر برشمرد:

- در یک لوله دارای خم افت فشار بیشتری نسبت به لوله مستقیم و از نظر محوری هم اندازه با آن رخ می‌دهد.
- افت فشار بیشتر در لوله‌های زانویی نسبت به لوله‌های مستقیم ناشی از طبیعت جریان در زانویی و اثرات جریان ثانویه در خم که باعث افت فشار هر چه بیشتر در لوله‌های زانویی می‌شود می‌باشد.
- اثر زانویی بر جریان و افزایش افت فشار تا فاصله‌ای بین ۱۰ تا ۵۰ برابر قطر لوله بعد از زانویی ادامه می‌یابد.
- وجود یک پره در قسمت زانویی لوله‌های ۹۰ درجه موجب کاهش افت فشار در زانویی تا حداکثر حدود ۵۰ درصد در اعداد رینولدز ۳۰، ۵۰ و ۱۰۰ هزار می‌شود.



- در این تحقیق و با توجه به مدل‌سازی‌های صورت گرفته بهترین مکان قرار گیری یک پره درون لوله زانویی ۹۰ درجه و با نسبت شعاع لوله به شعاع مرکزی انحنا لوله ۱,۵ برابر با حدود ۱,۱۲۵ برابر شعاع انحنا مرکز لوله زانویی بدست آمد.
- با افزایش عدد رینولدز ضریب افت فشار در زانویی کمتر می‌شود. این کاهش در همه‌ی مدل‌ها اعم از پره‌دار و بدون پره مشاهده می‌شود.
- وجود پره در قسمت زانویی ۹۰ درجه‌ی لوله‌ها باعث می‌شود که اثر جریان ثانویه عمود بر جریان محوری کاهش یابد و جریان یکنواخت‌تر شده و در نتیجه افت فشار نیز کاهش یابد.
- مدل‌سازی گردابه‌های بزرگ در جریان آشفته درون لوله‌های زانویی جواب‌های خوبی ارائه می‌دهد که انطباق خوبی با نتایج آزمایشگاهی بدست آمده توسط مراجع معتبر دارد.

## ۵-۲- پیشنهادات و کارهای آینده

- جهت ادامه مطالعات در زمینه لوله‌های زانویی پره‌دار می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:
- در این تحقیق لوله‌های زانویی دایروی با وجود یک پره داخل ناحیه‌ی خم آن مورد بررسی قرار گرفت. در منابع موجود وجود دو پره نیز مورد بررسی قرار گرفته است که برای کارهای آینده می‌توان با توجه به قابلیت نرم‌افزاری فلوئنت به بررسی رفتار جریان و فشار در این نوع لوله‌های زانویی پره‌دار پرداخت.
  - قرارگیری یک یا دو یا چند پره در سایر لوله‌های زانویی با زوایای به غیر از ۹۰ درجه و نیز با تغییر زاویه‌ی پره در درون خم می‌تواند مورد بررسی تحقیقات پیش رو قرار بگیرد.
  - لوله‌های پره دار با سایر مقاطع هندسی نیز می‌تواند موضوع کارهای تحقیقاتی آینده قرار بگیرد.

- از دیگر مواردی که در این زمینه می‌تواند بررسی شود اثر ضخامت پره، جنس آن و در صورت تعدد پره‌ها، فواصل بین آنها می‌باشد.
- از آنجا که در این تحقیق نسبت شعاع لوله به شعاع مرکزی انحنا برابر با ۱,۵ در نظر گرفته شد می‌توان سایر نسبت‌های شعاع لوله به شعاع انحنا و اثر پره بر الگوی جریان و فشار زانویی مورد بررسی قرار بگیرد.

# منابع

١. DEAN, W.R., *Note on the Motion of Fluid in a Curved Pipe*, in *PHILOSOPHICAL AND JOURNAL OF MAGAZINE SCIENCE*. 1927. p. 208-223.
٢. Keulegan, G.H. and K. Hilding Beij, *PRESSURE LOSSES FOR FLUID FLOW IN CURVED PIPES*. Journal of Research of the National Bureau of Standards, 1937. 18: p. 89-114.
٣. ITO, H., *Pressure Losses in Smooth Pipe Bends*. Journal of Basic Engineering, TRANS. ASME, Series D 1960. 82: p. 131-143.
٤. Eustice, J., *Flow of Water in Curved Pipes*. Proceedings of the Royal Society of London, 1910.84(568): p. 107-118.
٥. DEAN, W.R., *The Streamline Motion of Fluid in a Curved Pipe*, in *PHILOSOPHICAL AND JOURNAL OF MAGAZINE SCIENCE*. 1928. p. 673-695.
٦. Hilding Beij, K., *PRESSURE LOSSES FOR FLUID FLOW IN 90° PIPE BENDS*. Journal of Research of the National Bureau of Standards, 1938. 21.
٧. Cuming, H.G., *The Secondary Flow in Curved Pipes*. 1952, Reports and Memoranda: london.
٨. Cohen, M.I., *An investigation of pressure drop in a two-phase two-component flow in bends*, in *Mechanical Engineering*. 1957 Massachusetts Institute Of Technology: Massachusette.
٩. McConalogue, D.J. and R.S. Srivasta, *Motion of a fluid in a curved tube*. Proc. Roy. Soc. A, 1968: p. 37-53.
١٠. ROWE, M., *Measurements and computations of flow in pipe bends*. J . Fluid Mech, 1970.43(4): p. 771-783.
١١. HUMPHREY, J.A.C., A.M.K. TAYLOR, and J.H. WHITELOW, *Laminar flow in a square duct of strong curvature*. J. Fluid Mech, 1977. 83(3): p. 509-527.
١٢. RUSHMORE, W.L. and D.B. TAULBEE, *NUMERICAL INVESTIGATION OF DEVELOPING PIPE FLOWS OF ARBITRARY CURVATURE*. computers and fluid, 1978. 6: p. 125-140.
١٣. Taylor, A.M.K.P., J.H. Whitelaw, and M. Yianneskis, *Measurements of Laminar and Turbulent Flow in a Curved Duct With Thin Inlet Boundary Layers*. 1981, NASA Contractor Report 3367.

١٤. Taylor, A.M.K.P., J.H. Whitelaw, and M. Yianneskis *Curved Ducts With Strong Secondary Motion: Velocity Measurements of Developing Laminar and Turbulent Flow*. ASME JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING, 1982. 104.
١٥. Enayet, M.M., et al., *Laser-Doppler measurements of laminar and turbulent flow in a pipe bend*. Int. J. Heat & Fluid Flow, 1982. 3.
١٦. Towne, C.E., *Computation of Viscous Flow in Curved Ducts and Comparison With Experimental Data*. 1984, Aeronautics and Astrocautics: Nevada.
١٧. Ping-Ho, T., *Turbulent flow in a curved streamwise corner*, in *Mechanical Engineering*. 1985, University of Iowa. p. 128.
١٨. Azzola, J., Humphrey, J. A. C., Iacovides, H., Launder, B. E., *Developing Turbulent Flow in a U-Bend of Circular Cross-Section: measurement and Computation*. ASME JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING, 1986 .108(2): p. 214.
١٩. BARA, B., K. NANDAKUMAR, and J.H. MASLIYAH, *An experimental and numerical study of the Dean problem: flow development towards two-dimensional multiple solutions*. J. Fluid Meeh, 1992. 244: p. 339-376.
٢٠. Kurokawa, M., K.C. Cheng, and L. Shi, *Flow Visualization of Relaminarization Phenomena in Curved Pipes and the Related Measurements*. Journal of Visualization, 1998. 1: p. 9-28.
٢١. Sudo, K., M. Sumida, and H. H, *Experimental investigation on turbulent flow in a circular-sectioned 90-degree bend*. Experiments in Fluids, 1998. 25: p. 42-49.
٢٢. Jovicic, N., Milovanovic, D., Babic, M., Soulis, J. V., *NUMENCAL SIMULATION OF TURBULENT FLOW IN VENTILATION DUCTS*, in *20th AIVC and Indoor Air 99 Conference "Ventilation and indoor air quality in buildings"*. 1999: Edinburgh, Scotland.
٢٣. Sudo, K., M. Sumida, and H. Hibara, *Experimental investigation on turbulent flow through a circular-sectioned 180° bend*. Experiments in Fluids, 2000. 28: p. 51-57.
٢٤. Crawford, N.M., G. Cunningham, and L. Spedding P, *Prediction of pressure drop for turbulent fluid flow in 90° bends*. Journal of Process Mechanical Engineering, 2003. 217: p. 153-155.

٢٥. Crawford, N.M., G. Cunningham, and S.W.T. Spence, *An experimental investigation into the pressure drop for turbulent flow in 90° elbow bends*. Proc. IMechE, 2006. 221.
٢٦. Vasava, P.R., *Fluid Flow in T-Junction of Pipes*, in *Information Technology*. 2007, LAPPEENRANTA UNIVERSITY OF TECHNOLOGY. p. 75.
٢٧. Kumar, A., D.R. Kaushal, and U. Kumar, *Bend pressure drop experiments compared with Fluent*. Engineering and Computational Mechanics, 2008. 161: p. 35-42.
٢٨. Crawford, N., Spence, S., Simpson, A., Cunningham, G., *A numerical investigation of the flow structures and losses for turbulent flow in 90° elbow bends*. Proc. IMechE, 2009. 223.
٢٩. Ono, A., Kimura, N., Kamide, H., Tobita, A., *Influence of elbow curvature on flow structure at elbow outlet under high Reynolds number condition*. Nuclear Engineering and Design, 2011. 241: p. 4409–4419.
٣٠. Mazumder, Q.H., *CFD Analysis of Single and Multiphase Flow Characteristics in Elbow*. Engineering, 2012. 4: p. 210-214.
٣١. Hajmohammadi, M.R., Eskandari, H., Saffar-Avval, M., Campo, A., *A new configuration of bend tubes for compound optimization of heat and fluid flow*. Energy, 2013. 62: p. 418-424.
٣٢. Hirani, A.A. and C. Udaya Kiran, *CFD Simulation and Analysis of Fluid Flow Parameters within a Y-Shaped Branched Pipe*. IOSR Journal of Mechanical and Civil Engineering, 2013. 10(1): p. 31-34.
٣٣. Kai, W. and W. Ping, *CFD numerical simulation analysis of small and medium caliber 90 ° circular bend*, in *Proceedings of the 2nd International Conference on Computer Science and Electronics Engineering (ICCSEE 2013)*. 2013, Atlantis Press: Paris, France.
٣٤. dos Santos, A.P.P., C.R. Andrade, and E.L. Zaparoli, *CFD Prediction of the Round Elbow Fitting Loss Coefficient*. International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial and Mechatronics Engineering, 2014. 8(4).
٣٥. ITO, H. and K. IMAI, *Pressure Losses in Vaned Elbows of a Circular Cross Section*. Journal of Basic Engineering, TRANS. ASME, 1966. 88(3): p. 684-5.

۳۶. Haskew, J.T. and M.A.R. Sharif, *Performance evaluation of vaned pipe bends in turbulent flow of liquid propellants*. Appl. Math. Modelling, 1997. 21.
۳۷. MODI , P.P. and S. JAYANTI, *PRESSURE LOSSES AND FLOW MALDISTRIBUTION IN DUCTS WITH SHARP BENDS*. Chemical Engineering Research and Design, 2004. 82: p. 321-331.
۳۸. Zhang, T., Y.O. Zhang, and H. Ouyang, *Structural vibration and fluid-borne noise induced by turbulent flow through a 90 piping elbow with/without a guide vane*. International Journal of Pressure Vessels and Piping, 2015. 125: p. 66-77.
۳۹. Fluent User's Guide (January 2005).

۴۰. شجاعی فرد م.ح ، طحانی م ، ۱۳۹۱، *مقدمه‌ای بر جریان‌های آشفته و مدل‌سازی‌های آن*، جلد

اول، چاپ اول، انتشارات دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ص ۴-۱۳۵.

۴۱. گلشاهی فر م، ۱۳۹۲، *فلوئنت کاربردی*، جلد اول، چاپ پنجم، انتشارات صانعی شه‌میرزادی،

تهران، ص ۱۸.





# پیوست ۱

فایل ژورنال بسته نرم‌افزاری گمبیت در یکی از مدل‌های پره‌دار به صورت زیر است.

```
>/ Jurnal File for GAMBIT 2.4.6 Database 2.4.4, ntx886 SP2007051421
>/ Identifier "default_id4004"
> volume create height 0.175 radius1 0.0175 radius3 0.175 offset 0.0875 0 0 \
> xaxis frustum
>/ vertex create doordinates 0.175 0 0.31
> vertex create coordinates 0.175 0.01 0.031
> vertex create 0.175 -0.01 0.031
> volume crate revolve "face.3" dangle 90 vector 0 -0.02 0 origin 0.175 0.01 0.031
> vertex create coordinates 0.206 0 0.381
> vertex create coordinates 0.206 0 0.31
> edge create straight "vertex.8" "vertex.7"
> volume crate translate "face.5" onedge "edge.5"
> edge delete "edge.5" lowertopology
> vertex create coordinates 0.175 0.05 0.0114
> vertex create coordinates 0.175 -0.05 0.0114
> vertex create coordinates 0.175 -0.05 0.0121
> vertex create coordinates 0.175 0.05 0.0121
> edge create straight "vertex.11" "vertex.12"
> edge create straight "vertex.12" "vertex.13"
```

```

> edge create straight "vertex.13" "vertex.10"
> edge create straight "vertex.10" "vertex.11"
> face create wireframe "edge.9" "edge.11" "edge.10" "edge.8" real
> volume crate revolve "face.8" dangle 90 vector 0 -0.02 0 origin 0.175 0.01 0.031
> volume subtract "volume.2" volumes "volume.4"
> face mesh "face.2" map size 0.0007
> volume mesh "volume.1" cooper source "face.14" "face.1" "face.15" "face.3" size
0.0007
> face mesh "face.18" map size 0.0006
> volume mesh "volume.2" cooper source "face.19" "face.15" size 0.0006
> face mesh "face.16" map size 0.0006
> volume mesh "volume.4" cooper source "face.3" "face.20" soze 0.0006
> face mesh "face.6" map size 0.0007
> volume mesh "volume.3" cooper source "face.19" "face.20" "face.7" "face.5" size
0.0007
> physics crate "inlet1" btype "VELOCITY_INLET" face "face.1"
> physics crate "outlet1" btype "ORESSURE_OUTLET" face "face.7"
> physics crate "fluid1" ctype "FLUID" volume "volume.1" "volume.2" "volume.3"
"volume.4"

```





# پیوست ۲

فایل ژورنال تنظیمات بسته نرم‌افزاری فلوئنت در یکی از مدل‌های پره‌دار به صورت زیر است.

```
("cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*GridMenu*Check)
```

Grid Check

:Domain Extents

x-coordinate: min (m) = -1.071531e-018, max (m) = 2.234969e-001

y-coordinate: min (m) = -1.750000e-002, max (m) = 1.750000e-002

z-coordinate: min (m) = -1.749730e-002, max (m) = 3.810000e-001

:Volume statistics

minimum volume (m3): 2.336714e-010

maximum volume (m3): 2.546486e-009

total volume (m3): 5.511002e-004

:Face area statistics

minimum face area (m2): 2.337142e-007

maximum face area (m2): 2.169922e-006

.Checking number of nodes per cell

.Checking number of faces per cell

.Checking thread pointers

.Checking number of cells per face

.Checking face cells

.Checking bridge faces

.Checking right-handed cells

.Checking face handedness

.Checking face node order

.Checking element type consistency

.Checking boundary types

.Checking face pairs

.Checking periodic boundaries

.Checking node count

.Checking nosolve cell count

.Checking nosolve face count

.Checking face children

.Checking cell children

.Checking storage

.Done

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar\*InfoSubMenu\*Size)"

Grid Size



Level Cells Faces Nodes Partitions

1 645132 1865875 610692 0

.cell zone, 4 face zones 1

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar\*InfoSubMenu\*Memory Usage)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar\*InfoSubMenu\*Zones)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar\*GridMenu\*Scale)

(cx-gui-do cx-activate-item "Scale Grid\*PanelButtons\*PushButton2(Cancel)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar\*ModelsSubMenu\*Solver)

(cx-gui-do cx-activate-item "Solver\*PanelButtons\*PushButton1(OK)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar\*DefineMenu\*Materials)

(cx-gui-do cx-activate-item "Materials\*PanelButtons\*PushButton1(Close)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar\*ModelsSubMenu\*Viscous)

cx-gui-do cx-set-toggle-button "Viscous )

Model\*Table1\*Frame1(Model)\*ToggleBox1(Model)\*Large Eddy Simulation (LES)"

(#f

cx-gui-do cx-activate-item "Viscous )

(Model\*Table1\*Frame1(Model)\*ToggleBox1(Model)\*Large Eddy Simulation (LES)

(cx-gui-do cx-activate-item "Viscous Model\*PanelButtons\*PushButton1(OK)

(cx-gui-do cx-activate-item "Information\*OK)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar\*DefineMenu\*Operating Conditions)

(cx-gui-do cx-set-real-entry-list "Operating )

Conditions\*Table1\*Frame1(Pressure)\*Table1(Pressure)\*RealEntry2(Operating

(Pressure)" '( 0

```

(cx-gui-do cx-activate-item "Operating Conditions*PanelButtons*PushButton1(OK)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*DefineMenu*Boundary Conditions)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame1*List1(Zone)" )

('( 1

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame1*List1(Zone)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)" )

('( 0

("cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)

("cx-gui-do cx-activate-item "fluid-2-1*PanelButtons*PushButton2(Cancel)

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*PanelButtons*PushButton2(Cancel)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*DefineMenu*Materials)

cx-gui-do cx-activate-item )

("Materials*Table1*Frame1*Frame3*ButtonBox3*PushButton1(Fluent Database)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Database )

Materials*Table1*Frame1*Frame1*List1(Materials)" '( 552)

cx-gui-do cx-activate-item "Database )

(Materials*Table1*Frame1*Frame1*List1(Materials

(cx-gui-do cx-activate-item "Database Materials*PanelButtons*PushButton1(Copy)

(cx-gui-do cx-activate-item "Database Materials*PanelButtons*PushButton1(Close)

(cx-gui-do cx-activate-item "Materials*PanelButtons*PushButton1(Close)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*DefineMenu*Boundary Conditions)

```

```

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)" )

('( 0

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)

(cx-gui-do cx-set-list-selections "fluid-2-1*Table3*Table1*DropDownList1(Material
Name)" '(0)

cx-gui-do cx-activate-item "fluid-2-1*Table3*Table1*DropDownList1(Material )

(Name

(cx-gui-do cx-activate-item "fluid-2-1*PanelButtons*PushButton1(OK)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame1*List1(Zone)" )

('( 2

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame1*List1(Zone)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)" )

('( 12

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)

(cx-gui-do cx-set-real-entry-list "velocity-inlet-5-)

1*Frame4*Frame3(Momentum)*Table1*Table4*RealEntry2(Velocity Magnitude)" '(

(1.431)

(cx-gui-do cx-activate-item "velocity-inlet-5-1*PanelButtons*PushButton1(OK)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame1*List1(Zone)" )

('( 3

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame1*List1(Zone)

```

```

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)" )

('( 10

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)

(cx-gui-do cx-activate-item "pressure-outlet-4-1*PanelButtons*PushButton1(OK)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame1*List1(Zone)" )

('( 4

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame1*List1(Zone)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)" )

('( 13

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame2*List2(Type)

(cx-gui-do cx-activate-item "wall-3-1*PanelButtons*PushButton1(OK)

(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*PanelButtons*PushButton2(Cancel)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*ControlsSubMenu*Solution)

cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution )

Controls*Table2*Frame1(Discretization)*Table1(Discretization)*DropDownList1(Pres
sure)"(3)

(cx-gui-do cx-activate-item "Solution )

Controls*Table2*Frame1(Discretization)*Table1(Discretization)*DropDownList1(Pres
sure)

(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution )

(Controls*Table2*Frame1(Discretization)*Table1(Discretization)*DropDownList2(Mo
mentum)"(6) )

```

```

cx-gui-do cx-activate-item "Solution )

Controls*Table2*Frame1(Discretization)*Table1(Discretization)*DropDownList2(Mo
(mentum)

(cx-gui-do cx-activate-item "Solution Controls*PanelButtons*PushButton1(OK)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*InitializeSubMenu*Initialize)

(cx-gui-do cx-set-real-entry-list "Solution Initialization*Frame3(Initial )
(Values)*Table3(Initial Values)*RealEntry2(X Velocity)" '( 1.431)

(cx-gui-do cx-activate-item "Solution Initialization*PanelButtons*PushButton1(Apply)

(cx-gui-do cx-activate-item "Solution Initialization*PanelButtons*PushButton1(OK)

(cx-gui-do cx-activate-item "Solution Initialization*PanelButtons*PushButton2(Cancel)

("...cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*SolveMenu*Case Check)

Checking the case set-up
Done

("cx-gui-do cx-activate-item "Information*OK)

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*SolveMenu*Iterate)

(cx-gui-do cx-set-real-entry-list )

("Iterate*Table1*Frame1(Time)*Table1(Time)*RealEntry1(Time Step Size)" '( 0.01)

(cx-gui-do cx-set-integer-entry )

"Iterate*Table1*Frame1(Time)*Table1(Time)*IntegerEntry2(Number of Time Steps)"
((10)

(cx-gui-do cx-set-integer-entry )

"Iterate*Table1*Frame2(Iteration)*Table2(Iteration)*IntegerEntry1(Number of
(Iterations)" 1000)

```

(cx-gui-do cx-activate-item "Iterate\*PanelButtons\*PushButton1(Apply)

(cx-gui-do cx-activate-item "Iterate\*PanelButtons\*PushButton1(OK)

### **Abstract:**

pressure drop in the pipes has been studied by many scientists. Laboratory results and studies in this field show that the pressure drop in a pipe elbow is more than of the straight pipe with same size. As for extensive use of elbow pipes, Scientists have been looking for a way to reduce the pressure drop in the pipe elbow. Experiments show that in turbulent flow with high Reynolds number put the vane into the curved tubes leads to more uniform flow in the downstream of the bends and the effects of secondary flow, thereby reducing the pressure loss is reduced to a considerable extent. In this study, we tried to put the vane into the tube bends with a radius of curvature to the radius of the pipe elbows ,1.5, the effect of the vane position inside the tube elbow 90 degrees, with FLUENT flow simulation software has been investigated and optimized vanes pose to be

determined within the knee. To do this, confusion results of different models were compared with the results of the modeling software giant vortices best results and compliance with laboratory results showed. Then change the curvature of the vanes from the center of the knee and the reduction in pressure drop compared with the model with no vane, the results showed a reduction in pressure drop in vaned models up to 50% pressure drop in the model with no vane. Different models in several high Reynolds numbers showed that the optimal radius of curvature of the vanes within the 90-degree vaned elbows is 1.125 times the radius of the pipe elbows.

**Keywords:** vaned elbows, turbulent flow, fluent software, pressure drop, large eddies simulation.



Faculty of Civil Engineering  
MSc thesis in hydraulic structure

## **Investigation of pressure loss in vaned elbow pipes**

By: Ali naghdi sepahvand

Supervisor:  
Dr. Amir abbas Abedini

Adviser:  
Dr. reza maghsoodi

June 2016