





دانشکده مهندسی مکانیک

# بررسی پدیده کاویتاسیون (کاواکزایی) و معرفی مدل‌های شبیه‌سازی آن

دانشجو:

وحید نجفی

استاد راهنما:

دکتر علی سررشته داری

پایان نامه جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

زمستان ۱۳۹۱



دانشگاه صنعتی شاهرود

مدیریت تحصیلات تکمیلی

فرم شماره (۶)

### بسمه تعالی

شماره :

تاریخ :

ویرایش :

### فرم صورتجلسه دفاع از پایان نامه تحصیلی دوره کارشناسی ارشد

با تأییدات خداوند متعال و با استعانت از حضرت ولی عصر (عج) ارزیابی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد آقای وحید نجفی رشته مهندسی مکانیک گرایش تبدیل انرژی تحت عنوان بررسی پدیده کاواکزایی (کاویتاسیون) و معرفی مدل‌های شبیه‌سازی آن که در تاریخ ۱۳۹۹/۱۱/۱۸ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می‌گردد:

قبول (با درجه : عالی) امتیاز (۱۹/۶)  دفاع مجدد  مردود

۲- بسیار خوب (۱۸ - ۱۸/۹۹)

۱- عالی (۱۹ - ۲۰)

۴- قابل قبول (۱۴ - ۱۵/۹۹)

۳- خوب (۱۶ - ۱۷/۹۹)

۵- نمره کمتر از ۱۴ غیر قابل قبول

امضاء	مرتبه علمی	نام و نام خانوادگی	عضو هیأت داوران
	استادیار	دکتر علی سررشته‌داری	۱- استاد راهنما
	-	-	۲- استاد مشاور
	استادیار	دکتر محمود چهارطاقی	۳- نماینده شورای تحصیلات تکمیلی
	استادیار	دکتر سیدمجید هاشمیان	۴- استاد ممتحن
	استادیار	دکتر پوریا اکبرزاده	۵- استاد ممتحن

رئیس دانشکده: دکتر مهدی قناد کهنوتی



تقدیم بہ

پدر مہربان

و

مادر دلسوزم

تشکر و قدردانی

ضمن سپاس خداوند، که هر آن چه داریم از فضل بیکران اوست و هر آن چه که نداریم از حکمت بی‌پایان اوست. در ابتدا لازم می‌دانم از تمامی اساتیدی که در این مدت افتخار شاگردی ایشان را داشتم، به ویژه آقای دکتر علی سررشته‌داری که با راهنمایی‌های مدبرانه خود، نظارت و سرپرستی این پایان‌نامه را به عهده داشتند، صمیمانه تشکر و قدردانی نمایم. همچنین باید مراتب قدردانی خود را از آقای دکتر محمد سعادت‌بخش دانشجوی مقطع دکتری دانشگاه علم و صنعت تهران، مهندس سعید زارع‌نژاد و مهندس رامین فدایی از فارغ‌التحصیلان مقطع کارشناسی ارشد که بدون هیچ چشم‌داشتی، برادرانه در صدد یاری اینجانب در حل مشکلات مواجهه در این پایان‌نامه داشته‌اند، بیان کنم.

همچنین از زحمات سایر دوستان از جمله خواهران عزیزم سرکار خانم مهندس فرزانه نجفی و همسر گرامیشان آقای مهندس محمد بشکی و سرکار خانم فهیمه نجفی که بنده را در استفاده از سایر نرم‌افزارهای مورد استفاده در این پایان‌نامه یاری رساندند، تشکر می‌نمایم.

## تعهد نامه

اینجانب **وحید نجفی** دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته مهندسی مکانیک - گرایش تبدیل انرژی دانشکده مهندسی مکانیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه با عنوان "**بررسی پدیده کاواکزیایی (کاویتاسیون) و معرفی مدل های شبیه سازی آن**" تحت راهنمایی دکتر **علی سررشته داری** متعهد می شوم:

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

### تاریخ

### امضای دانشجو

### مالکیت نتایج و حق نشر

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





## چکیده

در جریان‌های داخلی مانند انواع شیرآلات و پمپ‌ها و برخی جریان‌های خارجی مانند سرریز نیروگاه‌های آبی جلوگیری از وقوع کاویتاسیون (کاواکزایی) بسیار اهمیت دارد اما از طرفی در برخی جریان‌های خارجی همین پدیده می‌تواند دارای مزایایی باشد، از جمله اینکه بواسطه تشکیل در اطراف پرتابه‌های زیر آبی، باعث کاهش نیروی پسای اصطکاکی وارد بر آن به علت کاهش لزجت در فاز بخار می‌شود. این موضوع یکی از دلایل عمده استفاده از کاویتاسیون به صورت طبیعی یا مصنوعی در انواع پرتابه‌های زیرآبی است. هزینه بسیار بالای کارهای آزمایشگاهی از یک طرف و زمان بر بودن مشاهده آثار این پدیده از طرف دیگر، موجب افزایش روزافزون برتری حل عددی در این حوزه شده است.

این پایان‌نامه به منظور مطالعه مدل‌های شبیه‌سازی پدیده کاویتاسیون و مقایسه آنها در نحوه ایجاد و گسترش ابر کاواک و تأثیر این پدیده بر جریان می‌باشد. پس از تعریف پدیده کاویتاسیون، معادلات اساسی حاکم برای تحلیل این پدیده آورده شده است و در نهایت مدل‌های موجود که برای حل تحلیلی و عددی این پدیده مورد استفاده قرار می‌گیرند، معرفی شده است. در مطالعه عددی، ابتدا به صورت گذرا به معرفی مدل‌های شبیه‌سازی کاویتاسیون پرداخته شده و در ادامه با انتخاب سه مدل از مدل‌های متداول انتقال جرم در این حوزه یعنی مدل‌های کانز<sup>۱</sup>، سینگال<sup>۲</sup> و زوارت<sup>۳</sup> با استفاده از زبان برنامه‌نویسی C++ تحت لینوکس نسبت به تهیه حلگرهای عددی که توانایی شبیه‌سازی این مدل‌های انتقال جرم را دارند اقدام شده است و در ادامه برای اجرای کدهای عددی از نرم‌افزار آپن‌فوم استفاده گردیده است، سپس نقاط ضعف و قوت هر یک از مدل‌ها مورد بحث قرار گرفته است.

هندسه‌های مورد استفاده شامل یک اُریفیس و یک ونتوری برای بررسی جریان داخلی و یک هیدروفویل (NACA0015) با زوایای حمله متفاوت برای بررسی جریان خارجی انتخاب شده که متناسب با نتایج آزمایشگاهی انجام شده است. مدل زوارت در جریان‌های داخلی در کل دارای بهترین

---

<sup>1</sup> Kunz

<sup>2</sup> Singhal

<sup>3</sup> Zwart

نتیجه می‌باشد، در عین حال از توانایی خوب مدل کانز در تحلیل عددی جریان داخلی نیز نمی‌توان چشم‌پوشی کرد. همچنین در مورد مدل‌های مورد بررسی در تحلیل جریان خارجی، نتایج کلی تقریباً نزدیک به هم بوده و هیچ مدلی نسبت به دیگری دارای برتری نمی‌باشد، ولی در انتها با استفاده از ثوابت تجربی به کار رفته در مدل کانز و جواب‌های عددی بدست آمده از آن، انتخاب این مدل برای ادامه تحقیقات توصیه می‌گردد.

در ادامه برای شبیه‌سازی دقیق‌تر فرضیات فیزیکی با افزودن کمیت دمایی به کدهای عددی حلگرها، مدل‌های انتقال جرم انتخابی توسعه داده شده‌اند. در مدل‌های انتقال جرم مورد بحث فرض بر آن است که فشار بحرانی در طول حل مقداری ثابت دارد و حال آنکه فشار بحرانی تابعی از دما می‌باشد. با اضافه کردن معادله آگوست-مگنوس<sup>۱</sup> که تأثیر دما بر فشار بحرانی را نشان می‌دهد، مدل‌های تصحیح شده‌ای که توانایی داشتن فشار بحرانی متناسب با دمایی که در آن لحظه قرار دارد، ایجاد گردیده است و در انتها مقایسه‌ای میان نتایج بدست آمده از حل عددی این مدل‌ها با افزودن دما و نتایج بدست آمده از حل عددی مدل‌ها بدون تأثیر آن و نتایج آزمایشگاهی موجود برای کمیت‌هایی نظیر ضریب فشار<sup>۲</sup> و ضریب تخلیه<sup>۳</sup> انجام شده است.

افزودن این توانایی به حلگرها باعث بهبود نتایج بدست آمده نسبت به حالت بدون تأثیر دمایی و بالا رفتن دقت نتایج بدست آمده در مقایسه با سایر نتایج گزارش شده، می‌باشند.

### واژه‌های کلیدی:

کاویتاسیون، مدل‌های انتقال جرم، شبیه‌سازی عددی، جریان‌های داخلی و خارجی، افزودن تأثیر دما .

---

<sup>1</sup> August-Roche-Magnus

<sup>2</sup> Pressure coefficient

<sup>3</sup> Discharge coefficient

## فهرست مطالب

فصل ۱. معرفی پدیده کاویتاسیون .....	۱
۱-۱- مقدمه .....	۲
۲-۱- نحوه شکل‌گیری پدیده کاویتاسیون .....	۴
۱-۳- عدد کاویتاسیون .....	۷
۴-۱- فشار داخل حفره کاویتاسیون .....	۹
۵-۱- طول ناحیه کاویتاسیون .....	۹
۶-۱- مدل‌های بسته شدن حفره کاویتاسیون .....	۱۰
۷-۱- پایین دست جریان در محل بسته شدن ناحیه کاویتاسیون .....	۱۴
۸-۱- چرخه تشکیل ابرکاویتاسیون ثابت و جت بازگشتی .....	۱۵
۹-۱- انواع کاویتاسیون .....	۱۸
۱-۹-۱- کاویتاسیون متحرک یا حبابی .....	۱۸
۲-۹-۱- کاویتاسیون صفحه‌ای .....	۱۹
۳-۹-۱- کاویتاسیون ابری .....	۲۰
۴-۹-۱- سوپر کاویتاسیون .....	۲۰
۵-۹-۱- کاویتاسیون گردابه‌ای .....	۲۱
۱۰-۱- کاربرد کاویتاسیون .....	۲۱
۱۱-۱- کاویتاتور .....	۲۴
۱۲-۱- فناوری دمش گاز .....	۲۵
۱۳-۱- کمیت‌های مؤثر در مدل‌سازی تغییر فاز در کاویتاسیون .....	۲۶
۱-۱۳-۱- خصوصیات جریان‌های کاویتاسیون .....	۲۶
۲-۱۳-۱- عوامل مؤثر بر پدیده کاویتاسیون .....	۳۲
۱۴-۱- خوردگی کاویتاسیون .....	۳۵
۱-۱۵- روش‌های کاهش کاویتاسیون در صنعت .....	۳۷
۱-۱۶- روش‌های بررسی کاویتاسیون .....	۳۹
۱-۱۶-۱- تحقیقات آزمایشگاهی و تجربی .....	۳۹

۴۱	..... روش‌های تحلیلی	۲-۱۶-۱
۴۳	..... شبیه‌سازی عددی	۳-۱۶-۱
۴۶	..... فصل ۲. بررسی معادلات اساسی حاکم بر پدیده کاویتاسیون	
۴۷	..... ۱-۲- معادلات حاکم بر حجم سیال	
۴۸	..... ۲-۲- معرفی جریان‌های کاویتاسیون از دیدگاه مدل‌سازی عددی	
۴۹	..... ۳-۲- مدل انتقال کسر حجمی	
۵۱	..... ۴-۲- مدل ردیابی مرز مشترک	
۵۲	..... ۵-۲- مدل ریاضی کاویتاسیون بر اساس رویکرد حجمی مدل‌سازی	
۵۳	..... ۶-۲- تأثیر آشفتگی در پدیده ابرکاویتاسیون	
۵۴	..... ۷-۲- مدل‌های آشفتگی کلاسیک	
۵۵	..... ۱-۷-۲- مدل $K - \varepsilon$	
۵۶	..... فصل ۳. شبیه‌سازی عددی کاویتاسیون	
۵۷	..... ۱-۳- پیش‌درآمدی بر انواع مدل‌های موجود	
۵۸	..... ۲-۳- مدل‌های ترمودینامیکی	
۵۸	..... ۱-۲-۳- معادله حالت ترمودینامیکی	
۵۹	..... ۲-۲-۳- مدل‌های مبتنی بر روابط ترمودینامیکی	
۶۰	..... ۳-۳- مدل‌های جریان لزج	
۶۰	..... ۱-۳-۳- مدل ریلی یا دینامیک حباب	
۶۵	..... ۲-۳-۳- مدل کانز	
۶۶	..... ۳-۳-۳- مدل سینگال	
۶۸	..... ۴-۳-۳- مدل زوارت	
۶۹	..... ۵-۳-۳- مدل سنوکاک	
۶۹	..... ۴-۳-۳- مدل‌های پتانسیل	
۷۰	..... فصل ۴. کد عددی و نتایج شبیه‌سازی عددی	
۷۱	..... ۱-۴- آشنایی با بسته نرم‌افزاری <i>OpenFoam</i>	
۷۲	..... ۲-۴- ویژگی‌های حل عددی تحقیق حاضر	

۷۳	۳-۴- تحلیل جریان به کمک مدل‌های کاویتاسیونی کانز، سینگال و وزارت
۷۸	۴-۴- بررسی مدل‌های انتقال جرم در جریان‌های داخلی
۷۸	۴-۴-۱۲- جریان همراه با پدیده کاویتاسیون در اُریفیس
۸۷	۴-۴-۲- جریان همراه با پدیده کاویتاسیون در ونتوری
۹۶	۴-۵- بررسی مدل‌های انتقال جرم در جریان خارجی
۹۷	۴-۵-۱- جریان همراه با پدیده کاویتاسیون بر روی هیدروفویل NACA0015
۱۰۸	۴-۶- بررسی افزودن تأثیر دمایی به حلگرها
۱۱۶	۵. بحث، نتیجه‌گیری و ارائه پیشنهادها
۱۱۷	۵-۱- بحث و نتیجه‌گیری
۱۲۰	۵-۲- پیشنهادها
۱۲۱	مراجع
۱۲۶	پیوست
۱۲۷	پیوست ۱
۱۳۰	پیوست ۲
۱۳۷	پیوست ۳
۱۵۱	پیوست ۴
۱۵۵	پیوست ۵
۱۵۶	پیوست ۶

## فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱ تغییرات فشار بخار آب بر حسب دما [۱]..... ۲
- شکل ۲-۱ مقایسه پدیده کاویتاسیون و جوشش در دیاگرام فازی [۷]..... ۵
- شکل ۳-۱ خوردگی پره های کشتی بواسطه کاویتاسیون..... ۷
- شکل ۴-۱ مدل‌های مختلف بسته شدن کاواک [۶]..... ۱۱
- شکل ۵-۱ مدل تک ورتکس و جفت ورتکس تولید [۶]..... ۱۳
- شکل ۶-۱ برخورد جریان سیال با دیواره صلب [۶]..... ۱۵
- شکل ۷-۱ حالت‌های مختلف بسته شدن کاواک و تشکیل جت بازگشتی [۶]..... ۱۵
- شکل ۸-۱ چرخه تشکیل و جدایی کاواک [۶]..... ۱۸
- شکل ۹-۱ کاویتاسیون متحرک یا حبابی [۳۲]..... ۱۹
- شکل ۱۰-۱ کاویتاسیون صفحه‌ای [۳۲]..... ۱۹
- شکل ۱۱-۱ کاویتاسیون ابری [۳۲]..... ۲۰
- شکل ۱۲-۱ سوپر کاویتاسیون [۳۲]..... ۲۱
- شکل ۱۳-۱ کاویتاسیون گردابه‌ای [۳۲]..... ۲۱
- شکل ۱۴-۱ چند نمونه کاویتاتور رایج. سمت راست: کاویتاتور مخروطی، سمت چپ: کاویتاتور دیسکی [۴]..... ۲۴
- شکل ۱۵-۱ منحنی سرعت صوت بر اساس کیفیت ترمودینامیکی [۳۵]..... ۳۰
- شکل ۱۶-۱ نحوه تعیین زاویه چسبندگی دیوار و موقعیت آن در شکل‌گیری فاز ثانویه [۹]..... ۳۴
- شکل ۱۷-۱ چگالش حباب کاویتاسیون در نزدیکی دیواره [۷]..... ۳۶
- شکل ۱۸-۱ خوردگی در اثر فروپاشی حباب‌های شکل گرفته در پره‌های خروجی یک توربین فرانسسیس [۱]..... ۳۷
- شکل ۱۹-۱ یک نمونه استخر دینامیکی (دانشگاه پنسیلوانیا) [۱]..... ۴۰
- شکل ۱-۳ دسته‌بندی مدل‌های مختلف مورد استفاده در مدل‌سازی کاویتاسیون..... ۵۸
- شکل ۱-۴ شبکه‌بندی و شرایط مرزی آرئیس..... ۷۹
- شکل ۲-۴ بررسی استقلال از شبکه محاسباتی آرئیس..... ۸۰
- شکل ۳-۴ فرآیند ایجاد و جدایی کاواک ابری در گلوگاه ونتوری..... ۸۱
- شکل ۴-۴ نتایج بدست آمده از مدل کانز و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی..... ۸۲
- شکل ۵-۴ نتایج بدست آمده از مدل زوارت و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای آرئیس..... ۸۴
- شکل ۶-۴ نتایج بدست آمده از مدل سینگال و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای آرئیس..... ۸۴
- شکل ۷-۴ زمان پیش‌بینی اولین کاواک‌ها توسط هر یک از مدل‌های انتقال جرم برای آرئیس..... ۸۶
- شکل ۸-۴ شبکه‌بندی و شرایط مرزی ونتوری..... ۸۷
- شکل ۹-۴ نمودار مربوط به قانون دیواره [۵۴]..... ۸۷

- شکل ۴-۱۰ مکان قرارگیری مقاطع عرضی ثبت اطلاعات..... ۸۸
- شکل ۴-۱۱ بررسی استقلال از شبکه محاسباتی و نتوری ..... ۸۹
- شکل ۴-۱۲ فرآیند ایجاد و جدایی کاواک ابری در گلوگاه و نتوری ..... ۹۰
- شکل ۴-۱۳ نتایج بدست آمده از مدل کانز و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای و نتوری ..... ۹۲
- شکل ۴-۱۴ نتایج بدست آمده از مدل زوارت و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای و نتوری..... ۹۳
- شکل ۴-۱۵ نتایج بدست آمده از مدل سینگال و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای و نتوری ..... ۹۴
- شکل ۴-۱۶ زمان پیش‌بینی اولین کاواک‌ها توسط هر یک از مدل‌های انتقال جرم برای و نتوری..... ۹۵
- شکل ۴-۱۷ نمایی از شبکه‌بندی هیدروفویل NACA0015..... ۹۷
- شکل ۴-۱۸ مقایسه نتایج عددی بدست آمده از مدل کانز و تصاویر تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $8^\circ$  [۵۵]..... ۹۸
- شکل ۴-۱۹ مقایسه نتایج عددی بدست آمده از مدل سینگال و تصاویر تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $8^\circ$  [۵۵] ..... ۹۹
- شکل ۴-۲۰ مقایسه نتایج عددی بدست آمده از مدل زوارت و تصاویر تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $8^\circ$  [۵۵] ..... ۱۰۰
- شکل ۴-۲۱ نمایی شماتیک از مکان قرارگیری پراب‌ها بر روی هیدروفویل [۵۶]..... ۱۰۲
- شکل ۴-۲۲ نتایج عددی مدل‌های انتقال جرم و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  ..... ۱۰۲
- شکل ۴-۲۳ نتایج عددی مدل‌های انتقال جرم و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $6^\circ$  ..... ۱۰۵
- شکل ۴-۲۴ زمان پیش‌بینی اولین کاواک‌ها توسط هر یک از مدل‌های انتقال جرم برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  ..... ۱۰۶
- شکل ۴-۲۵ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  در دمای  $25^\circ c$  ..... ۱۰۷
- شکل ۴-۲۶ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  در دمای  $25^\circ c$  ... ۱۰۹
- شکل ۴-۲۷ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  در دمای  $25^\circ c$  ... ۱۱۱
- شکل ۴-۲۸ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  در دمای  $25^\circ c$  ... ۱۱۳
- شکل ۴-۲۹ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $8^\circ$  در دمای  $50^\circ c$  ... ۱۱۴

## نمادها

$C_{dset}$	ضریب عددی ثابت در جمله تبخیر مدل کانز
$C_{prod}$	ضریب عددی ثابت در جمله چگالش مدل کانز
$C_e$	ضریب عددی ثابت در جمله تبخیر مدل سینگال
$C_c$	ضریب عددی ثابت در جمله چگالش مدل سینگال
$V_{ch}$	سرعت مشخصه
$F_e$	ضریب عددی ثابت در جمله تبخیر مدل زوارت
$F_c$	ضریب عددی ثابت در جمله چگالش مدل زوارت
$C_p$	ضریب فشار
$C_d$	ضریب تخلیه
$S_\alpha$	جمله چشمه انتقال جرم
$S_m$	جمله چشمه معادله پیوستگی
$f$	کسر جرمی مایع
$t_\infty$ (s)	زمان مشخصه جریان آزاد
$U_\infty$	سرعت جریان آزاد
$U$	سرعت میانگین
$x$ (m)	محور مختصات افقی
$y$ (m)	محور مختصات عمودی

## نمادهای یونانی

$\alpha$	کسر حجمی بین ۰ و ۱
$\rho_l$	چگالی مایع

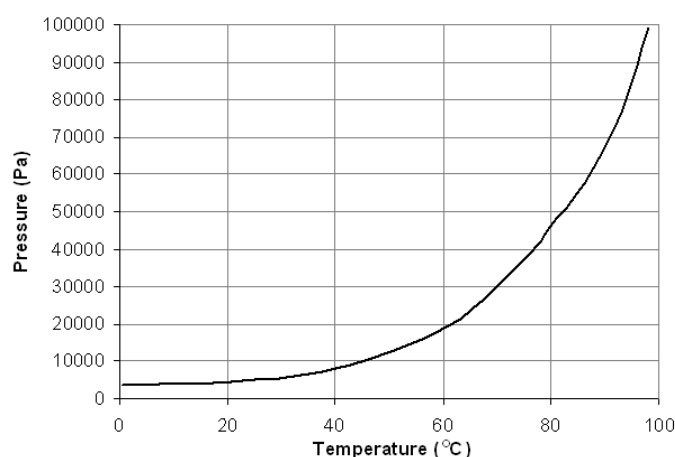


$\rho_v$	چگالی بخار
$\rho_g$	چگالی گازهای غیر قابل چگالش
$\sigma$	عدد کاونتاسیون
$\mu_t$	لزجت مربوط به جریان مغشوش
$\mu$	لزجت دینامیکی سیال
$\gamma$	کشش سطحی
	<b>زیرنویس ها و بالا نویس ها</b>
$l$	فاز مایع
$v$	فاز بخار

## فصل ۱. معرفی پدیده کاویتاسیون

## ۱-۱- مقدمه

هنگامی که یک جسم در داخل آب حرکت می‌کند محیط آب پیرامون خود را تحت تأثیر قرار می‌دهد. این تأثیرات در قالب گرادیان‌های فشار و سرعت قابل درک است. هنگامی که فشار استاتیک موضعی آب در یک ناحیه کاهش پیدا کند بطوریکه فشار آب کمتر از فشار اشباع در دمای متناظر گردد (در حالت ایده‌آل) ذرات آب مایع تبدیل به حباب‌های بخار می‌شوند این پدیده را کاویتاسیون می‌نامند. کاویتاسیون را همچنین می‌توان به عنوان تسلیم<sup>۱</sup> سیال مایع تحت فشارهای بسیار کوچک تعریف نمود. می‌توان مکانیزم تبخیر در کاویتاسیون را به این نحو بیان کرد که با کاهش فشار سیال به مقداری پایین‌تر از فشار بخار اشباع (به عنوان مثال ۲/۷۶۳ Kpa در دمای ۲۵ °C) یک تنش کششی حاصل از برهم خوردن تعادل نیروهای بین مولکولی، بر اجزای سیال اعمال می‌شود. این تنش کششی، باعث ناپیوستگی و تغییر چگالی می‌شود. این ناپیوستگی نیز در سیال، بصورت حباب‌های ریز و حباب‌های درشت که توسط بخار پر شده‌اند ظاهر می‌شود. از طرفی، فشار بخار اشباع، تابعی از نوع سیال و دمای آن می‌باشد، در شکل ۱-۱ تغییرات فشار بخار آب بر حسب دما نشان داده شده است. با توجه به روابط ترمودینامیکی، وابستگی شدیدی بین فشار بخار و دما ملاحظه می‌شود.



شکل ۱-۱ تغییرات فشار بخار آب بر حسب دما [۱]

<sup>۱</sup> Yield

اولین بار فرود<sup>۱</sup> این اثر را بررسی کرد و نام کاویتاسیون را که از کلمه یونانی کاویته<sup>۲</sup> گرفته شده بود بر آن گذارد [۲]. پدیده کاویتاسیون را عموماً می‌توان در جریان آب اطراف پره‌های چرخان، باله‌ها و گلوگاه یک نازل همگرا مشاهده نمود. کاویتاسیون همچنین در جریان‌های ساکن یا شبه ساکن نیز اتفاق می‌افتد. هنگامی که میدان فشار نوسانی به سطح آزاد یک مخزن اعمال می‌شود اگر دامنه نوسانات این میدان فشار به قدر کافی بزرگ باشد، حباب‌های کاویتاسیون در مخزن شکل می‌گیرد. این نوع کاویتاسیون را کاویتاسیون آکوستیکی<sup>۳</sup> می‌نامند [۳].

در ادامه در فصل اول مفصل به معرفی پدیده کاویتاسیون، نحوه شکل‌گیری و آثار ناشی از وقوع آن پرداخته شده است. در ادامه این فصل انواع پنجگانه کاویتاسیون و انواع کاربردها و خصوصیات این جریان معرفی شده است. در انتها مروری اجمالی به کارهای گذشته و لزوم انجام تحقیقاتی از این دست برای بیان نقاط ضعف و قوت هر یک از مدل‌ها و بیان راهکارهایی برای تقویت نقاط قوت و بهبود نقاط ضعف هر یک بیان شده است.

در فصل دوم، معادلات اساسی جریان لزج، همچنین چگونگی بررسی جریان‌های چندفازی معرفی شده‌اند.

در فصل سوم هم شبیه‌سازی عددی کاویتاسیون به همراه معرفی مدل‌های ارائه شده برای مطالعه این پدیده آورده شده است که به طور اجمالی در فصل مذکور آورده شده است.

در فصل چهارم در ابتدا حل‌های عددی تهیه شده، معرفی شده و سپس نتایج بدست آمده از حل‌های عددی به همراه داده‌های آزمایشگاهی موجود برای هریک از هندسه‌ها بیان شده‌اند.

در فصل پنجم، ابتدا به بحث و نتیجه‌گیری در مورد نتایج بدست آمده که در فصل قبل آورده شده، پرداخته؛ سپس تحلیل و بررسی روی آنها انجام پذیرفته است و در انتها با ارائه پیشنهادهایی برای ادامه کارهای آتی فصل به اتمام می‌رسد.

<sup>1</sup> Froude

<sup>2</sup> Cavity

<sup>3</sup> Acoustic Cavitation

## ۱-۲- نحوه شکل‌گیری پدیده کاویتاسیون

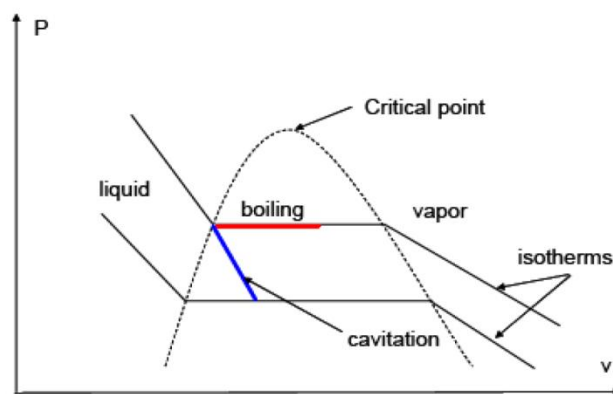
همانطور که از تعریف کاویتاسیون هم بر می‌آید، در ماشین‌های آبی در اثر سرعت زیاد جریان و رسیدن مایع به فشارهای کمتر از فشار بخار به وجود می‌آید. همان‌گونه که می‌دانیم، یک سیستم هیدرودینامیکی شامل مایع و گاز تراکم‌ناپذیر، بایستی دارای نسبت جرمی تعادلی در دمای مفروض، متناسب با فشار جزئی گاز تراکم‌ناپذیر باشد. در نتیجه اگر فشار کل مخلوط در دما و نسبت جرمی داده شده، کمتر از مقدار تعادلی باشد، فاز گازی حل شده از مایع خارج می‌شود و بدین صورت یک کاویتا از فاز گازی به وجود می‌آید. با فرض اینکه سیال مورد بررسی همگن باشد، به آن فشار تعادلی که در آن فاز گازی پدیدار می‌شود، نقطه حباب گفته می‌شود. اگر فشار محیط کمتر از فشار نقطه حباب شود، کاویتاسیون گازی رخ می‌دهد. اگر فشار کمتر از فشار بخار سیال خالص شود، هر دو جزء گاز و بخار سیال در ناحیه کاویتا دیده می‌شوند [۴،۵].

در جدول (۱-۱) خواص آب در دمای ۳۰۰ کلوین و فشار یک اتمسفر آورده شده است.

جدول (۱-۱) خواص آب در شرایط استاندارد [۶]

مشخصات		در شرایط استاندارد (۳۰۰ کلوین)
فشار بخار (کیلوپاسکال)	$p_v$	۳/۵۳۱
چگالی (کیلوگرم بر متر مکعب)	$\rho_L$	۹۹۷
	$\rho_v$	۰/۰۲۵۶
لزجت (نیوتون ثانیه بر متر مربع)	$\mu_L$	۰/۰۰۰۸۵۵
	$\mu_v$	۰/۰۰۰۰۰۹۰۹
کشش سطحی (نیوتون بر متر)	$\sigma$	۰/۰۷۱۷
آنتالپی (کیلو ژول بر کیلوگرم)	$h_L$	۱۱۱/۷
	$h_v$	۲۵۵۰/۱

کاویتاسیون از نظر نحوه پدیدار شدن حباب‌ها و رشد حباب‌ها با پدیده جوشش مشابهت دارد. ولی از لحاظ نحوه‌ی تشکیل با جوشش دارای تفاوت است. همانطور که در دیاگرام شکل ۱-۲ نشان داده شده است؛ کاویتاسیون، تغییر فاز توسط کاهش فشار در دمای تقریباً ثابت است، ولی جوشش در اثر افزایش دمای مایع در فشار ثابت رخ می‌دهد. علاوه بر آن در ایجاد کاویتاسیون، پدیده‌های دیگری مثل جریان لزج ناپایدار، سه بعدی و پیچیده که در اثر تغییر شکل‌های ناپایدار کاویتیتی‌ها ایجاد می‌شود، نیز سهمیم هستند.



شکل ۱-۲ مقایسه پدیده کاویتاسیون و جوشش در دیاگرام فازی [۷]

در اغلب موارد (به خصوص برای آب سرد)، تنها مقدار ناچیزی گرما برای تشکیل حجم مشخصی از بخار نیاز است. بنابراین مایع محیطی حباب (که دارای منبع حرارتی برای تبخیر است) تغییر دمای بسیار ناچیزی را از خود نشان می‌دهد. در نتیجه مسیر فرایند کاویتاسیون در دیاگرام فازی عملاً همدماست. با این وجود در برخی موارد، گرمای مورد نیاز برای تبخیر به گونه‌ای است که تغییر فاز در دمای  $T'$  کمتر از دمای مایع محیطی  $T$  رخ می‌دهد. به اختلاف دمایی  $T - T'$  در کاویتاسیون “تأخیر-حرارتی”<sup>۱</sup> گفته می‌شود. این اختلاف دمایی، زمانی که دمای محیط به دمای بحرانی سیال نزدیک است بسیار بزرگتر می‌شود [۷].

<sup>۱</sup> Thermal Delay

شروع کاویتاسیون در اثر حضور حفره داخل مایع، پرشدن این حفره با بخار و در نهایت اشباع این حفره از بخار انجام می‌پذیرد. تعاریف بیان شده از کاویتاسیون سبب شکل‌گیری مفهومی با عنوان " فشار سرحد" می‌گردد بطوریکه در فشارهای زیر این فشار نیروی پیوستگی مولکول‌های مایع کاهش می‌یابد. تا آنجا که در نقاط شکل‌گیری حباب‌های اولیه بخار آب، این نیرو از بین می‌رود [۸].

بطور کلی می‌توان گفت که با دوفاز شدن جریان سیال در طی فرآیند کاویتاسیون، خصوصیات رخ می‌نماید که شاید در جریان‌های تک فاز، آن را تنها بتوان با جریان تراکم‌پذیر مافوق صوت قابل مقایسه دانست. این مسئله بیشتر به علت تغییر ناگهانی چگالی در هردو پدیده است چراکه بواسطه این تغییر ناگهانی، سرعت صوت کاهش یافته و در نتیجه عدد ماخ افزایش می‌یابد. شباهت در تغییر نیروهای برا<sup>۱</sup> و پسای<sup>۲</sup> وارد بر جسم، همین طور کنترل ناپایداری‌ها نیز دیده می‌شود. از طرفی این دو جریان دارای تمایزهای بسیار زیادی نیز می‌باشند. از جمله نتایج وقوع کاویتاسیون عبارتند از:

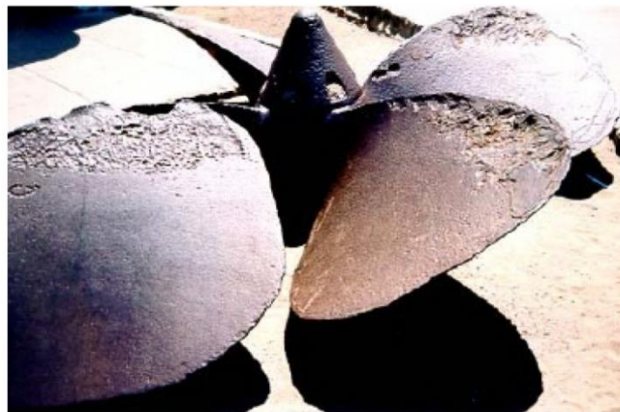
۱. تخریب عملکردی: از نتایج این پدیده کاهش عملکرد وسایل مورد استفاده، افت شدید بازدهی و اختلال در جریان اصلی آن‌ها می‌گردد؛ از جمله باعث شکست محوری و پیچشی در ملخ کشتی‌ها و همچنین باعث کاهش هد فشاری در پمپ‌ها می‌گردد. قطعات ماشین را می‌ساید، بازده ماشین را کاهش می‌دهد ( ۱الی ۳ درصد در نقطه طراحی).
۲. ارتعاش: بی‌ثباتی جریان و نوسانات فشار ناشی از کاویتاسیون منجر به ایجاد ارتعاش در ساختارهای مجاور می‌گردد، که باعث بروز خطری به شکل رزونانس با سایر بخش‌های مورد استفاده گردد.
۳. سروصدا: به دلیل جابجایی حجم بخار، پدیده کاویتاسیون همراه با سروصدا می‌باشد. هنگامی که حباب‌ها می‌ترکند یک موج شوک با سطح صدای بالا از آن ساطع می‌شود. البته بایستی ذکر شود که از این اثر برای تشخیص کاویتاسیون در پمپ‌ها و لوله‌ها استفاده می‌شود.

---

<sup>1</sup> lift

<sup>2</sup> drag

۴. فرسایش: در اثر پدیده کاویتاسیون بعلت فشار و درجه حرارت بالا در نزدیکی سطح جامد سبب بوجود آمدن فرسایش در مواد می‌گردد. همراه با خوردگی<sup>۱</sup> و ساییدگی<sup>۲</sup> لجنی<sup>۳</sup> می‌باشد. همچنین فروپاشی حباب‌های شکل گرفته در کاویتاسیون موجب آسیب رسیدن به ماشین‌های آبی می‌شود. شکل ۱-۳ خوردگی پره‌های کشتی بواسطه کاویتاسیون را نشان می‌دهد.



شکل ۱-۳ خوردگی پره‌های کشتی بواسطه کاویتاسیون

### ۱-۳- عدد کاویتاسیون

عدد بی بعد کاویتاسیون<sup>۳</sup> کمیت بیان‌کننده نسبت تأثیر عوامل موثر بر جریان کاویتاسیون است و در حالت کلی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\sigma_v = \frac{P_r - P_v(T)}{\Delta P} \quad (1-1)$$

که در این رابطه  $P_r$  بیان‌کننده فشار در دور دست جریان و  $\Delta P$  بیان‌کننده افت فشار جریان از بینهایت تا حباب شکل گرفته است. این عدد بر مبنای نوع کاویتاسیون به صورت‌های مختلف بر مبنای عوامل موثر قابل تعریف است. به عنوان نمونه در حالتی که یک هیدروفویل در عمق غوطه وری  $h$  در کانال با سطح آزاد افقی با فشار بر سطح  $P_0$  و سرعت جریان سیال  $V_\infty$  مد نظر قرار گیرد. این عدد به صورت معادله (۱-۲) قابل بیان است [۹]:

<sup>1</sup> Corrosion  
<sup>2</sup> Silt Erosion  
<sup>3</sup> Cavitation Number



$$\sigma_v = \frac{P_0 + \rho gh - P_v(T)}{0.5 \rho V_\infty^2} \quad (2-1)$$

کاویتاسیون ابتدایی: در این حالت عدد کاویتاسیون بین ۱/۶ و ۱/۱ است.

کاویتاسیون جزئی: در این حالت عدد کاویتاسیون بین ۱/۱ و ۰/۵ است.

کاویتاسیون کاملاً توسعه یافته یا سوپر کاویتاسیون: در این حالت عدد کاویتاسیون کمتر از ۰/۵ است. به بیانی دیگر عدد کاویتاسیونی نشان دهنده مقاومت جریان سیال به وقوع پدیده کاویتاسیون می باشد. هر چقدر مقدار این عدد کمتر باشد امکان تشکیل ناحیه کاواک بیشتر است و هر چقدر بیشتر باشد این امکان کمتر می باشد. کاهش عدد کاویتاسیونی هم با کاهش فشار استاتیکی و هم با افزایش سرعت امکان پذیر است و افزایش این عدد باعث جلوگیری از وقوع کاویتاسیون است. در این حالت ناحیه کاویتی به صورت شفاف و بسیار بزرگتر از جسم، مشخص می گردد. اولین بار، فردی به نام مارشال تولین<sup>۱</sup> نام سوپر کاویتاسیون را بر آن گذاشت. در این نوع طول کاویتی بزرگتر از جسم گردیده و حبابها در انتهای کاویتی (دور از سطح جسم) می ترکند.

در جدول (۲-۱) فشار بخار اشباع آب در دماهای مختلف آورده شده است.

جدول (۲-۱) فشار اشباع آب در دماهای مختلف [۶]

دما (سانتی گراد)	فشار بخار (پاسکال)
۵	۸۷۲
۱۰	۱۲۳۰
۲۰	۲۳۴۰
۳۰	۴۲۵۰
۴۰	۷۳۸۰
۵۰	۱۲۳۰۰
۶۰	۲۰۰۰۰
۷۰	۳۱۲۰۰
۸۰	۴۷۴۰۰
۹۰	۷۰۱۰۰
۱۰۰	۱۰۱۳۰۰

<sup>۱</sup> Marshall Tulin

### ۱-۴- فشار داخل حفره کاویتاسیون

به حفره ایجاد شده توسط کاویتاسیون، کاواک گفته می‌شود. داخل کاواک از مخلوطی از بخار آب و گازهای مختلف پر شده است که در شرایط جریان تغییر فاز نمی‌دهند. بنابراین فشار کاواک را به صورت زیر می‌توان نوشت:

$$P_C = P_v + P_g \quad (۳-۱)$$

در رابطه فوق  $P_v$  فشار جزئی بخار و  $P_g$  فشار جزئی گازهای مختلف می‌باشد. در بسیاری از تحلیل‌ها، فشار  $P_C$  در کل ناحیه کاواک و در طول زمان ثابت در نظر گرفته می‌شود. وجود گازهای میعان‌ناپذیر در کاواک به خاطر وجود گازهای حل شده در مایع و نفوذ آنها از دیواره کاواک می‌باشد. در تونل‌های آب عموماً بخشی برای جداسازی این گازها وجود دارد که اصطلاحاً به این عمل هوازدایی می‌گویند. در عمل، مقدار  $P_g$  در مقایسه با فشار بخار کوچک و قابل صرف‌نظر است. روی مرز کاواک، تنش‌های برشی به سبب وجود اصطکاک بین دو فاز بخار و مایع وجود دارد ولی عموماً مقدار آن ناچیز است زیرا نسبت چگالی بخار داخل کاواک نسبت به چگالی مایع خیلی کوچک و اختلاف سرعت داخل و مرز کاواک اندک است و از آن صرف‌نظر می‌شود [۶].

### ۱-۵- طول ناحیه کاویتاسیون

طول ناحیه کاویتاسیون معادل فاصله بین نقطه تفکیک تا محل بسته شدن کاواک است و یکی از کمیت‌های قابل بررسی در پدیده ابرکاویتاسیون می‌باشد. طول کاواک متأثر از عوامل زیادی می‌باشد که یکی از مهمترین این عوامل عدد کاویتاسیون است. با کاهش عدد کاویتاسیون طول کاواک افزایش می‌یابد زیرا با کاهش اختلاف فشار جریان آزاد و فشار کاواک، گرادیان فشار کمتری در جریان ایجاد می‌شود (بجز در ناحیه بسته شدن کاواک) لذا خطوط جریان انحنای کمتری پیدا خواهند کرد و تمایل دارند موازی خطوط جریان بالادست رفتار کنند و طول کاواک افزایش می‌یابد. در مواردی این امکان وجود دارد که بر اساس داده‌های تجربی، بین طول کاواک  $l$  و عدد کاویتاسیون رابطه‌ای توانی

به صورت  $\frac{l}{c} \approx A \sigma^{-n}$  برقرار شود که  $c$  طول مشخصه جسم است. در محیط بی‌کران  $n=2$  است و مقدار  $A$  تابع هندسه جسم و موقعیت قرارگیری در جریان است. به عنوان مثال، طول بی‌بعد کاواک و عدد کاویتاسیون برای جریان بر روی گوه‌ای به طول ۶ سانتی‌متر و زاویه ۱۶ درجه توسط میشل تعیین گردید [۱۰].

### ۱-۶- مدل‌های بسته شدن حفره کاویتاسیون

پیچیدگی‌های زیادی در دینامیک جریان ناحیه بسته شدن کاواک وجود دارد که تحلیل محلی و لحظه‌ای آن را مشکل کرده است. به منظور امکان‌پذیری تحلیل جریان در این ناحیه مدل‌هایی برای بسته شدن کاواک توسعه داده شده است که پیچیدگی‌های فیزیکی شامل دو فاز بودن جریان گذرای همراه با آشفتگی شدید و همچنین تغییر متناوب فازها به همراه ناپایداری سطح مشترک را شبیه‌سازی می‌کند. این رفتار پیچیده، ضرورت توسعه مدل‌هایی برای ساده کردن رفتار جریان در محل بسته شدن کاواک را توجیه می‌کند و محققین زیادی به این امر پرداخته‌اند.

در ارائه مدل‌های متداول بسته شدن ناحیه کاواک فرض بر این است که این مدل‌ها تنها رفتار محلی ناحیه بسته شدن کاواک‌های به اندازه کافی بلند را شبیه‌سازی می‌کنند و بر رفتار بالادست تغییرات نامطلوبی اعمال نمی‌کنند. این مدل‌ها و تفاوت‌های آنان توسط تولین<sup>۱</sup> [۱۱] در سال ۱۹۶۴ و وو<sup>۲</sup> [۱۲] در سال ۱۹۷۵ بررسی شده است. چهار مدل متداول در این زمینه وجود دارند که در ادامه، به معرفی این مدل‌ها پرداخته خواهد شد.

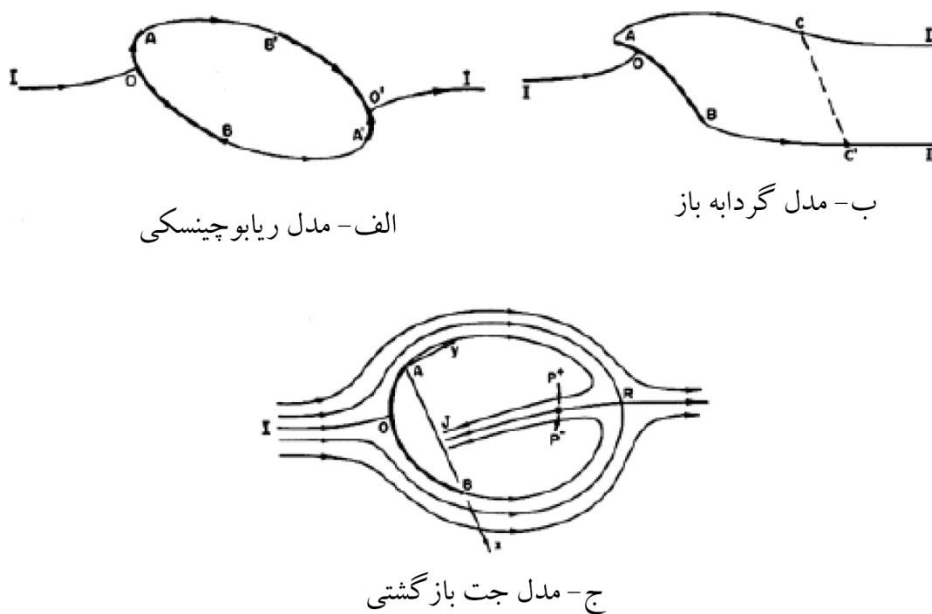
ساده ترین مدل توسط ریابوچینسکی<sup>۳</sup> [۱۳] در سال ۱۹۲۰ ارائه شده است (شکل ۱-۴ الف). او پیشنهاد کرد که تصویر جسم در محل بسته شدن کاواک قرار داده شود که در اثر آن خطوط جریان همواری در ناحیه بسته شدن روی تصویر جسم شکل گیرد. این مدل برای اجسام دو بعدی و متقارن

<sup>۱</sup> Tulin

<sup>۲</sup> Wu

<sup>۳</sup> Riabouchinsky

محوری<sup>۱</sup> به خوبی به کار گرفته شده است اما نمی‌توان از این مدل در جریان‌های سه بعدی استفاده نمود. مزیت این مدل سادگی هندسه و محاسبات مربوطه می‌باشد. از آنجا که مجموعه جسم، کاواک و تصویر جسم، یک جسم بسته را می‌سازند، اصل دالامبرت<sup>۲</sup> در مورد آن باید صادق باشد و نیروی پسا بر روی مجموعه صفر می‌شود. همچنین نقطه سکون انتهایی روی سطح آزاد جریان نیست و بر روی تصویر جسم قرار دارد. شکل هندسی کاواک در این روش با فرض تشابه هندسی خطوط جریان محل بسته شدن کاواک و خطوط جریان بالادست جسم می‌باشد که این فرض توجیه فیزیکی ندارد اما محاسبات را ساده می‌کند و اطلاعات مفیدی از هندسه کاواک در ناحیه نزدیک به جسم و دور از ناحیه بسته شدن بدست می‌دهد. استفاده از این مدل در کاواک‌های با طول بلند مفید است زیرا در این شرایط، تصویر جسم بر میدان فشار اطراف جسم و همچنین نیروی پسا تأثیرات اندکی دارد [۶].



شکل ۱-۴ مدل‌های مختلف بسته شدن کاواک [۶]

<sup>۱</sup> Axisymmetric

<sup>۲</sup> D'Alembert's paradox

مدل دیگری توسط ژاکوفسکی<sup>۱</sup> [۱۴] در سال ۱۸۹۰ ارائه شده است. در این مدل شرط دینامیکی (معادله برنولی) روی سطح آزاد را تا نقطه‌ای مشخص روی سطح آزاد ارضا می‌کند (نقاط C و C' شکل ۱-۴-ب) و از این نقاط به بعد، سطح آزاد تا بی‌نهایت ادامه پیدا می‌کند. از این رو به مدل گردابه باز<sup>۲</sup> نیز مشهور است. به علت وجود تقارن، امتداد خط جریان آزاد موازی جریان یکنواخت زمینه خواهد بود. میمورا<sup>۳</sup> [۱۵] در سال ۱۹۵۸ و وو<sup>۴</sup> در سال ۱۹۶۲ [۱۶] این مدل را برای هیدروفویل توسعه دادند و خطوط جریان پیچیده‌تری بدست آوردند. مزیت مدل ژاکوفسکی سادگی آن است و با توجه به بسته نبودن جسم، نیازی به ارضای اصل دالامبرت ندارد. مشکل عمده این روش تخمین بیش از اندازه گردابه‌ها نسبت به حالت واقعی می‌باشد.

مدل سوم توسط کریزل<sup>۵</sup> [۱۷] و افراس<sup>۶</sup> [۱۸] در سال ۱۹۴۶ تحت عنوان جت بازگشتی ارائه شد. همانطور که در (شکل ۱-۴-ج) نمایش داده شده است در این مدل یک جت سیال در محل بسته شدن کاواک به سمت جسم حرکت می‌کند. بنابراین نقطه سکون انتهایی نسبت به مدل ریابوچینسکی کمی عقب‌تر قرار می‌گیرد. در این مدل نیز نیازی به ارضای اصل دالامبرت نمی‌باشد زیرا جسم بسته تشکیل نمی‌شود. ایده اصلی برای ارائه این مدل مبتنی بر مشاهدات جت بازگشتی سیال در آزمایشات پدیده کاویتاسیون است. در عمل، جت بازگشتی با دیواره کاواک برخورد کرده و سبب می‌شود که انتهای کاواک رفتاری گذرا داشته باشد. بیرخف<sup>۷</sup> [۱۹] در سال ۱۹۴۸ و گیلبرگ<sup>۸</sup> [۲۰] در سال ۱۹۶۰ برای مدل‌سازی جریان روی صفحه تخت عمود بر جریان از این مدل استفاده نمودند. برای

---

<sup>۱</sup> Jakouwsky

<sup>۲</sup> Open wake

<sup>۳</sup> Mimura

<sup>۴</sup> Wu

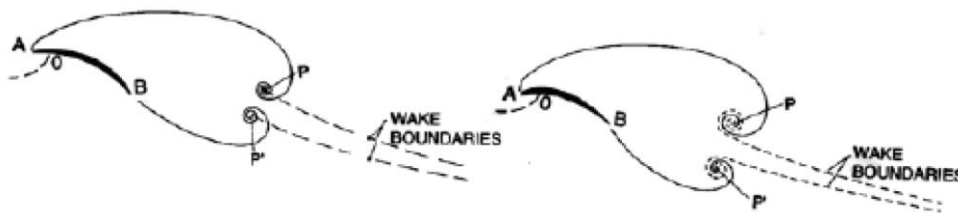
<sup>۵</sup> Kreisel

<sup>۶</sup> Efros

<sup>۷</sup> Birkhoff

<sup>۸</sup> Gilberg

بررسی عددی کاویتاسیون جزئی بر روی هیدروفویل نیز دانگ<sup>۱</sup> و کویپر<sup>۲</sup> [۲۱] از مدل‌سازی جریان جت بازگشتی استفاده نمودند. مدل‌های دیگری نیز برای استفاده در جریان‌های دو بعدی برای بستن کاواک توسط تولین [۱۱،۲۲] در سال‌های ۱۹۵۳ و ۱۹۶۴ ارائه شد که در شکل ۱-۵ نمایش داده شده است. در این مدل‌ها که به نام‌های تک ورتکس و جفت ورتکس شناخته می‌شوند، خط جریان آزاد در نقطه  $P$  و  $P'$  به ورتکسی ختم می‌شود که خط جریان مرز گردابه، سرعت جریان یکنواخت را دارد و خطوط جریان گردابه‌ها مشابه هم در نظر گرفته می‌شوند. مدل جفت ورتکس بصورت تحلیلی هم به اثبات رسیده است [۲۳] و ضخامت گردابه در آن محدود و نسبت به مدل گردابه باز تخمین‌های واقعی‌تری دارد [۶].



شکل ۱-۵ مدل تک ورتکس و جفت ورتکس تولین [۶]

تولین و دیگران از مدل تک ورتکس در تئوری خطی و اغتشاشات کوچک برای مدل‌سازی جریان همراه با کاویتاسیون استفاده نمودند.

مدل‌های دیگری نیز وجود دارند که به لحاظ ریاضی پیچیدگی‌های بیشتری دارند. بعضی از این مدل‌ها برای موارد خاصی بکار رفته‌اند و قابل تعمیم به موارد دیگر نیستند که در این زمینه مطالعه مقالات وو [۲۴، ۲۵] پیشنهاد می‌گردد. در مدل‌های ذکر شده فوق فرض بر این است که جریان پایا باشد و در غیر این صورت تصحیحاتی لازم است. برای مثال می‌توان به کارهای اولمن<sup>۳</sup> [۲۶] در استفاده

<sup>۱</sup> Dang

<sup>۲</sup> Kuiper

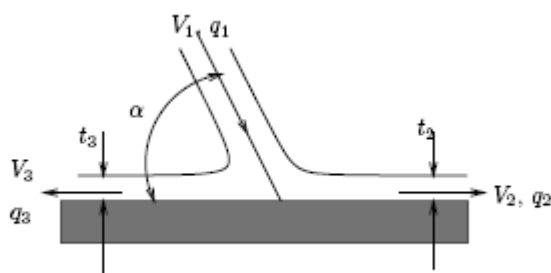
<sup>۳</sup> Uhlman

از مدل ریابوچینسکی تصحیح شده برای مطالعه جریان گذرا در کاویتاسیون جزئی بر روی هیدروفویل اشاره کرد. در روش‌های جدیدتر از یک مدل مانند مدل کاویتاسیونی کانز برای تغییر فاز استفاده می‌شود که بر حسب فشار محلی تغییر فاز صورت می‌گیرد و بخار با ورود به منطقه پرفشار مجدداً تغییر فاز می‌دهد و بدین ترتیب ناحیه کاواک بسته می‌شود. در این نوع مدل‌ها عموماً دو ضریب ثابت وجود دارد که می‌بایستی با سعی و خطای عددی بدست آید و بر طول کاواک تأثیر مستقیم دارد و از معایب این مدل‌ها شمرده می‌شود.

### ۷-۱- پایین دست جریان در محل بسته شدن ناحیه کاویتاسیون

همان‌طور که در قسمت قبل ذکر شد مدل جت بازگشتی تطبیق نسبتاً خوبی با واقعیت فیزیکی دارد. اولین بار بیرخف [۱۹] بصورت تحلیلی از این مدل برای بسته شدن کاواک در جریان روی صفحه تخت عمود بر جریان و گوه استفاده نمود. بیرخف بصورت ساده‌ای قوانین بقای جرم و ممنتوم را برای محاسبه ضخامت جت بازگشتی در جریان همراه با کاواک به کار گرفت.

همان‌طور که در شکل ۱-۵ دیده می‌شود، خطوط جریان در جت بازگشتی به هم نزدیک می‌شوند. در کاویتاسیون جزئی این خطوط به سطح جسم برخورد می‌کنند و در ابرکاواک روی خود ناحیه کاواک بسته می‌شوند. در هر دو حالت تغییر جهتی در خطوط جریان رخ می‌دهد که شبیه به حالت برخورد جریان با یک سطح صلب می‌باشد که در شکل ۱-۶ نمایش داده شده است. اگر سیال با زاویه  $\alpha$  و سرعت متوسط  $V$  به سطح برخورد کند در محل برخورد، جریان سیال به دو بخش تقسیم می‌شود و با ضخامت‌های  $t_2$  و  $t_3$  به موازات سطح جریان می‌یابد.



شکل ۶-۱ برخورد جریان سیال با دیواره صلب [۶]

ضخامت‌های  $t_2$  و  $t_3$  به کمک قوانین بقای جرم و ممنتوم قابل محاسبه هستند. همانند شکل ۶-۱ چنین رفتاری در محل بسته شدن کاواک نیز رخ می‌دهد. در طرف مقعر کاواک ثابت، جریان  $q_3$  به سمت داخل کاواک شکل می‌گیرد و باید آثار  $q_3$  روی ممنتوم عبوری از این سطح مقطع و همچنین محاسبه میدان فشار لحاظ شود. به جز موارد خاصی که جریان به صورت مجانبی به انتها نزدیک می‌شود وجود این جریان در محل بسته شدن تمامی نواحی کاواک الزامی است. آنچه که از مشاهدات تجربی برمی‌آید نشان‌دهنده تأثیر زیاد هندسه ناحیه کاواک از نحوه و محل بسته شدن آن می‌باشد که در شکل ۷-۱ نشان داده شده است.



شکل ۷-۱ حالت‌های مختلف بسته شدن کاواک و تشکیل جت بازگشتی [۶]

### ۸-۱ - چرخه تشکیل ابر کاویتاسیون ثابت و جت بازگشتی

تصویربرداری با دوربین‌های سرعت بالا از پدیده کاویتاسیون، فرضیات در نظر گرفته شده در فرایند تشکیل کاواک ثابت را مورد تردید قرار دادند. تصاویر نشان می‌دهند که کاواک ثابت پایدار نیست و چرخه‌ای منظم از تشکیل و جدایی کاواک در واقعیت مشاهده می‌شود. جزئیات تشکیل کاویتاسیون جزئی به کمک دوربین‌های سرعت بالا توسط نپ<sup>۱</sup> [۲۷] در سال ۱۹۷۰ در تونل آب سرعت

<sup>۱</sup> Knapp



بالای دانشگاه کالیفرنیا مورد مطالعه دقیق قرار گرفت. در سال ۱۹۹۸ دولانگ<sup>۱</sup> و دوبروین<sup>۲</sup> [۲۸] آزمایشاتی در تونل کاویتاسیون در دانشگاه دلفت<sup>۳</sup> انجام دادند و با تصویربرداری سرعت بالا جزئیات بیشتری از فرآیند تشکیل و جدایی کاواک به دست آمد. هر چه ابر حبابی ایجاد شده بزرگتر باشد، اغتشاشات بیشتری در جریان ایجاد می‌کند. مشاهدات دولانگ و دوبروین [۲۸] نشان داد که اگر زاویه حمله جریان کم باشد یا عدد رینولدز کوچک باشد، مُمنتوم جت بازگشتی کم بوده و آثار لزجت و کشش سطحی بر رفتار مرز کاواک غالب می‌باشند. بنابراین جت بازگشتی به ابتدای ناحیه کاواک نمی‌رسد. اگر زاویه حمله بزرگتر شود ضخامت کاواک بیشتر شده و مُمنتوم جت بازگشتی کمتر می‌شود. با این وجود یک جت بازگشتی با سرعت کم شکل می‌گیرد که باعث می‌شود الگوی نامنظمی در جدایی کاواک و گردابه اطراف آن ایجاد شود.

مشاهدات تجربی دیگری توسط فرنس<sup>۴</sup> و هاتن<sup>۵</sup> [۲۹] در سال ۱۷۹۵ انجام شد. آزمایشات بر روی جریان دو بعدی سیال در یک کانال همگرا-واگرا به منظور مطالعه رفتار چرخه تشکیل و جدایی ابر کاواک انجام گرفت. همانند تشکیل جت بازگشتی بر روی هیدروفویل، مشاهدات نشان داد که جت بازگشتی از کناره دیواره به طرف بالادست جریان حرکت می‌کند. همچنین تشکیل جت بازگشتی تا زمانی که ابر کاواک به حالت کاملاً توسعه یافته می‌رسد به تأخیر می‌افتد. نکته دیگر اینکه بیشینه سرعت جت بازگشتی در این حالت کمتر از سرعت جریان آزاد گزارش شده است.

لی<sup>۶</sup> و همکاران [۱۰] در سال ۱۹۹۳ در تحقیقی دیگر بر روی هیدروفویل حرکت ابر حباب‌ها و نحوه تأثیر آن از جت بازگشتی و چرخه تشکیل و جدا شدن کاواک را بررسی کردند. مشاهدات آنها

---

<sup>۱</sup> De Lange

<sup>۲</sup> De Bruin

<sup>۳</sup> Delft

<sup>۴</sup> Furness

<sup>۵</sup> Hutton

<sup>۶</sup> Le

تأییدی بر این مطلب بود که در کاواک با ضخامت بیشتر مُمنتوم جت بازگشتی هم بیشتر شده و می‌تواند سبب جدایی کاواک از سطح جسم شود. در نقطه مقابل آن کاواک با ضخامت کم است که مُمنتوم جت بازگشتی هم کم بوده و توان لازم برای جدایی ابر کاواک را ندارد.

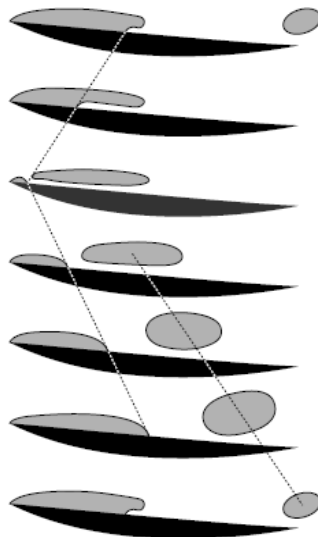
نکته جالب دیگری که از آزمایشات دولانگ و دوبروین [۲۸] مشاهده شد ماهیت سه بعدی جت بازگشتی می‌باشد. هر چند مشاهدات آنها بر روی پروفیل دو بعدی انجام گرفت ولی بعد سوم بر روی سرعت جت بازگشتی تأثیر می‌گذاشت. با این وجود در محل بسته شدن کاواک می‌توان جریان را دو بعدی در نظر گرفت. در نتیجه اگر جریان سیال دو بعدی و توسعه یافته باشد، جت بازگشتی را نیز می‌توان دو بعدی در نظر گرفت. مطالعات تجربی زیادی توسط اسپون<sup>۱</sup> [۳۰] در سال ۲۰۰۰ بر روی کاواک‌های گذرا و اتفاقات ناشی از آن و نحوه حرکت کاواک‌ها انجام گرفت. وجود جریان جت بازگشتی از پایین دست به بالادست جریان مشاهده شد و همچنین امکان وجود امواج شوک به واسطه افزایش محلی ضخامت جت بازگشتی مورد بررسی قرار گرفت.

مراحل تشکیل ابر کاواک و به وجود آمدن جت بازگشتی و جدا شدن ابر کاواک و تشکیل مجدد آن در شکل ۱-۸ به صورت نمادین بر روی یک هیدروفویل نشان داده شده است. یک چرخه منظم شامل مراحل زیر می‌باشد:

۱. یک کاواک بلافاصله پس از جدایی کاواک قبلی از روی سطح شروع به رشد می‌کند.
۲. طول کاواک بیشتر می‌شود تا آنجا که به مقدار بیشینه خود می‌رسد و جت بازگشتی در محل بسته شدن کاواک شکل می‌گیرد.
۳. جت بازگشتی با سرعتی معادل سرعت بر روی مرز کاواک به سمت بالادست جریان حرکت می‌کند.
۴. جت بازگشتی به محل ابتدای تشکیل کاواک برخورد می‌کند و مرز کاواک را قطع می‌کند.

<sup>۱</sup> Schön

۵. کاواک از روی سطح جدا شده و ابری از حباب‌ها را تشکیل می‌دهد. وجود جت بازگشتی در خلاف جهت جریان اصلی سبب ایجاد گردابه‌هایی در اطراف حباب می‌شود و همراه با جریان اصلی به پایین دست جریان منتقل می‌شود.
۶. دوباره فرآیند تولید ابر کاواک روی سطح اتفاق می‌افتد و چرخه تکرار می‌شود.



شکل ۱-۸ چرخه تشکیل و جدایی کاواک [۶]

## ۹-۱- انواع کاویتاسیون

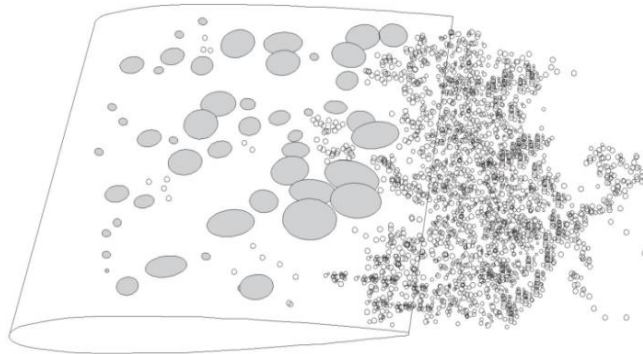
بر مبنای خصوصیات مختلف جریان و هندسه حاکم، مدل‌های مختلفی از کاویتاسیون قابل شکل‌گیری است. هر کدام از انواع کاویتاسیون دارای مشخصات متمایز کننده‌ای هستند. معمولاً پنج دسته عمده از انواع کاویتاسیون در نظر گرفته شده و معرفی می‌شوند. در ادامه هر یک از این نمونه‌ها به اختصار مورد بررسی قرار گرفته است.

### ۹-۱-۱- کاویتاسیون متحرک یا حبابی<sup>۱</sup>

در این حالت حباب‌های تشکیل شده بر روی سطح جسم به کمک جریان عبوری از روی جسم، از جسم جدا شده و به قسمت‌های پایین دست جریان انتقال می‌یابند. لازم به ذکر است که به صورت

<sup>۱</sup> Bubble Cavitation

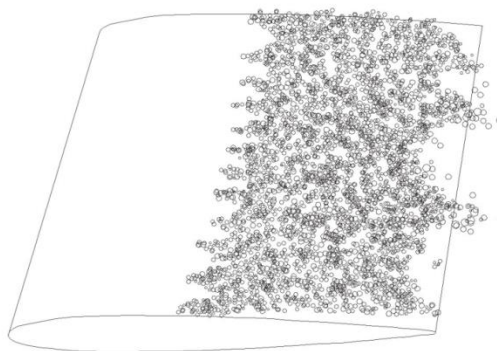
تجمع میکرو حباب‌ها پدید آمده و معمولاً در نواحی جریان جدا شده شکل می‌گیرد. به عنوان مثال در هیدروفویل‌هایی با زوایای حمله کوچک قابل مشاهده است. مقدار و هندسه حباب‌های بوجود آمده تا حدود زیادی به تعداد هسته‌های موجود در جریان ورودی وابسته است [۳۱]. کاویتاسیون متحرک بر روی یک نمونه هیدروفویل در شکل ۹-۱ نمایش داده شده است.



شکل ۹-۱ کاویتاسیون متحرک یا حبابی [۳۲]

### ۱-۹-۲ - کاویتاسیون صفحه‌ای<sup>۱</sup>

با کاهش عدد کاویتاسیون، شکل ناحیه کاویتی تغییر کرده و روند جریان وارد مرحله بعدی یا همان کاویتاسیون صفحه‌ای می‌گردد. این نوع کاویتاسیون به عنوان کاویتی ثابت (چسبیده) شناخته می‌شود. ماهیت این نوع کاویتاسیون در شکل ۱۰-۱ نشان داده شده است:



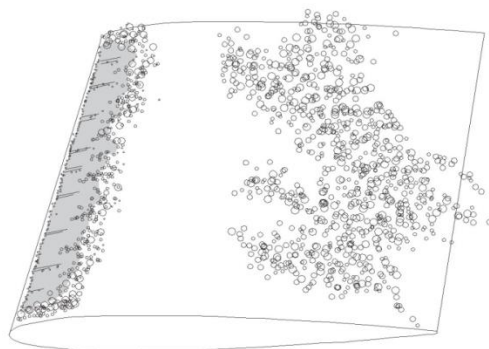
شکل ۱۰-۱ کاویتاسیون صفحه‌ای [۳۲]

<sup>۱</sup> Surface Cavitation

در این حالت، اولین مرحله از مراحل کاویتاسیون چسبیده به بدنه که شکل صفحه‌ای دارد (کاویتاسیون صفحه‌ای) آغاز می‌شود. افزایش تعداد گردابه‌ها و میزان حباب درون آنها، همچنین ازدیاد طول گردابه‌ها نسبت به حالت کاویتاسیون اولیه از جمله مهم‌ترین خواص این نوع کاویتا می‌باشد. کاویتاسیون صفحه‌ای پایدار است و بدین ترتیب به نظر می‌رسد که جریان عبوری از روی جسم پایدار است. در این حالت سطح مشترک بین مایع و بخار شفاف و تا حدودی مشخص است.

### ۱-۹-۳- کاویتاسیون ابری<sup>۱</sup>

با کاهش بیشتر عدد کاویتاسیون، کاویتاسیون صفحه‌ای رشد کرده و با ناپایدارتر شدن کاویتا، کاویتاسیون ابری شکل می‌گیرد. این نوع کاویتاسیون بواسطه وارد شدن گردابه‌ها به داخل جریان شکل می‌گیرد. تغییرات و نوسانات انتهایی ناحیه کاویتا در این نوع کاویتاسیون بسیار زیاد بوده و به همین دلیل نیز دارای ارتعاش، صدا و خوردگی بیشتری نسبت به رژیم‌های دیگر کاویتاسیون است. به دلیل اینکه جدا شدن گردابه‌ها و وارد شدن آنها به داخل جریان به صورت نوسانی است لذا این نوع از کاویتاسیون خاصیت نوسانی دارد و با جدا شدن هر گردابه شرایط برای شکل‌گیری گردابه بعدی و پابرجا ماندن کاویتاسیون مهیا می‌شود (شکل ۱-۱۱).



شکل ۱-۱۱ کاویتاسیون ابری [۳۲]

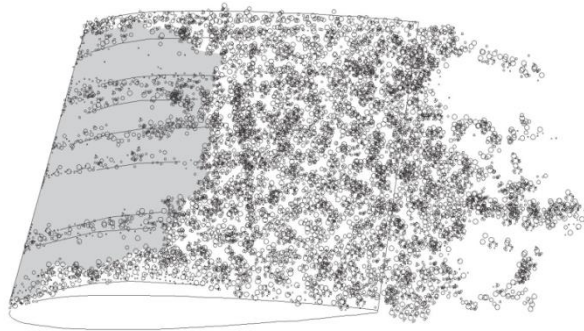
### ۱-۹-۴- سوپر کاویتاسیون<sup>۲</sup>

<sup>1</sup> Cloud Cavitation

<sup>2</sup> Supercavitation

اگر کاویتاسیون صفحه‌ای رشد کند به طوری که تمام سطح جسم را ابر کاویتایی بپوشاند در آن صورت

نوع دیگری از کاویتاسیون با نام سوپرکاویتاسیون شکل می‌گیرد. برای حفظ موقعیت و اندازه ابر کاویتایی شکل گرفته می‌توان از تزریق هوا استفاده نمود.



شکل ۱-۱۲ سوپرکاویتاسیون [۳۲]

### ۱-۹-۵- کاویتاسیون گردابه‌ای<sup>۱</sup>

نوعی از کاویتاسیون است که در نوک پره‌های چرخان بوجود می‌آید و به کاویتاسیون گردابه‌ای نوک معروف است. (شکل ۱-۱۳) در این حالت ناحیه کاویتایی در هسته گردابه‌ها در ناحیه‌ای که بیشترین تنش برشی وجود دارد، شکل می‌گیرد [۳۲].



شکل ۱-۱۳ کاویتاسیون گردابه‌ای [۳۲]

### ۱-۱۰-۱- کاربرد کاویتاسیون

<sup>۱</sup>Vortex Cavitation

از کاربردهای وقوع این پدیده می‌توان به بهره‌گیری از خاصیت پس‌آی کم سوپر کاویتاسیون برای استفاده در قایق‌های تندرو، پره‌های سوپر کاویتاسیونی و پروانه‌های پر سرعت و نیز اژدرها و گلوله‌های زیر آبی مافوق صوت که مثال‌هایی از کاربردهای مفید کاویتاسیون هستند، اشاره نمود. این پدیده دارای اثرات مخرب و زیانباری نیز می‌باشد که از لحاظ اهمیت به مراتب از کاربردهای مفید آن در صنعت مهمتر می‌باشند؛ از جمله نتایج مخرب این پدیده، فرسایش و ایجاد سر و صدا در شیرها و لوله‌ها و سرریز سدها می‌باشد.

امروزه برای بررسی آثار مختلف پدیده کاویتاسیون هر دو روش تجربی و عددی به صورت گسترده مورد استفاده قرار می‌گیرد. از شبیه‌سازی عددی برای تعیین موقعیت شکل‌گیری اولیه کاویتاسیون و خصوصیات کابیتی تشکیل شده در ماشین‌های آبی استفاده می‌شود. به کمک نتایج حاصله می‌توان طراحی‌های مناسبی بر روی اجزای مختلف ماشین‌های آبی انجام داد تا از شکل‌گیری کاویتاسیون در آنها جلوگیری نمود [۲۷].

همچنین ایجاد کابیتی احاطه‌کننده پرتابه‌های زیر آبی لزوم استفاده از مکانیزم‌های جدیدی برای کنترل و هدایت وسیله نقلیه را تبیین می‌کند. برای دستیابی به این اهداف داشتن اطلاعات کاملی در مورد خصوصیات میدان جریان و مکانیزم حاکم بر کاویتاسیون مورد نیاز است [۳۳].

از دیگر موارد پدیده کاویتاسیون می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

سرنگ پزشک: به خاطر افت فشار در نوک سوزن سرنگ، فشار خروجی سرنگ به زیر فشار اتمسفر می‌رسد. به خاطر همین در نقطه‌ی تزریق، اختلاف فشار بوجود می‌آید و هر چه سرعت تزریق بیشتر باشد، این اختلاف فشار بیشتر می‌شود. علاوه بر آن در نقطه‌ی تزریق، جایی که جریان مایع به صورت جت مستغرق می‌باشد، نوسانات فشاری هم رخ می‌دهد. برآیند این دو علت ممکن است منجر به کاهش فشار محلی به زیر فشار بخار در مایع شود و در نهایت منجر به وقوع کاویتاسیون گردد.

در انژکتور موتور اتومبیل افت فشار و شتاب‌های سریع مایع، ممکن است منجر به شکل‌گیری فشارهای محلی پایین و وقوع کاویتاسیون شود. این امر باعث می‌شود، نسبت سوخت مفید کمتری داخل سیلندر موتور بریزد.

حباب‌های ناشی از کاویتاسیون ایجاد شده در محتویات داخل مجسمه، نقش مهمی در صدمات مغزی در اثر ضربه را دارند. در واقع مغز انسان شبیه ظرفی پر از مایع است و هنگام ضربات شدید به مغز در اثر شتاب‌های وارد شده نقاطی در مغز دارای فشار پایین‌تری می‌شوند. در نتیجه حباب‌های کاویتاسیون رشد می‌یابند و فروپاشی حاصل از این حباب‌ها صدمات شدیدی به مغز وارد می‌سازند. کاربردهای پزشکی کاویتاسیون که از آن برای خرد کردن سنگ کلیه، پاک کردن پلاک لته و در برخی موارد نیز برای درمان آب مروارید از آن استفاده می‌شود.

از دیگر کاربردهای مفید کاویتاسیون می‌توان به پاک کردن سطوح با جت‌های آب کاویتاسیون، پخش کردن ذرات در مایع و تولید امولسیون و یا ماساژ درمانی و تخریب باکتری‌ها در مهندسی پزشکی اشاره کرد. یکی از مهم‌ترین عوامل گسترش مطالعات بر روی کاویتاسیون، توسعه کاربرد پدیده سوپر- کاویتاسیون در صنایع نظامی دریایی بوده است. همانطور که در سطرهای بالا بیان کردیم، مزیت اصلی سوپر کاویتاسیون که عموماً در جریان‌های خارجی مانند پرتابه‌های زیرآبی به کار می‌رود، کاهش میزان پسای اصطکاکی می‌باشد. این مهم، استفاده از سوپر کاویتاسیون توسعه یافته به خصوص در پرتابه‌های بدون قابلیت مانور را توجیه‌پذیر می‌نماید. امروزه طیف وسیعی از وسایل زیرآبی از فشنگ‌های غواصی گرفته تا اژدرهای نظامی<sup>۱</sup>، از این پدیده استفاده می‌کنند. اهمیت پدیده سوپر کاویتاسیون تا حدی است که اصطلاحاً از استفاده و کنترل سوپر کاویتاسیون معادل با برتری نظامی نام برده می‌شود. در طرح‌های جدید، طراحی زیردریایی‌های سوپر کاویتاسیونی با قابلیت حمل خدمه مورد بررسی قرار دارد.

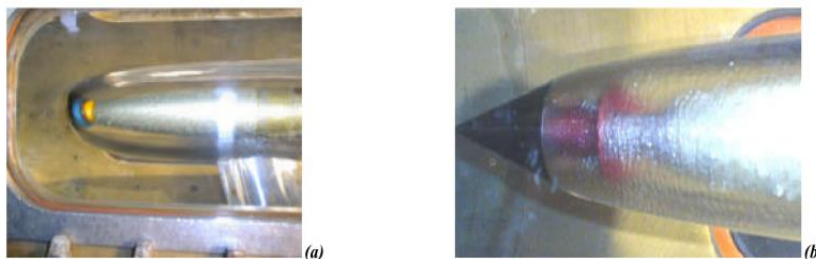
<sup>۱</sup> Torpedo



در کنار موارد ذکر شده پدیده کاویتاسیون عموماً یک پدیده همزمان با آشفتگی<sup>۱</sup> است که این امر موجب پیچیده‌تر شدن این پدیده می‌گردد. در این میان مسئله دینامیک پیچیده سطح مشترک دو فاز بخار و مایع که به آثار متقابل دو فاز وابسته است نیز مطرح می‌باشد. این آثار متقابل در محدوده ناحیه کاویتا با توجه به غیردائم بودن ماهیت پدیده، به درستی مشخص نیستند. اطلاعات اولیه پیرامون پدیده کاویتاسیون مربوط به مطالعات<sup>۲</sup> ریلی می‌باشد [۳۴]. پس از مطالعات او مطالعات متعددی بر روی نحوه شکل‌گیری و اضمحلال حباب‌ها صورت گرفته است که بر پایه آنها نتایج تئوری و تجربی متعددی به دست آمده است.

### ۱-۱- کاویتاتور<sup>۲</sup>

برای ایجاد کاویتاسیون بر روی اجسام، عموماً از وسیله‌ای به نام کاویتاتور استفاده می‌شود. این وسیله که غالباً در ابتدای پرتابه نصب می‌گردد، با تغییر مناسب شکل هندسی، باعث افت فشار و تولید کاویتاسیون می‌شود. اگر قصد استفاده از سوپرکاویتاسیون روی جسم باشد، تنها قسمتی از پرتابه که در تماس مستقیم با مایع قرار خواهد گرفت، کاویتاتور خواهد بود. زیرا که بر اثر سوپرکاویتاسیون، در شرایط پایدار، تمام جسم داخل فاز بخار قرار خواهد گرفت. کاویتاتور را به گونه‌ای طراحی می‌کنند که اولاً ایجادکننده اصلی کاویتاسیون روی جسم بوده و ثانیاً، تولیدکننده ابر کاویتا با طول مناسب جهت پوشش تمام یا قسمت عمده‌ای از بدنه باشد. شکل ۱-۱۴ چند نمونه کاویتاتور را نمایش می‌دهد:



شکل ۱-۱۴ چند نمونه کاویتاتور رایج. سمت راست: کاویتاتور مخروطی، سمت چپ: کاویتاتور دیسکی [۴]

<sup>۱</sup> turbulence

<sup>۲</sup>cavitator

درصد مساحت خیس شده اژدر یکی از اصلی ترین فاکتورهای طراحی کاویتاتور است. از این طریق میزان نیروی مقاوم کاهش یافته و توانایی حرکت جسم با سرعت بالاتر امکان پذیر می گردد. اگرچه تاکنون کاویتاتورهای با اشکال هندسی ساده مانند کاویتاتورهای دیسکی شکل، مخروطی، مخروط ناقص و نیمه کره مورد توجه بوده اند، اما تلاش هایی نیز برای بهینه سازی این وسیله به انجام رسیده است [۱].

## ۱-۱۲- فناوری دمش گاز<sup>۱</sup>

برای ایجاد سوپر کاویتاسیون، لازم است تا عدد کاویتاسیون به اندازه کافی کاهش یابد. به عبارتی ممنتوم جریان بایستی آنقدر افزایش داشته باشد که ناحیه افت فشار روی جسم، تمام یا قسمت عمده ای از سطح را دربرگیرد. بسیاری از اوقات رسیدن به چنین سرعت هایی بسیار پرهزینه بوده یا از نظر تکنولوژیکی دارای اشکالاتی است. حتی در مورد اجسامی که برای شرایط سوپر کاویتاسیون طراحی شده اند، رسیدن به این شرایط در لحظات اولیه پرتاب تقریباً امری ناممکن است. دمش گاز روی سطح جسم در نواحی کم فشار یک روش عملی بسیار کارآمد برای رفع چنین مشکلاتی است. در این شرایط ناحیه کاویتی ایجاد شده با تزریق گاز پر می شود و با گسترش آن اصطلاحاً سوپر کاویتاسیون مصنوعی یا گازدهی شده به وقوع می پیوندد. دمش گاز روی سطوح سیمانی سدها و کانالهای آب به منظور جلوگیری از خوردگی و سایش حاصل از عبور حجم بسیار بالای سیال نیز از دیگر کاربردهای رایج در استفاده از این فناوری است. همچنین به تازگی برای کاهش اصطکاک در بدنه کشتی های تندرو از این روش استفاده می گردد. دمش گاز روی پروانه کشتی ها و برخی توربوماشین های خاص نیز رایج است که صرفاً به علت جلوگیری از خوردگی و کاهش اصطکاک انجام می پذیرد. مکانیزم ایجاد کاویتاسیون مصنوعی با توجه به تعریف عدد کاویتاسیون قابل توضیح است. از طریق گازدهی به ناحیه کاویتی و با افزایش فشار کاویتی ( $p_v$ )، عدد کاویتاسیون کاهش یافته و ناحیه کاویتی توسعه می یابد.

<sup>۱</sup> ventilation

گازدهی به معنی تحت فشار قراردادن ناحیه کاویتا از درون می‌باشد. تحقیقات نشان می‌دهد که تزریق گاز در یک سرعت ثابت عدد کاویتاسیون را کاهش و اندازه کاویتا را افزایش می‌دهد [۱].

### ۱-۱۳- کمیت‌های مؤثر در مدل‌سازی تغییر فاز در کاویتاسیون

هنگامی که فشار استاتیک مایع به زیر فشار بخار اشباع در دمای متناظر می‌رسد تغییر فاز از حالت مایع به بخار صورت می‌پذیرد و در جهت مقابل هنگامی که فشار بخارسیال به بالای فشار اشباع برسد چگالش شکل می‌گیرد. بنابراین به منظور مدل‌سازی پدیده کاویتاسیون بایستی تبخیر و چگالش را مدل‌سازی نمود. این دسته از مدل‌سازی‌ها از دسته مدل‌سازی‌های جریان دو فاز به شمار می‌روند، با این تفاوت که در این حالت بایستی تغییر فاز را نیز مدل‌سازی نمود که این امر سبب افزایش پیچیدگی مدل‌سازی می‌شود. مدل‌سازی تغییر فاز دارای پیچیدگی‌های متعددی از نحوه شکل‌گیری فاز ثانویه تا آثار متقابل سازه و سیال است. این امر در کنار پیچیدگی‌های هندسی موجود در مسائل کاربردی سبب گردیده است تا مدل‌سازی تغییر فاز در میان انواع مدل‌سازی‌ها موجود، جزو مدل‌سازی‌های سطح اول بشمار رود بطوریکه امروزه تلاش‌های گسترده‌ای برای افزایش دقت، سرعت و در عین حال سادگی این دسته از مدل‌سازی‌ها در حال انجام است. مصداق این تلاش‌ها مقالات علمی متعددی است که پیرامون این موضوع به چاپ می‌رسد. بر مبنای شرایط فیزیکی و هندسی حاکم بر شکل‌گیری تغییر فاز، کمیت‌های مؤثر بر تغییر فاز، از دیدگاه مدل‌سازی کاویتاسیون به صورت آنچه در ادامه می‌آید، قابل بیان است:

#### ۱-۱۳-۱- خصوصیات جریان‌های کاویتاسیون

##### ۱-۱-۱۳-۱- ماهیت غیر دائم جریان‌های کاویتاسیون

جریان‌های کاویتاسیون ذاتاً وابسته به زمان هستند. اگرچه در مواردی همچون کاویتاسیون صفحه‌ای، به علت داشتن خاصیت پایداری آن، می‌توان از این تأثیر صرف‌نظر کرد اما در حالت کلی این تأثیرات قابل توجه و غیر قابل انکار است. دلیل این امر را می‌توان در جدا شدن گردابه‌های بخار از روی

سطح جستجو کرد. هنگامی که یک گردابه بخار از روی سطح جدا می‌شود قسمت انتهایی ناحیه ابر کاواک را تحت تأثیر قرار می‌دهد، که این امر در شکل‌گیری و گسترش کاویتاسیون در جلوی کاویتی نیز مؤثر می‌باشد.

### ۱-۱۳-۲- حضور تغییر فاز در جریان‌های کاویتاسیون

شاید در نگاه اول مدل‌سازی کاویتاسیون هم مرتبه مدل‌سازی جریان‌های دو فاز سطح آزاد به نظر برسد. اما در عمل مدل‌سازی کاویتاسیون بسیار پیچیده‌تر از مدل‌سازی جریان‌های دو فاز سطح آزاد است. دلیل این امر را می‌توان حضور تغییر فاز بین فازها برشمرد. هنگامی که در یک جریان دو فاز تغییر فاز اتفاق می‌افتد دیگر نمی‌توان دیورژانس سرعت را برابر صفر در نظر گرفت. زیرا برای مدل‌سازی تغییر فازها عبارات منبعی به معادله انتقال کسر حجمی افزوده شده و بدین ترتیب مشتق مادی کسر حجمی دیگر برابر صفر نخواهد بود. از طرف دیگر مشتق مادی چگالی با مشتق مادی کسر حجمی متناسب است و همچنین دیورژانس سرعت با مشتق مادی چگالی مرتبط است. در نهایت این عوامل سبب می‌گردند تا دیورژانس سرعت مخالف صفر شود.

شکل‌گیری این موضوع سبب بوجود آمدن محدودیت‌ها و پیچیدگی‌های زیادی در مدل‌سازی کاویتاسیون می‌شود. یکی از این مشکلات اضافه شدن عبارتی به سمت چپ معادله تصحیح فشار است. این عامل سبب کاهش پایداری حل می‌گردد.

### ۱-۱۳-۳- اختلاف چگالی بسیار بالا بین مایع و بخار

بر مبنای قانون بقای جرم می‌توان بیان داشت که طی تغییر فاز، در معادله پیوستگی حاکم بر سیال همگن، هیچ عبارت تولید کننده جرمی وجود نخواهد داشت. حال اگر معادله پیوستگی برای هر یک از فازها نوشته شود به دلیل تغییر فاز، عبارتی به صورت منبع در معادله پیوستگی هر یک از فازها ظاهر می‌شود. عبارت منبع ظاهر شده در این حالت با چگالی فازها متناسب می‌باشد. بدین ترتیب می‌توان به تأثیرات چگالی هر یک از فازها در مدل‌سازی تغییر فاز پی برد.

یکی از عوامل تأثیرگذار در مدل‌سازی جریان‌های چند فاز نسبت چگالی بین دو فاز است. در مدل‌سازی سطح آزاد این نسبت عموماً در حدود ۱۰۰۰ است زیرا در این حالت می‌توان چگالی آب برابر ۱۰۰۰ و چگالی هوا را تقریباً برابر ۱ در نظر گرفت. اما در مدل‌سازی کاویتاسیون این نسبت در حدود ۴۰۰۰۰ است زیرا چگالی بخار آب در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد برابر  $0.025 \text{ kg/m}^3$  است.

این اختلاف زیاد بین چگالی دو فاز سبب می‌گردد، تا به ناچار از روش‌هایی استفاده کنیم که پایداری بیشتری دارند. هنگامی که اختلاف چگالی بین دو فاز زیاد است، اولاً تفاوت بین جریان‌های جرمی سلول‌های مرزی بسیار زیاد است، ثانیاً عبارت منبع در نظر گرفته شده در معادله تصحیح فشار، ارتباطی مستقیم با چگالی سلول دارد. بدین ترتیب در سلول‌های مرزی این عبارت بین سلول‌های مجاور بر روی سطح مرزی دارای تفاوت بسیار زیاد است. این نکته زمانی اهمیت خود را نشان می‌دهد که گرادیان فشار بین جریان‌هایی که تغییر فاز دارند با جریان‌های سطح آزاد مقایسه شود. در جریان‌هایی که دارای سطح آزاد هستند، گرادیان فشار هیدرواستاتیکی حضور دارد. در حالیکه در جریان‌های دو فاز به همراه تغییر فاز، با توجه به اینکه یک فاز در درون فاز دیگر شکل می‌گیرد؛ دیگر فشار هیدرواستاتیکی نقش غالب را ندارد و گرادیان فشار بر روی سطح مرزی در مقایسه با فشار مرکز سلول ناچیز است. بنابراین در سلول‌های مرزی از طرفی گرادیان فشار ناچیز است و از طرف دیگر عبارات منبع تفاوت نسبتاً زیادی با یکدیگر دارند. این دو عامل سبب می‌شود برای جلوگیری از واگرا شدن روند حل معادله فشار، از الگوریتم‌های پیشرفته‌تر استفاده شود. استفاده از این روش‌ها به نوبه خود سبب افزایش هزینه محاسباتی، افزایش پیچیدگی‌های موجود، افزایش محدودیت و کاهش قابلیت تطابق است. به عنوان نمونه یکی از روش‌های غلبه بر این اختلاف چگالی بالا استفاده از روش تراکم‌پذیری مصنوعی است. استفاده از این روش سبب می‌شود تا به ناچار، عبارات در فرم پایستار خود مورد استفاده قرار گیرند. اعمال محدودیت‌هایی از این دست سبب افزایش پیچیدگی‌های حاکم بر مدل‌سازی جریان‌های کاویتاسیون گردیده است.

#### ۱-۱۳-۴- ناپایداری و مقادیر بسیار بالای کمیت‌های توصیفی سیال

در جریان‌های کاویتاسیونی جداره‌ی کاویتتی از یک طرف در معرض فشار ثابت عملاً برابر فشار بخار قرار دارد. بر این اساس در اثر افزایش یا کاهش فشار بیرونی، سریعاً تغییر شکل و اندازه داده و جداره بین مایع و بخار در چنین جریان‌هایی عموماً بسیار ناپایدار است. ناپایداری فصل مشترک بخار و سیال منجر به انفجار یا فروپاشی حباب‌ها یا کاویتتی شده که با تغییرات بزرگی در اندازه و سرعت و فشار همراه است. این تغییرات در زمان بسیار کوتاهی اتفاق افتاده، تحلیل ابعادی، تحلیل عددی و یا آزمایشگاهی کاویتاسیون را بسیار مشکل می‌کند.

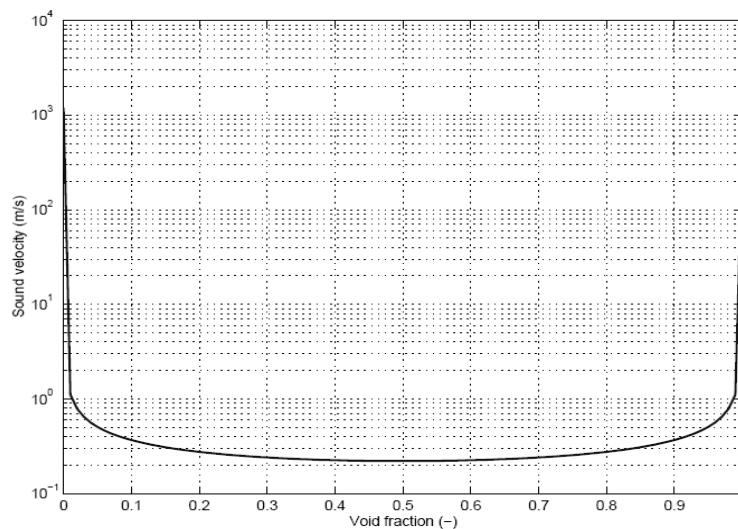
### ۱-۱۳-۱-۵- اختلاف فشار تا فشار بخار اشباع

فرض کنید فشار سیال بیشتر از فشار بخار اشباع باشد بدین ترتیب سیال در حالت مایع قرار دارد. در این حالت با کم شدن فشار سیال، عدد کاویتاسیون حاکم بر جریان نیز کاهش می‌یابد، احتمال شکل‌گیری فاز ثانویه (بخار) افزایش می‌یابد. در حالت دوم فرض کنید که فشار سیال زیر فشار بخار اشباع باشد که در این صورت سیال در حالت بخار قرار دارد. با افزایش فشار سیال، عدد کاویتاسیون افزایش می‌یابد و بدین ترتیب احتمال تشکیل فاز اولیه یعنی مایع افزایش می‌یابد. تأثیرات مقدار فشار در شکل‌گیری هر یک از فازها به صورت کاملاً ملموس در روابط موجود قابل بررسی است.

### ۱-۱۳-۱-۶- اثر تراکم‌پذیری

توجه به این نکته که سرعت صوت در یک جریان دوفاز، نسبت به جریان‌های تک فاز چندان قابل مقایسه نبوده و از این رو پدیده‌های مرتبط با تراکم‌پذیری نیز دارای تفاوت‌های عمده‌ای با حالت تک فاز هستند، بررسی شرایط استفاده از مدل‌های تراکم‌پذیر را روی مطالعات کاویتاسیون، امری اجتناب‌ناپذیر می‌نماید. اگرچه عمده‌ترین تحقیقات انجام گرفته تاکنون، تأثیر تراکم‌پذیری روی کاویتاسیون در شرایط معمول را ناچیز دانسته‌اند، اما از آنجا که سرعت صوت در مرز مشترک دو فاز کاهش چشمگیری می‌یابد، مدل‌سازی تراکم‌پذیری و بررسی آن می‌تواند باعث افزایش دقت بیشتر در نتایج (حتی در شرایطی که سرعت‌های جریان بسیار کمتر از سرعت صوت است) شود. روش پیش‌شرط

چندفازی<sup>۱</sup> توسط آهوچا<sup>۲</sup> و دیگران در حالت تراکم‌پذیر استفاده شده است. همین طور سنوکاک<sup>۳</sup> و شی<sup>۴</sup> روش پایه فشار<sup>۵</sup> را برای حالت تراکم‌پذیر گسترش داده‌اند. در هر دو دسته تحقیقات انجام گرفته، مدل‌های اعمال شده بر اساس تغییر چگالی به صورت تابعی از فشار (و نه دما) بوده‌است. لذا از این مدل‌ها به مدل‌های دمابابت تراکم‌پذیر<sup>۶</sup> یاد می‌شود. شکل ۱-۱۵ منحنی سرعت صوت بر اساس کیفیت ترمودینامیکی در منطقه دو فازی آب در دمای  $25^{\circ}\text{C}$  را نمایش می‌دهد. بر اساس بسط تعاریف مربوط به سرعت صوت در ترمودینامیک اثبات می‌شود که در منطقه دو فازی، جریان با کاهش سرعت صوت مواجه است و در نتیجه عدد ماخ محلی که در این ناحیه تعریف می‌شود افزایش چشمگیری می‌یابد. از اینرو بررسی تراکم‌پذیری در ناحیه بین دو فاز مهم می‌نماید. اما نتایج بدست آمده و مقایسه آنها با اطلاعات آزمایشگاهی، این تأثیر را مگر در شرایط خاص (مانند فشنگ‌های غواصی)، قابل چشم‌پوشی دانسته‌اند [۹].



شکل ۱-۱۵ منحنی سرعت صوت بر اساس کیفیت ترمودینامیکی [۳۵]

<sup>1</sup> multiphase preconditioning algorithm

<sup>2</sup> Ahuja

<sup>3</sup> Senocak

<sup>4</sup> Shyy

<sup>5</sup> pressure based algorithm

<sup>6</sup> isothermal compressible model

۱-۱۳-۱-۷- اثر آشفتگی جریان<sup>۱</sup>

یکی از مباحث عمده در مدل‌سازی عددی، تأثیر آشفتگی جریان در نتایج حل است. اکثر پدیده‌های سیالاتی دارای درجاتی از آشفتگی می‌باشند، اما در بسیاری از موارد نیز می‌توان از فرض جریان لایه‌ای<sup>۲</sup> سود جست. اگرچه یک جریان دوفاز در مقایسه با جریان‌های تک فاز استعداد بیشتری در ایجاد شرایط آشفته دارد، اما هنوز یک تئوری یا روش مدل‌سازی مناسب برای چنین جریان‌هایی ارائه نشده است. تقابل دو فاز در مرز مشترک آنها با تولید نوعی آشفتگی و ایجاد گردابه‌های مرکب از هر دو فاز منجر می‌شود. همچنین مرز مشترک که به مانند یک دیواره انعطاف‌پذیر برای هر فاز عمل می‌کند رفتار کلی جریان را تحت تأثیر قرار می‌دهد. نرخ تبدیل دو فاز به یکدیگر، طی فرآیندهایی از قبیل چگالش، جوشش، میعان، کاویتاسیون نیز در کاهش یا افزایش آشفتگی هر فاز بی‌تأثیر نیست. از یک منظر وجود فاز دوم در یک جریان، خود به تنهایی تداعی کننده یک نوع آشفتگی است. از این رو به نظر می‌رسد که برای تعریف دقیق آشفتگی در جریان دو فاز، مفاهیم دیگری علاوه بر انرژی جنبشی اغتشاش<sup>۳</sup> و نرخ استهلاک انرژی جنبشی اغتشاش<sup>۴</sup> مورد نیاز است. حداقل اینکه در جریان چندفاز این مفاهیم به تعریف‌های دقیق‌تری نیاز دارند.

با نگاهی دقیق به سازوکار و عوامل مؤثر بر کاویتاسیون و شرایط ایجاد آن، می‌توان مواردی را که مفهوم آشفتگی قابل چشم‌پوشی بوده یا برعکس تأثیر بسزایی در جریان گذارده است را تقریباً مشخص نمود. در مورد جریان‌های خارجی، مانند جریان روی پرتابه‌ها، به علت کاهش شدید چگالی در فاز بخار (به عنوان نمونه، چگالی بخار آب تقریباً ۱۰۰۰ برابر کوچکتر از چگالی آب مایع در همان دماست)، عدد رینولدز بخار (که معیاری برای تعیین آشفتگی جریان است)، کاهش چشمگیری می‌یابد. از اینرو هنگامی که جریان بخار در شرایط کاویتاسیون بررسی می‌شود، نیازی به مدل‌سازی آشفتگی در این فاز نیست. از طرفی همین مسئله در شرایطی که سوپر کاویتاسیون حکم‌فرما باشد نیز

<sup>1</sup> Turbulence<sup>2</sup> Laminar<sup>3</sup> Turbulent kinetic energy<sup>4</sup> Dissipation rate



در تمام جریان (هر دو فاز) برقرار است. مدل‌سازی‌های انجام گرفته در کاویتاسیون جزئی روی برخی پرتابه‌ها و کاویتاتورهای ساده و مقایسه آن با نتایج آزمایشگاهی، عدم ضرورت بررسی اغتشاش در اینگونه موارد را نشان داده‌است.

در مورد جریان‌های داخلی، مانند کاویتاسیون داخل انواع پمپ‌ها، نازل‌ها و شیرآلات، به علت اهمیت تنش‌های برشی، وجود لایه مرزی و تأثیر بسیار زیاد لزجت در جریان، در اغلب موارد بایستی با دقت بیشتری با آشفتگی جریان برخورد شود. البته در اینجا نیز می‌توان از بررسی آشفتگی در جریان‌های بسیار لزج با عدد رینولدز پایین به علت لایه‌ای بودن ماهیت جریان، دوری کرد. نتایج بدست آمده در مورد شیرهای هیدرولیکی با سیالاتی مانند روغن‌های صنعتی و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی، گواهی بر این مدعاست.

### ۱-۱۳-۲- عوامل موثر بر پدیده کاویتاسیون

از نظر آزمایشگاهی دو مشکل در مورد اندازه‌گیری فشار پدید می‌آید. اولین مشکل فشارسنج است که برای جلوگیری از اختلال در جریان اصلی بایستی در دیواره نصب شود، اطلاعات درستی در مورد فشار بدست نمی‌دهند. مشکل دوم از نظر فنی وجود دارد و آن این که فشارها در پدیده کاویتاسیون در حدود هزاران مگاپاسکال یا حتی گیگاپاسکال بایستی اندازه‌گیری شوند، در نتیجه مقاومت مکانیکی سنسورهای فشار به مسئله‌ای مهم تبدیل می‌شود.

مسئله‌ی دیگر در پدیده کاویتاسیون، فروپاشی حباب‌های با اندازه بسیار کوچک (کمتر از ۱ mm) و عمر کوتاه (در حدود کمتر از میکروثانیه) می‌باشد. این بدان معنی است که دوربین بایستی دارای رزولوشن<sup>۱</sup> خیلی بالایی باشد و از طرفی سرعت دیافراگم<sup>۲</sup> کوچکی داشته باشد. این دو شرط از نظر تکنیکی با هم سازگاری ندارند.

### ۱-۱۳-۲-۱- اثر مقیاس<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup> Resolution

<sup>۲</sup> Rise Time

<sup>۳</sup> Scale Effect

بر اساس قوانین تحلیل ابعادی، انتظار می‌رود که در مدل‌های هندسی مشابه، شروع و گسترش کاویتاسیون تنها به عدد کاویتاسیون بستگی داشته باشد. ولی در اکثر موارد اثر مقیاس موجب می‌شود که نتایج تجربی حاصل از مدل با نمونه اصلی تفاوت داشته باشند. زیرا کاویتاسیون یک فرایند فیزیکی پیچیده شامل تغییر فاز همراه با انتقال گرما و جرم است و گسترش و توسعه کاویتاسیون، بستگی به میزان هسته‌های اولیه شکل‌گیری کاویتی در حجم مایع دارد.

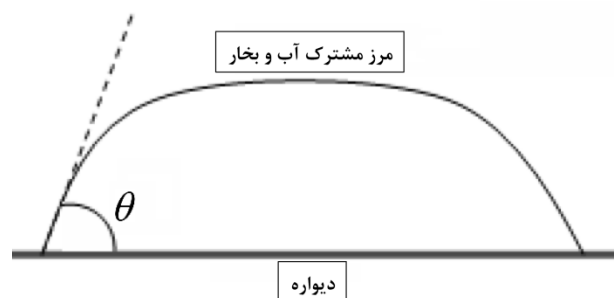
### ۱-۲-۱۳- اثر ناخالصی‌های جریان و خصوصیات سطح

از بیش از ۲۴۰ سال پیش تحقیقات متعددی در مورد کاویتاسیون انجام شده است. برای بررسی پایداری آب مایع در برابر تغییرات فشار روش‌های متعددی به کار گرفته شده اند. پراکندگی نتایج بدست آمده نشان‌دهنده تأثیرات قابل توجه دیواره‌ها و ناخالصی‌های موجود در آب بر روی شکل‌گیری کاویتاسیون است. برای مایع همگن در نظر گرفتن شکل‌گیری حباب درون آن، بایستی خلوص سیال بسیار بالا باشد.

هنگامی که یک آلیاژ فلزی تحت کشش قرار می‌گیرد (بطوریکه از محدوده الاستیک عبور کرده و وارد محدوده پلاستیک شود) ترک‌هایی در قطعه آلیاژی شکل می‌گیرد و با افزایش تمرکز تنش این ترک‌ها در قطعه رشد پیدا می‌کند بطوریکه در نهایت سبب شکستن قطعه می‌شود. در بررسی دلایل آغاز و گسترش این ترک‌ها بیان می‌شود که به دلیل حضور ناخالصی‌هایی در قطعه آلیاژی، هنگامی که قطعه تحت کشش قرار می‌گیرد این ناخالصی‌ها همانند نقاط ضعف قطعه آلیاژی عمل می‌کنند به طوریکه دلیل اصلی شکل‌گیری ترک در چنین قطعاتی حضور این ناخالصی‌ها است. با برقراری آنالوژی بین آلیاژ فلزی و جریان سیال و همچنین ایجاد ارتباط بین فشار و کشش وارد بر قطعه می‌توان بیان داشت که؛ هنگامی که فشار سیال کاهش می‌یابد ناخالصی‌های موجود در سیال و همچنین ناخالصی‌ها و ناهمواری‌های موجود بر روی سطح همانند مراکز ضعف سیال عمل می‌کنند، بطوریکه به شکل‌گیری فاز ثانویه کمک می‌کنند. به این مراکز که همانند هسته‌های شکل‌دهنده فاز ثانویه عمل می‌کنند، " هسته<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup> Nuclei

"گفته می‌شود. در مقابل تأثیر این کمیت در مواردی نظیر ضرایب هندسی در نظر گرفته می‌شود. از طرفی کمیتی نظیر چسبندگی سطح نیز در گسترش و شکل‌گیری حباب‌ها بر روی سطح تأثیرگذار است. بدین منظور در بررسی‌هایی که در آنها تأثیرات دیواره مورد بررسی قرار می‌گیرد کمیتی با عنوان زاویه چسبندگی دیوار<sup>۱</sup> معرفی می‌شود. این زاویه در تناسب یا تعریف مربوط به کشش سطحی عمل می‌کند. در شکل زیر می‌توان به نحوه تعیین این زاویه و موقعیت آن در شکل‌گیری فاز ثانویه پی‌برد [۹]."



شکل ۱-۱۶ نحوه تعیین زاویه چسبندگی دیوار و موقعیت آن در شکل‌گیری فاز ثانویه [۹]

### ۱-۱۳-۲-۳- اثر هندسه

علیرغم تمام تلاش‌هایی که تاکنون برای مدل‌سازی کاویتاسیون صورت گرفته است هنوز مطالب زیادی پیرامون ماهیت این پدیده به صورت علامت سؤال باقی مانده است. در این میان یکی از مواردی که تأثیرات آن بیش از موارد دیگر تعجب برانگیز است تأثیرات هندسه جریان است. این مسئله به نوبه خود شامل مواردی از جمله اندازه، تأثیرات هندسه اجسام داخل جریان است. در گذشته از تأثیر این کمیت مهم در شکل‌گیری کاویتاسیون نظیر مدل "ریلی-پلست" در مدل‌سازی شعاع حباب صرف‌نظر می‌گردید. اما امروزه برای افزایش دقت در مدل‌سازی کاویتاسیون، کمیت‌های با عنوان ضرایب هندسی (یا ضرایب تجربی) در نظر گرفته می‌شود تا تأثیرات هندسه جریان را به روابط موجود منتقل نمایند. این کمیت‌ها عموماً به کمک آزمایش‌های صورت گرفته در آزمایشگاه‌ها و به کمک تونل‌های کاویتاسیون تعیین می‌شوند. در این میان برای راحتی کار مدل‌سازی، جریان‌هایی که دارای ماهیت

<sup>1</sup> Wall Adhesion Angel

هندسی یکسان هستند از ضرایب هندسی یکسان یا نزدیک به هم استفاده می‌کنند. بدین ترتیب با تعیین ضریب هندسی برای یک نمونه جریان، دیگر نیازی به محاسبه ضریب هندسی برای جریان‌های مشابه نیست.

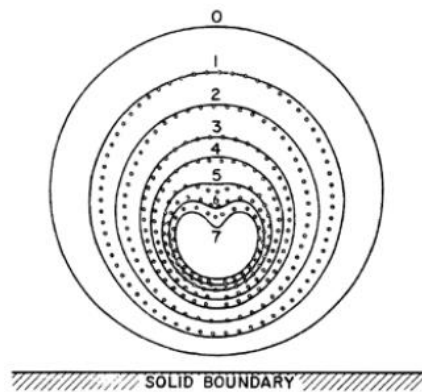
#### ۱-۱۳-۲-۴- تأثیرات دما

در حالت تک فاز برای تعیین حالت سیال به سه خصوصیت ترمودینامیکی نیاز است. در حالیکه در حالت اشباع برای تعیین حالت سیال احتیاج به دو خصوصیت ترمودینامیکی است چرا که در حال اشباع دما و فشار متناظر با یکدیگر، ثابت باقی می‌مانند. به عبارت دیگر به ازای هر فشار اشباع تنها یک دمای اشباع وجود دارد. از طرفی پیشتر بیان گردید که فشار بخار اشباع از کمیت‌های تأثیرگذار در مدل‌سازی تغییر فاز است. به کمک مطالب بیان شده می‌توان به تأثیرات دما بر تبدیل شدن فازها به یکدیگر پی برد. از جمله کمیت‌های موثر بر تغییرات دما می‌توان به گرمای نهان تبخیر و گرمای نهان میعان اشاره کرد. با توجه به اینکه مقدار گرمای نهان ناشی از تغییر فاز ناچیز است و هیچ منبع حرارتی دیگری در جریان‌های کاویتاسیون وجود ندارد، جریان‌های کاویتاسیون را با دقت قابل قبولی می‌توان دما ثابت برشمرد. در بسیاری از مدل‌های مورد استفاده با توجه به وابستگی بین دما و فشار اشباع، تأثیرات دمای اشباع به کمک فشار اشباع به مدل‌سازی منتقل می‌گردد.

#### ۱-۱۴- خوردگی کاویتاسیون

پدیده کاویتاسیون به علت سازوکار پیچیده خود در ردیف یکی از انواع جریان‌های دوفازی با عملکرد بسیار متنوع قرار می‌گیرد. در حالی که استفاده از کاویتاسیون در فناوری امروز جایگاه ویژه‌ای دارد، اما باید از مکانیزم‌های مخرب آن نیز برحذر بود. خوردگی حاصل از کاویتاسیون ناخواسته، باعث تغییر شکل، ایجاد سروصدا و ناپایداری دستگاه‌ها می‌گردد. می‌توان تخریب حاصل از چگالش کاویتاسیون را به دو قسمت عمده تقسیم کرد. اولین عامل را می‌توان مربوط به این مسئله دانست که حباب کاویتی پس از ایجاد در ناحیه کم فشار جریان، وارد ناحیه پرفشار شده و تحت چگالش قرار

می‌گیرد. اما در طی این چگالش، پیوسته در حال تغییر شکل خواهد بود. ناد<sup>۱</sup>، الیس<sup>۲</sup> و بنجامین<sup>۳</sup> نشان دادند که در نزدیکی مرز جسم، حباب شکل کروی خود را از دست داده و بر اثر توزیع نامتقارن فشار، یک میکروجت پرشتاب، دیواره حباب را شکافته و وارد آن می‌گردد. این پدیده در شکل ۱-۱۷ نمایش داده شده‌است. این میکروجت با سرعت زیادی به دیواره مقابل (دیواره زیرین در شکل ۱-۱۷) حباب برخورد کرده و یک موج شوک ایجاد می‌شود. این موج شوک، عمود بر مرز جسم حرکت کرده و به آن برخورد می‌کند. به این ترتیب، توالی این موج شوک در اثر نابودی حباب‌های مختلف، باعث صدمه به دیواره جسم و در نهایت خوردگی آن می‌گردد.



شکل ۱-۱۷ چگالش حباب کاویتاسیون در نزدیکی دیواره [۷]

این تأثیر در شرایطی که اندازه حباب بزرگتر شود، بیشتر خواهد بود. زیرا در این صورت یک جت بازگشتی قوی نیز پس از چگالش حباب به وقوع می‌پیوندد که فرسایش دیواره جسم را افزایش می‌دهد.

عامل دوم تخریب سطوح بلافاصله پس از چگالش اولیه حباب، (مطابق آنچه در بالا توضیح داده شد)، آغاز می‌شود. اولین بار این پدیده توسط پلست<sup>۴</sup> و هیکلینگ<sup>۱</sup> گزارش شده‌است. در این مرحله،

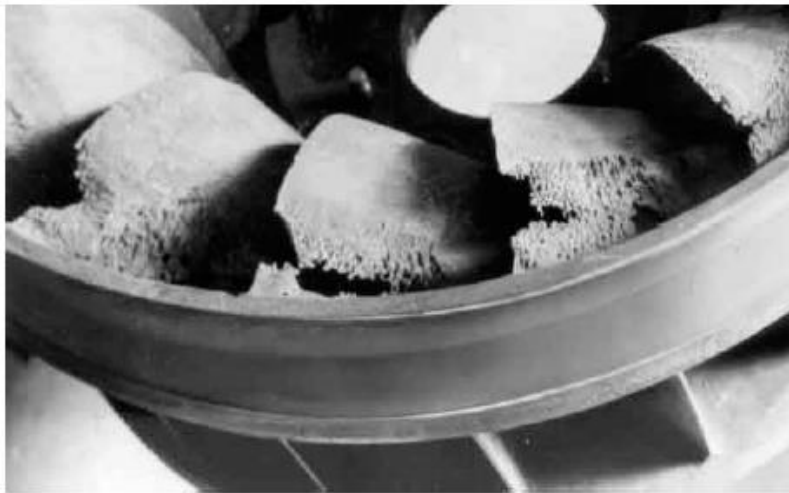
<sup>1</sup> Naude

<sup>2</sup> Ellis

<sup>3</sup> Benjamin

<sup>4</sup> Plesset

فاز بخار باقی مانده به توده حباب‌هایی با کمترین شعاع تعادلی ممکن در شرایط ترمودینامیکی جریان، تبدیل می‌شود. بر اثر این تبدیل یک موج شوک ثانویه در نزدیکی مرز جسم شکل می‌گیرد که خود باعث تخریب و فرسایش بیشتر سطح جسم می‌گردد [۷]. در ادامه در شکل ۱-۱۸ یک نمونه تخریب توسط کاویتاسیون بعلت خوردگی ناشی از این پدیده در پره‌های خروجی یک توربین فرانسسیس به نمایش گذارده شده است:



شکل ۱-۱۸ خوردگی در اثر فروپاشی حباب‌های شکل گرفته در پره‌های خروجی یک توربین فرانسسیس [۱]

### ۱-۱۵- روش‌های کاهش کاویتاسیون در صنعت

در این بخش به برخی از شرایط و راهکارهای کاهش پدیده کاویتاسیون و همچنین کاهش آثار مخرب آن برای استفاده در صنعت اشاره می‌شود:

۱. به حداقل رساندن تغییرات فشار: تغییرات خیلی زیاد فشار در جریان سیال سبب

ایجاد حباب‌های گازی می‌شوند که در نهایت منجر به مشاهده کاویتاسیون می‌گردد.

برای به حداقل رساندن اختلاف فشار، بایستی قسمتهایی که در معرض مستقیم جریان

سیال قرار دارند تا حد امکان ساده گردند. بدین منظور می‌توان با از بین بردن برآمدگی-

<sup>1</sup> Hickling

ها، سطوح نامنظم، ناپیوستگی‌ها و گوشه‌های تیز در هندسه مورد نظر، احتمال رخ دادن این پدیده را کاهش داد.

۲. **افزایش فشار بخار:** دمای جوش یک مایع با فشار آن افزایش می‌یابد. همانطور که فشار سیال عامل افزایش می‌یابد؛ توانایی جریان برای تشکیل حباب گاز و در نتیجه ایجاد کاویتاسیون کاهش می‌یابد.

۳. **بهبود صافی سطح:** سطح صاف بخصوص بر روی قسمت انتهایی هندسه باعث پایین آمدن احتمال ایجاد حباب‌های گاز و کاویتاسیون می‌گردد.

۴. **افزایش سفتی<sup>۱</sup> هندسه:** افزایش سفتی قسمتی از جسم که در معرض جریان سیال قرار دارد، ممکن است باعث کاهش احتمال مشاهده کاویتاسیون گردد. زیرا زمانیکه سفتی قسمتی از هندسه زیاد شود، فرکانس ارتعاش آن افزایش و دامنه ارتعاش آن کاهش می‌یابد در برخی موارد این روش می‌تواند ایجاد حباب‌های گاز در مایع را به حداقل برساند.

۵. **افزایش مقاومت مواد در برابر خوردگی:** از آنجا که یکی از آثار کاویتاسیون، فرسایش و خوردگی می‌باشد؛ استفاده از مواد با مقاومت بیشتر برابر خوردگی می‌تواند در برخی از موارد صنعتی مفید باشد.

۶. **پوشش:** استفاده از پوشش‌های سطح نیز یکی از مواردی است که در به حداقل رساندن آسیب‌های ناشی از کاویتاسیون در صنعت موفق می‌باشد. به عنوان مثال می‌توان به استفاده از آن در برخی اجزای هیدروتوربین‌ها<sup>۲</sup> و یا سکان کشتی‌ها اشاره کرد.

۷. **حفاظت کاتدیک:** استفاده از حفاظت کاتدی کمک می‌کند تا با تشکیل حباب‌های هیدروژن در سطح جسم، قسمت در معرض کاویتاسیون مورد محافظت قرار گیرد. اعتقاد

<sup>1</sup>Stiffness

<sup>2</sup>Hydroturbin

بر این است که گاز هیدروژن تأثیر مخرب ناشی از فروپاشی حباب کاویتاسیون را کاهش می‌دهد.

### ۱-۱۶- روش‌های بررسی کاویتاسیون

در این بخش سعی شده تا سه روش عمده در بررسی پدیده کاویتاسیون به طور مجزا ارائه گردد. همانند اکثر پدیده‌های فیزیکی، روش‌هایی که در تحقیقات کاویتاسیون به کار برده شده‌است، عبارتند از روش‌های آزمایشگاهی، نظریه‌پردازی به همراه حل دقیق (حل تحلیلی) و نهایتاً بررسی عددی فرآیند کاویتاسیون. سعی شده روند پژوهش را به طور مجزا در هر یک از روش‌های تجربی، تحلیلی و شبیه‌سازی بیان کرده و سپس اهمیت هر پژوهش و رابطه آن با دیگر زمینه‌ها را بیان نماییم.

#### ۱-۱۶-۱- تحقیقات آزمایشگاهی و تجربی

از آنجا که کاویتاسیون پدیده‌ای بسیار گذرا و سریع می‌باشد، برای بررسی تجربی پدیده، تجهیزات بسیار دقیق و با سرعت بالا (به عنوان مثال دوربین‌هایی با قابلیت ضبط ۴۰۰۰۰ تصویر در ثانیه) مورد نیاز می‌باشد. این محدودیت، بررسی تجربی نحوه تشکیل، رشد و نابودی کاویتا را دشوار ساخته‌است. از همین رو، نظریه‌هایی که در مورد نحوه و محل پیدایش کاویتاسیون ارائه گردیده، با پیشرفت ابزارآلات اندازه‌گیری و در طی سال‌ها دچار تغییرات اساسی شده‌است.

واگنر<sup>۱</sup> در سال ۱۹۳۲ بر روی ورود اجسام به آب مطالعاتی انجام داد. کارهای او به پیشرفت تحقیقات سوپرکاویتاسیون کمک زیادی نمود. اولین بار کاهش نیرویی پسا، توسط تزریق گاز به لایه مرزی توسط فبیاوسکی<sup>۲</sup> و لوستیانسکی<sup>۳</sup> در سال ۱۹۴۲ انجام گرفت. با تحقیق روی حباب‌های سوپرکاویتا در موتور کشتی‌ها، پمپ‌ها و هیدروفویل‌ها توسط پوسدونین<sup>۴</sup> در سال ۱۹۴۴ و تولین<sup>۵</sup> در

<sup>1</sup> Wagner

<sup>2</sup> Febyavsky

<sup>3</sup> Lostyansky

<sup>4</sup> Posdunin

<sup>5</sup> Tulin



سال ۱۹۵۵ پیشرفت قابل ملاحظه‌ای، صورت پذیرفت. ریچارد<sup>۱</sup> در سال ۱۹۴۶ بر روی ورود اجسام به آب تحقیقاتی انجام داد. در اواخر دهه ۹۰ تحقیقات زیادی روی دینامیک وسایل سوپرکاویتی انجام گردید که از آن جمله می‌توان به کارهای پراتاپ<sup>۲</sup> و کولکارنی<sup>۳</sup> همچنین راند<sup>۴</sup> و همکاران در زمینه مطالعه روی دینامیک اژدرهای سوپرکاویتی غیرهدایتی اشاره نمود [۱۱]. معمولاً اندازه‌گیری سرعت در ناحیه کاویتی با روش‌هایی مانند *Laser Doppler Velocimetry (LDV)* و یا *Particle Image Velocimetry (PIV)* صورت می‌گیرد. علاوه بر ابزارآلات فوق، برای بررسی کاویتاسیون بایستی از تونل آب<sup>۵</sup> استفاده گردد. قدمت اولین تونل آب به بیش از یکصد سال (۱۸۹۵ میلادی- انگلستان) می‌رسد و اولین آزمایش ملخ کشتی‌ها در این تونل انجام پذیرفته است.

در صورتیکه بررسی جریان کاویتاسیون نزدیک به سطح آزاد مد نظر باشد از محیط دیگری به نام استخر دینامیکی<sup>۶</sup> استفاده می‌شود اگرچه از این محیط می‌توان برای بررسی کاویتاسیون در شرایط عمومی نیز سود جست. در این استخرها، آب ساکن است و مدل در داخل استخر با استفاده از موتوری که روی جسم تعبیه شده است حرکت می‌کند. شکل (۱-۱۹) نمونه یک استخر دینامیکی بزرگ متعلق به دانشگاه ایالتی پنسیلوانیا را نمایش می‌دهد. یکی از عمده‌ترین مزایای استفاده از استخرهای دینامیکی در مقایسه با تونل‌های آب، عدم نیاز به تجهیزات نگهدارنده مدل است. این مهم باعث کاهش خطای اندازه‌گیری نسبت به حالت طبیعی حرکت جسم در واقعیت می‌شود. از طرفی استفاده از این استخرها دارای معایبی نسبت به تونل آب است. از جمله می‌توان به ناپایداری مدل اشاره کرد. زیرا ممکن است مدل از مسیر حرکت خود خارج شده یا با خطا این مسیر را دنبال کند. از طرفی تأمین سرعت ثابت برای جسم در طی مسیر از دیگر مشکلات این سیستم است.

---

<sup>1</sup> Reichardt

<sup>2</sup> Pratap

<sup>3</sup> Kulkarani

<sup>4</sup> Rand

<sup>5</sup> Cavitation tunnel

<sup>6</sup> Towing tank



شکل ۱-۱۹ یک نمونه استخر دینامیکی (دانشگاه پنسیلوانیا) [۱].

### ۱-۱۶-۲- روش‌های تحلیلی

برای اولین بار ریلی<sup>۱</sup> در سال ۱۹۱۷ یک تحلیل ریاضی در مورد رشد و نابودی حباب‌ها ارائه کرد. رابطه ریاضی ارائه شده که در حالت کلی معادله ریلی- پلست<sup>۲</sup> نامیده می‌شود اساسی‌ترین رابطه تحلیلی توصیف کننده دینامیک غیر خطی و گذرای حباب است.

افورس<sup>۳</sup> با استفاده از نگاشت‌های همدیس<sup>۴</sup> اولین تئوری در زمینه کاویتاسیون را در دهه ۴۰ میلادی ارائه داد. شاید بتوان گفت که عمده‌ترین بررسی‌های تحلیلی در زمینه کاویتاسیون بر اساس مبانی جریان پتانسیل بوده‌است. علت این مسئله را می‌توان در پیچیدگی‌های حل مجموعه معادلات ناویر- استوکس جستجو کرد. کوتبرت<sup>۵</sup> و استریت<sup>۶</sup> از ترکیب توابع پتانسیل چشمه<sup>۷</sup> و چاه<sup>۸</sup> بر روی محور تقارن یک جسم متقارن محوری و مدل ریابوچینسکی<sup>۹</sup> برای پیش‌بینی ناحیه کاویتی روی برخی از هندسه‌های متقارن محوری استفاده کردند. مدل ریابوچینسکی یک مدل تئوری برای شکل

<sup>1</sup> Rayleigh

<sup>2</sup> Rayleigh- Plesset

<sup>3</sup> Efors

<sup>4</sup> Conformal mapping

<sup>5</sup> Cuthbert

<sup>6</sup> Street

<sup>7</sup> Source

<sup>8</sup> Sink

<sup>9</sup> Riabouchinski

ناحیه انتهایی کاویتا (ناحیه بسته شدن کاویتا) می‌باشد. چو<sup>۱</sup> با توسعه روش استفاده شده توسط کوتبرت و استریت و همین‌طور استفاده از نظریه جسم نازک<sup>۲</sup>، از این روش برای تخمین ناحیه کاویتا بر روی هندسه‌های متقارن محوری متعددی استفاده نمود. در سال ۱۹۶۷ وید<sup>۳</sup> اثر ضخامت را روی هیدروفویل‌های صفحه‌ای - دایروی<sup>۴</sup> با تئوری خطی بررسی نمود. در سال ۱۹۷۱ لیهی<sup>۵</sup> تئوری سوپر- کاویتاسیون هیدروفویل‌های سه بعدی را ارائه نمود. بسیاری از پیشرفت‌های تئوری‌های خطی روی کارهای فوروپا<sup>۶</sup> و آکوستا<sup>۷</sup> در سال ۱۹۷۳ بوده است.

علاوه بر روابط تئوری توصیف کننده هندسه کاویتاسیون، مدل‌های تئوری متعددی برای بسته شدن سوپرکاویتا ارائه شده است. چهار مدل اصلی برای بسته شدن کاویتا عبارتند از: مدل ریابوچینسکی، مدل جت بازگشتی، مدل وو<sup>۸</sup>، و مدل گردابه‌های چرخشی تولین. در مدل ریابوچینسکی، کاویتا با یک بدنه جامد که فرض می‌شود از خارج در جریان نگه‌داشته شده است، بسته می‌شود. کاویتا و عامل خارجی بستن جریان یک ناحیه بسته را تشکیل می‌دهند که در روی آن برآیند نیروی پسا صفر است.

مدل جت بازگشتی فرض می‌کند که یک جت بازگشتی در ناحیه بسته شدن کاویتا شکل می‌گیرد. فرض می‌شود که جت‌های بازگشتی به صورت دایمی تولید می‌شوند. با توجه به این فرض، جریان‌ها که توسط جت‌های بازگشتی وارد کاویتا می‌شود به صورت پیوسته از دیواره آن خارج می‌شود. از سوی دیگر، نقطه سکونی که در این جریان شکل می‌گیرد به شدت ناپایدار است.

در مدل "وو" خطوط جریان ناحیه کاویتا به صورت دو دیواره جامد به موازات سرعت جریان آزاد امتداد داده می‌شوند و با یک دیسک عمود بر جریان بسته می‌شود. مدل گردابه‌های چرخشی تولین

<sup>1</sup> Cho

<sup>2</sup> Thin body theory

<sup>3</sup> Wade

<sup>4</sup> Plano-convex

<sup>5</sup> Leehey

<sup>6</sup> Furuya

<sup>7</sup> Acosta

<sup>8</sup> Wo

فرض می‌کند که ناحیه کاویتا با دو گردابه چرخشی که ناشی از برهم‌کنش دو شرط در ناحیه کاویتا و در ناحیه دنباله<sup>۱</sup> می‌باشد، بسته می‌شود.

### ۱-۱۶-۳ - شبیه‌سازی عددی

در مطالعات اولیه در زمینه کاویتاسیون بیشتر از تئوری‌های مربوط به جریان پتانسیل استفاده می‌شد و استفاده از مدل‌های عددی هیدرودینامیک کاویتاسیون غیر مرسوم بود. از دلایل این مساله می‌توان به پیچیدگی‌های جریان دو فازی کاویتاسیون مانند تغییرات موضعی بسیار شدید در چگالی مایع تراکم ناپذیر در اثر وقوع کاویتاسیون، وجود مرزهای متحرک بین دو فاز و لزوم مدل‌سازی تغییر فاز اشاره کرد. استفاده از قدرت محاسباتی کامپیوتر در حل عددی کاویتا توسط گلدن<sup>۲</sup> در سال ۱۹۷۵ آغاز شد. وی تئوری خطی گرس<sup>۳</sup> را برای صفحه صاف بکار گرفت [۳۶].

روش‌های حل عددی معادلات ناویر-استوکس برای جریان‌های با کاویتاسیون به دو دسته کلی تقسیم می‌شوند: روش‌های ردیابی مرز مشترک<sup>۴</sup> و روش‌های جریان تعادلی همگن<sup>۵</sup>. در ادامه دورنمایی کلی از مدل‌سازی‌های عددی به انجام‌رسیده براساس حل معادلات ناویر-استوکس آورده می‌شود:

کوبوتا<sup>۶</sup> و همکارانش در سال ۱۹۹۲ کاویتاسیون ابری را بر روی هیدروفویل‌ها به صورت عددی با استفاده از معادلات ریلی-پلست بررسی کردند [۳۲]. چن و هیسر<sup>۷</sup> در سال‌های ۱۹۹۴ و ۱۹۹۸ نتایج حل عددی خود را پیرامون توزیع فشار بر روی هندسه‌های متقارن محوری بدست آوردند [۳۷]. سینگال<sup>۸</sup> و همکارانش در سال ۲۰۰۱ توزیع فشار و ضریب تخلیه برای آریفیس‌ها و هیدروفویل‌ها بر اساس معادلات کسر حجمی بخار محاسبه کردند [۳۱]. کانز<sup>۹</sup> و همکارانش در سال ۲۰۰۰ بر روی حل عددی توزیع فشار پیرامون اجسام متقارن محوری با استفاده از معادلات کسر حجمی همراه با

<sup>1</sup> Wake

<sup>2</sup> Golden

<sup>3</sup> Grest

<sup>4</sup> Surface tracking method

<sup>5</sup> homogenous equilibrium flow model

<sup>6</sup> Kubota

<sup>7</sup> Chen and Heister

<sup>8</sup> Singhal

<sup>9</sup> Kunz

معادلات پیوستگی و مُمنتوم تحقیقاتی انجام دادند [۳۸]. در ادامه آهوگا<sup>۱</sup> و همکارانش و ادوارد و همکارانش نیز در سال ۲۰۰۰ به شبیه‌سازی عددی جریان کاویتاسیونی پیرامون هیدروفویل‌ها و هندسه‌های با تقارن محوری با اعداد رینولدز متفاوت پرداختند. ونکاتسواران<sup>۲</sup> و همکارانش در سال ۲۰۰۱ به بحث و بررسی روش‌های عددی ارائه شده توسط کانز و همکاران و همچنین روش عددی آهوگا و همکاران پرداخته و با استفاده از این روش‌ها به توزیع فشار در اجسام با تقارن محوری را بررسی کردند. آنجلو کروون<sup>۳</sup> و همکارانش در سال ۲۰۰۶ به تحلیل عددی توزیع ضریب فشار بر روی هیدروفویل NACA0015 با عدد رینولدز ثابت  $5 \times 10^5$  با استفاده از معادلات انتقال جرم پرداختند. پالائو سالوادور<sup>۴</sup> و همکارانش در سال ۲۰۰۷ مدل‌سازی عددی جریان کاویتاسیون را در آریفیس حلقوی، مستطیلی، همچنین نازل‌های حلقوی و مستطیلی و ونتوری مستطیلی با استفاده از معادلات کسر جرمی بخار انجام دادند. میتجا مورگات<sup>۵</sup> و همکارانش در سال ۲۰۱۱ به مقایسه مدل‌های انتقال جرم برای پیش‌بینی پدیده کاویتاسیون صفحه‌ای پیرامون یک هیدروفویل با استفاده از شبیه‌سازی عددی پرداختند [۳۹].

با توجه به روندی که در تحقیقات قبلی ذکر شد، مشاهده می‌شود که کارهای عددی انجام شده با افزایش استفاده از مدل‌های انتقال جرم در سال‌های اخیر همراه است. از جمله نقاط ضعف این مدل‌ها استفاده از ضرایب تجربی برای تصحیح حل عددی می‌باشد که این ضرایب برای هندسه‌های مختلف دارای مقادیر متفاوتی می‌باشند. از جمله فرضیات دیگر درباره مدل‌های انتقال جرم این است که این مدل‌ها فشار بحرانی را در طول حل مقداری ثابت در نظر می‌گیرد و حال آنکه فشار بحرانی تابعی از دما بوده و در هر لحظه مقداری متفاوت از قبل را دارا می‌باشد. با توجه به تأثیر زیادی که پدیده کاویتاسیون در صنعت می‌گذارد و از طرفی هزینه زیادی که یک آزمایش برای پیش‌بینی پدیده

---

<sup>1</sup> Ahuja

<sup>2</sup> Venkateswaran

<sup>3</sup> Angelo Cervone

<sup>4</sup> Palau-Salvador

<sup>5</sup> Mitja Morgut

کاویتاسیون چه از لحاظ زمانی و چه از لحاظ اقتصادی بر جا می‌گذارد، اهمیت حل عددی برای بررسی این پدیده مشخص می‌گردد.

حال هر چه نتایج حاصل از حل عددی مدل‌ها به واقعیت فیزیکی مسئله نزدیک‌تر باشد، نشان-دهنده قدرت آن مدل در پیش‌بینی این پدیده می‌باشد. برای رسیدن به این مقصود سه مدل انتقال جرم که در کارهای اخیر دارای اقبال بیشتری بوده‌اند، انتخاب شده و مقایسه‌ای بین نتایج گرفته شده از حل عددی با استفاده از هر یک از این مدل‌ها و نتایج آزمایشگاهی موجود انجام پذیرفته است.

در ادامه با توجه به این که این مدل‌ها فشار بحرانی را مقداری ثابت در نظر می‌گیرند ولی در واقعیت این مقدار تابعی از دما می‌باشد، با اضافه کردن معادله آگوست-مگنوس<sup>۱</sup> که تأثیر دما(بر حسب کلوین) بر فشار بحرانی را نشان می‌دهد؛ مدل‌های تصحیح شده‌ای که توانایی داشتن فشار بحرانی متناسب با دمایی که در آن لحظه در آن قرار دارد، ایجاد گردیده است و در انتها مقایسه‌ای میان نتایج بدست آمده از حل عددی این مدل‌ها با افزودن تأثیر کمیت دما و نتایج بدست آمده از حل عددی مدل‌ها بدون تأثیر دما و نتایج آزمایشگاهی موجود پرداخته شده است. [به جدول موجود در پیوست ۱ مراجعه گردد]

---

<sup>1</sup> August-Roche-Magnus

## **فصل ۲. بررسی معادلات اساسی حاکم بر**

**پدیده کاویتاسیون**

## ۲-۱- معادلات حاکم بر حجم سیال

در پی وقوع پدیده کاویتاسیون مقداری از مایع به گاز تبدیل می‌شود، این پدیده به علت کاهش فشار مایع تا رسیدن به میزان فشار حد می‌باشد و در این موقع است که تغییر فاز رخ می‌دهد. فاصله بین مایع و گاز در اصطلاح، سطح آزاد نامیده می‌شود. در پدیده کاویتاسیون، مرز ناحیه کاویتا یک سطح آزاد بین دو فاز مایع و بخار آن می‌باشد.

برای بررسی روابط حاکم بر حجم کنترل سیال نیاز به ابزارهایی است که می‌بایست توسط حساب-دیفرانسیل و انتگرال مهیا گردند. در این بخش با استخراج معادله انتقال عمومی، ارتباط بین حجم کنترل‌های متحرک با سرعت دلخواه و جرم کنترل‌ها بدست می‌آید. این موضوع از اهمیت بالایی برخوردار می‌باشد، زیرا معادلات اساسی مکانیک همگی برای سیستم (جرم کنترل) نوشته شده‌اند و از سوی دیگر بررسی سیال در حجم کنترل انجام می‌پذیرد. بنابراین ابزاری برای این تبدیل مورد نیاز است که قضیه انتقال عمومی آن را در اختیار می‌گذارد. با استفاده از قضیه انتقال عمومی، قوانین بقای جرم و ممنتوم خطی برای حجم کنترل سیال که با سرعت دلخواه جابجا می‌گردد، نوشته شده و بدین ترتیب معادلات اساسی حاکم بر جریان یعنی معادلات پیوستگی و ناویر-استوکس بدست می‌آیند [۳۱].

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot U = \dot{m} \left( \frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_g} \right) \quad (1-2) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho U) + \nabla \cdot (\rho U U) = -\nabla P + \nabla \cdot [(\mu + \mu_t)(\nabla U + (\nabla U)^T)] \quad (2-2) \\ \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\gamma U) = \frac{\dot{m}}{\rho_l} \quad (3-2) \end{array} \right.$$

در معادلات مذکور فازها غیرقابل تراکم در نظر گرفته شده‌اند و همه فازها در سرعت اولیه  $U$  سهیم هستند. معادلات بالا به ترتیب، معادله پیوستگی، معادله ممنتوم برای مخلوط مایع-بخار و معادله کسر حجمی برای فاز مایع می‌باشند.

علاوه بر این در این معادلات، کمیت  $U$  [m/s] سرعت مخلوط در متوسط زمان را بیان می‌کند و-  
 $P$  [Pa] بیانگر فشار متوسط بوده و  $\dot{m}$  [Kg/s] نیز نرخ انتقال جرم درحین تغییر فاز در طی



کاویتاسیون را نشان می‌دهد.  $\mu_l$  (kg/ms) لزجت ناشی از آشفتگی می‌باشد و  $\alpha_l$  و  $\alpha_v$  به ترتیب نشان دهنده کسر حجمی مایع و بخار می‌باشند، که به صورت زیر تعریف می‌گردند:

$$\alpha_v = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_{total}} \quad , \quad \alpha_l = \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_{total}} \quad (۴-۲)$$

و  $\dot{m}_{total}$  هم عبارتست از نرخ جریان کلی:

$$\dot{m}_{total} = \dot{m}_l + \dot{m}_v \quad (۵-۲)$$

از طرفی رابطه‌ای به صورت زیر بین دو عبارت  $\gamma$  و  $\alpha$  برقرار می‌باشد:

$$\alpha_g + \alpha_l = 1 \quad (۶-۲)$$

پس به این ترتیب  $\rho$  و  $\mu$  مربوط به کل مخلوط به صورت زیر نشان داده می‌شود:

$$\begin{cases} \rho = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_v & (۷-۲) \\ \mu = \alpha_l \mu_l + (1 - \alpha_l) \mu_v & (۸-۲) \end{cases}$$

در این مطالعه فرض شده است که انتقال جرم مخصوص در جهت بخار به مایع مثبت است.

## ۲-۲- معرفی جریان‌های کاویتاسیون از دیدگاه مدل‌سازی عددی

از دیدگاه مدل‌سازی عددی، جریان‌های کاویتاسیون، جریان‌هایی دوفازی هستند که در آنها تغییر فاز رخ می‌دهد. در جریان‌های دوفاز معمولی نظیر مدل‌سازی سطح آزاد تلاش‌هایی که صورت می‌گیرد، بیشتر در راستای مدل‌سازی سطح آزاد و تعیین دقیق این مرز است اما در مدل‌سازی کاویتاسیون بیشتر تلاش‌ها در راستای مدل‌سازی دقیق تغییر فاز با توجه به کمیت‌های تأثیرگذار بر این پدیده است. اهداف کلی مدل‌سازی کاویتاسیون را می‌توان بدین صورت معرفی نمود: نخست تعیین دقیق نقطه شکل‌گیری اولین حباب‌ها و در ادامه تعیین نحوه رشد و گسترش حباب‌ها و تشکیل ناحیه کاویتی و در انتها بررسی نحوه جدا شدن حباب‌ها از روی سطح و از انتهای ناحیه کاویتی. در این میان جدا شدن حباب‌ها از روی سطح توأم با تشکیل گردابه‌هایی در انتهای کاویتی است که مدل‌سازی این کمیت به همراه پدیده جت بازگشتی از نکاتی است که ذهن محققان مربوطه را به خود مشغول ساخته است.

مدل‌سازی کاویتاسیون همانند سایر مدل‌سازی‌های سیالاتی، در حالت کلی، در دو دیدگاه تراکم-پذیری و تراکم‌ناپذیری قابل بررسی است. در جریان‌هایی که در آنها عدد ماخ کوچک است (کمتر از ۰/۳-

می‌توان از آثار تراکم‌پذیری صرف‌نظر نمود و با فرض تراکم‌ناپذیری ترکیب از مدل‌های تراکم‌ناپذیر استفاده نمود. اما در جریان‌های سرعت بالا و جریان‌هایی که در آنها عدد ماخ بزرگ است (بزرگتر از ۰/۳) دیگر نمی‌توان جریان را تراکم‌ناپذیر در نظر گرفت و بایستی از الگوریتم‌هایی استفاده گردد که آثار تراکم‌پذیری را محاسبه نمایند.

در حالت کلی دو الگوریتم کلی برای حل جریان‌های کاویتاسیون با توجه به پیچیدگی‌های موجود، مورد استفاده قرار می‌گیرد این الگوریتم‌ها شامل الگوریتم تراکم‌پذیری مصنوعی و الگوریتم تصحیح چگالی است. این میان روش‌های مشابه دیگری نیز توسط عده‌ای از محققان مورد استفاده قرار می‌گیرد اما با توجه به محدودیت‌های موجود در این روش‌ها، این روش‌ها چندان فراگیر نشده‌اند. یکی دیگر از مواردی که در جریان‌های کاویتاسیون بایستی مد نظر قرار گیرد اختلاف قابل توجه چگالی بین دو فاز است. بدین جهت می‌بایست از الگوریتم‌هایی استفاده گردد که دارای پایداری مناسبی در این مورد باشند. در نهایت می‌توان بر این نکته تأکید کرد که در حالت کلی به دو طریق می‌توان مدل‌سازی کاویتاسیون را انجام داد، که یکی استفاده از معادله انتقال کسر حجمی یا کسر جرمی و دیگری استفاده از معادله حالت می‌باشد. با توجه به قابلیت‌های متعدد مدل‌هایی که از معادله انتقال کسر حجمی استفاده می‌کنند این دسته از مدل‌ها بیشتر مورد استفاده قرار گرفته‌اند.

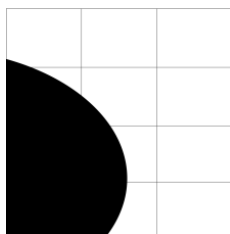
## ۲-۳- مدل انتقال کسر حجمی<sup>۱</sup>

روش نسبت حجمی نخستین بار توسط هارت و نیکولاس در سال ۱۹۸۱ ارائه شد. این روش برای مدل‌سازی دو یا چند فاز که از سیال‌های غیر قابل حل‌شونده در یکدیگر تشکیل شده باشد، مورد استفاده قرار می‌گیرد. این روش زمانی مورد استفاده قرار می‌گیرد که یافتن مرز بین فازها مد نظر باشد. معادلات حاکم بر جریان سیال به طور کلی عبارت از معادلات بقای ناویر- استوکس و پیوستگی می‌باشند. در حالتی که جریان همراه با کاویتاسیون وجود داشته باشد، مدل‌سازی کاویتاسیون از اهمیت بالایی برخوردار بوده و با توجه به ماهیت مسأله و اهمیت مدل‌سازی پدیده‌های مختلف انتخاب

<sup>۱</sup> VOF (Volume Of Fluid)

رویکرد مناسب مدل‌سازی کاویتاسیون مطرح می‌شود. مانند دیگر روش‌های شبیه‌سازی چند فاز، مشکل اساسی در این است که در نظر گرفتن لایه‌ای به نازکی آنچه در طبیعت، بین فازها وجود دارد در عمل امکان‌پذیر نیست. نفوذ مصنوعی و عددی ایجاد شده باعث می‌شود که مرزهای غیر دقیقی به وجود بیایند. ساده‌ترین روش برای ترمیم این مشکل استفاده از روش‌های مخصوص تفاضلی است. از روش  $VoF$  برای شبیه‌سازی پدیده‌های چند فاز مختلفی از جمله جریان‌های دارای سطح آزاد، شبیه‌سازی جت‌ها و نیز شبیه‌سازی کاویتاسیون استفاده می‌گردد. این روش دارای کاربردهایی همچون پیش‌بینی برگشت جت، بررسی حرکت حباب‌های بزرگ داخل مایع، بررسی رفتار مایع پس از دریچه سد و در نهایت بررسی مرز مشترک بین ترکیب‌های مایع-گاز است.

روش حجم سیال یا  $VoF$  نیاز به تعریف و حل یک معادله انتقال اضافی برای مشخص شدن درصد هر یک از سیالات را مرتفع می‌کند. اساس روش بر این استوار است که متغیری که نشان‌دهنده نسبت حجم یکی از فازها به کل است، خصوصیات فازها را مشخص می‌کند [۴۰]. در این روش:



۱- حباب‌ها بزرگتر از سایز شبکه‌ها می‌باشند.

۲- دو فاز دارای یک حد فاصل می‌باشند.

نتیجه‌ای که از این مدل حاصل می‌گردد، عددی مثل  $\alpha$  خواهد بود که بیانگر نسبت حجمی دو فاز سیال درون هر یک از سلول‌های محاسباتی می‌باشد. بدین ترتیب و برای مثال  $\alpha = 1$  نشان‌دهنده پر بودن حجم کنترل از مایع و  $\alpha = 0$  بیانگر پر بودن حجم کنترل از گاز خواهد بود.

محیط جریان به سه بخش تقسیم می‌شود:

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{سیال اول} \\ 0 & \text{سیال دوم} \\ 0 < \alpha < 1 & \text{منطقه گذار بین دو فاز} \end{cases}$$

طرح‌های مختلفی بر اساس روش فوق یعنی استفاده از معادله انتقال کمیت اسکالر سطح آزاد<sup>۱</sup>، وجود دارد می‌توان دو سیال را به صورت یک سیال موثر با خواص متغیر در نظر گرفت:

$$\rho = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_v \quad , \quad \mu = \alpha_l \mu_l + (1 - \alpha_l) \mu_v$$

که در اینجا  $l$  و  $v$  بیانگر دو فاز است. در این حالت فصل مشترک به عنوان یک مرز در نظر گرفته نشده و شرط مرزی بر روی آن اعمال نمی‌شود، بلکه به عنوان یک غیر پیوستگی در خواص سیال ظاهر می‌گردد. از دیگر روش‌های حجمی مدل‌سازی سطح آزاد می‌توان به روش تعیین سطح اشاره نمود که توسط اوشر و ستیان ارائه گردیده است.

تابع تعیین سطح به صورت فاصله نقاط از سطح آزاد تعریف شده و علامت کمیت  $\varphi$  بیانگر نوع سیال خواهد بود. لازم به ذکر است که در این حالت نیز  $\varphi$  از معادله انتقال مشابه حالت قبل پیروی می‌کند. در این حالت تبدیل دو فاز سیال سریع اتفاق افتاده و مشکلاتی در هنگام محاسبات بوجود می‌آید. برای حل این مشکل لایه‌ای را به عنوان ضخامت منطقه گذر بین دو فاز تعریف می‌کنند.

## ۲-۴- مدل ردیابی مرز مشترک<sup>۱</sup>

در روش‌های ردیابی مرز مشترک، برای ناحیه کاویتا فشار ثابتی برابر فشار بخار جریان مایع فرض شده و محاسبات فقط برای فاز مایع انجام می‌شود. فرض فشار ثابت برای ناحیه کاویتا از لحاظ تجربی تأیید شده است. مرز دو فاز با استفاده از این فرض قابل ردیابی بوده ولی تعیین شکل کاویتا نیاز به استفاده از یک مدل برای هندسه دنباله دارد. این روش‌ها قابلیت شبیه‌سازی جریان‌هایی که رشد و جدایش حباب‌ها در آنها رخ می‌دهد را ندارند و فقط برای مدل‌سازی کاویتاسیون صفحه‌ای در مسائل دو بعدی یا متقارن محوری قابل استفاده می‌باشند.

<sup>1</sup> Interface Tracking Model

## ۲-۵- مدل ریاضی کاویتاسیون بر اساس رویکرد حجمی مدل سازی

در پدیده کاویتاسیون، جرم حجمی و لزجت سیال در گذر بین دو فاز تغییرات پیوسته‌ای داشته و این مسئله برای معادلات حاکم بر جریان که به کمیت‌های پیوسته نیاز دارند، مناسب است.

همان‌گونه که از تعریف کمیت مشخصه  $\alpha$  بر می‌آید، می‌توان آن را یک کمیت لاگرانژی برای سیال در نظر گرفت. مقدار  $\gamma$  برای هر سیال مشخص است.

معادله پیوستگی:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c) = 0 \quad (9-2)$$

و با استفاده از تعریف :

$$\rho = \gamma \rho_l + (1 - \gamma) \rho_v \quad (10-2)$$

با جایگزینی تعریف فوق در معادله پیوستگی:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\gamma \rho_l + (1 - \gamma) \rho_v)}{\partial t} + \nabla \cdot ((\gamma \rho_l + (1 - \gamma) \rho_v) c) &= 0 \\ \rightarrow (\rho_l - \rho_v) \left[ \frac{\partial \gamma}{\partial t} \right] + (\gamma \rho_l + (1 - \gamma) \rho_v) \nabla \cdot c + c \nabla \cdot (\gamma \rho_l + (1 - \gamma) \rho_v) &= 0 \\ \rightarrow (\rho_l - \rho_v) \left[ \frac{\partial \gamma}{\partial t} \right] + (\rho_l - \rho_v) \gamma \nabla \cdot c + \rho_v \nabla \cdot c + c (\rho_l - \rho_v) \nabla \cdot \gamma &= 0 \\ \rightarrow (\rho_l - \rho_v) \left[ \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\gamma c) \right] - (\rho_l - \rho_v) c \nabla \cdot \gamma + \rho_v \nabla \cdot c + c (\rho_l - \rho_v) \nabla \cdot \gamma &= 0 \\ \rightarrow (\rho_l - \rho_v) \left[ \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\gamma c) \right] + \rho_v \nabla \cdot c &= 0 \end{aligned} \quad (11-2)$$

همانطور که پیشتر بیان گردید، به منظور مدل‌سازی تغییر فاز می‌بایست عبارتی در سمت چپ معادله انتقال کسر حجمی قرار گیرد. این عبارت تعیین‌کننده نحوه و نرخ تغییر فاز بین هر یک از فازها خواهد بود. در جریان‌های دو فاز که تغییر فاز حضور ندارد، مثل سطح آزاد؛ با صرف‌نظر کردن از سلول‌هایی که بر روی مرز قرار دارند، می‌توان از تغییرات چگالی صرف‌نظر نمود و معادله دیورژانس سرعت برابر صفر را معادل معادله بقای جرم دانست. اما در مواردی که تغییر فاز وجود دارد، دیگر نمی‌توان از

تغییرات چگالی صرف نظر نمود. بنابراین در جریان‌های دو فاز به همراه تغییر فاز دیورژانس سرعت برابر صفر خواهد بود.

با تعریف کردن مقادیر  $S_\alpha$  و  $S_m$  به عنوان عبارت‌های چشمه معادلات انتقال کسر حجمی و دیورژانس سرعت:

$$\begin{cases} \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\gamma c) = S_\alpha & (12-2) \\ \nabla \cdot c = S_m & (13-2) \end{cases}$$

و با جایگذاری معادلات (12-2) و (13-2) در معادله (11-2) داریم:

$$(\rho_l - \rho_v) [S_\alpha] + \rho_v [S_m] = 0 \quad (14-2)$$

با مرتب کردن مقدار  $S_m$  بر حسب  $S_\alpha$  داریم:

$$S_m = \frac{(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v} S_\alpha \quad (15-2)$$

همان‌گونه که دیدیم، رابطه‌ای برای عبارت چشمه معادله انتقال کمیت اسکالر کسر حجمی بدست آوردیم که مقدار آن را به دیورژانس سرعت مربوط می‌کند. در ادامه به کمک تئوری‌های مختلف موجود برای مدل‌سازی کاویتاسیون که رابطه‌های مختلفی برای  $S_\alpha$  پیشنهاد می‌کنند، قادر خواهیم بود تا مقدار  $S_m$  را بدست آوریم. بدین شکل با کامل شدن مجموعه معادله‌های حاکم بر سیستم، دستگاه معادلات قابل حل خواهد بود. در فصل بعد با معرفی معادله انتقال کسر حجمی و نحوه مدل‌سازی تغییر فاز، تأثیرات تغییر فاز بر روی جریان و نحوه اعمال آن خواهد شد.

## ۲-۶- تأثیر آشفستگی در پدیده ابر کاویتاسیون

امروزه آشفستگی به عنوان یکی از پیچیده‌ترین مسائل فیزیک جدید شناخته می‌شود. این در حالی است که هنوز تحقیقات در این زمینه از پیچیدگی‌های موجود در مقیاس فیزیک مولکولی بسیار دور می‌باشد. واقعیت آن است که تا به امروز کسی نمی‌داند که در یک لحظه چگونه جریانی در محدوده رینولدز بحرانی پس از ناحیه گذار به آشفته تبدیل می‌شود. همچنین با بزرگترین ابررایانه‌های امروزی

نمی‌توان به طور دقیق نیروی پسا بر روی یک جسم نظیر ماشین یا یک هواپیما را حساب کرد. از زمان ریچاردسون به کمک روش‌های عددی توانستند که با یک روش مشخص، معادلات حرکت با شرایط اولیه داده شده، با اعمال شرایط مرزی، بر پایه بقا ممنتوم و انرژی را حل کنند. با این حال برای چنین حل‌هایی در حالت دقیق نیاز به قدرت بسیار زیاد محاسبات وجود دارد و شبیه‌سازی‌ها تنها برای رینولدزهای پایین میسر می‌باشد.

مطالعات بر روی پدیده کاویتاسیون در ابتدا به حل میدان پتانسیل جریان محدود می‌شد. اما با پیشرفت روش‌های محاسبات عددی و توان پردازش رایانه‌ها در میان محققان تمایل به حل معادلات ناویر-استوکس گسترش یافت. روش‌های محاسباتی که استفاده می‌گردند در حوزه معادلات میانگین رینولدز ناویراستوکس<sup>۱</sup> و روش‌های شبیه‌سازی مستقیم عددی<sup>۲</sup> می‌باشند. اما در اینجا ذکر این نکته لازم است که برای محاسبه سرعت در یک نقطه تأثیرات چندین میلیون نقطه تأثیرگذار باید لحاظ شوند. به طور کلی بیشتر مسائل مطرح در حوزه‌های صنعتی، اعم از پدیده‌های طبیعی و یا آنچه در آزمایش‌ها روی می‌دهد، در محدوده اعداد رینولدز بسیار بزرگی است که عملاً امکان حل آنها با روش شبیه‌سازی مستقیم عددی وجود ندارد [۴۱].

## ۲-۷- مدل‌های آشفتگی کلاسیک

یک مدل آشفتگی عبارتست از یک رویه محاسباتی برای بستن سیستم معادلات جریان متوسط، بگونه‌ای که کم و بیش بخش وسیعی از مسائل جریان را بتوان حل کرد. برای بیشتر مسائل مهندسی لازم نیست که جزئیات نوسانات آشفته لحاظ شود و معمولاً فقط آثار آشفتگی روی جریان متوسط در نظر گرفته می‌شود. یک مدل آشفتگی در کد عددی باید دارای کاربرد وسیع، دقیق، ساده و از نظر اقتصادی قابل اجرا باشد. معمولترین مدل‌های آشفتگی بر اساس معادلات میانگین‌گیری شده زمانی

<sup>۱</sup> RANS; Reynolds Averaged Navier Stokes

<sup>۲</sup> DNS; Direct Numerical Solution

رینولدز عبارتند از مدل‌های صفر معادله‌ای مانند مدل طول مخلوط، مدل تنش جبری، مدل‌های دو معادله‌ای مانند  $k-\varepsilon$  و  $k-\omega$  که در ذیل به معادلات مدل  $k-\varepsilon$  به عنوان نمونه اشاره می‌شود.

### ۲-۷-۱ مدل $K-\varepsilon$

در این مدل دو معادله انتقال، یکی برای انرژی جنبشی  $k$  و دیگری برای نرخ استهلاک انرژی جنبشی آشفته  $\varepsilon$  بصورت همزمان حل می‌شوند. مدل استاندارد  $k-\varepsilon$  مدلی نیمه تجربی می‌باشد و شامل دو معادله زیر است [۳].

$$\rho_f \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho_f \varepsilon - Y_M \quad (۱۶-۲)$$

$$\rho_f \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + G_{3k} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho_f \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (۱۷-۲)$$

پنج ثابت مربوط به مدل از کارهای تجربی بدست آمده است و بصورت زیر گزارش شده است.

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3$$

در نتیجه حل معادلات (۱۶-۲) و (۱۷-۲) مقدار انرژی جنبشی و تلفات انرژی مشخص می‌شود

که با استفاده از آنها می‌توان لزجت مربوط به جریان مغشوش را بصورت زیر محاسبه کرد:

$$\mu_t = \rho_f C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (۱۸-۲)$$



## فصل ۳. شیه سازی عددی کاویتاسیون

### ۳-۱- پیش درآمدی بر انواع مدل های موجود

برای شبیه سازی کاویتاسیون نیاز به شبیه سازی جریان های چند فاز داریم. روش های گوناگونی برای مطالعه جریان های چند فاز موجود است. در این بخش به بررسی اجمالی مدل های مختلف می-پردازیم تا بر پایه آن مدل مناسبی برای شبیه سازی کاویتاسیون ارائه کنیم. باید توجه داشت که سعی بر آن است تا به روش های مختلف شبیه سازی جریان های چند فاز از دیدگاه کاویتاسیون نگریسته شود. به همین دلیل به حباب ها و سطوح آزاد بیشتر بها داده خواهد شد.

این مدل ها از مدل های ساده ای که تنها حباب های مجزا را در نظر می گرفتند آغاز و در نهایت به مدل هایی که قابلیت مدل سازی این پدیده در تمامی سرعت ها و با نسبت های چگالی مختلف را دارند ختم می شوند. به طور کلی سه دسته اصلی را می توان به عنوان شاخه های اصلی مدل سازی کاویتاسیون برشمرد. این سه شاخه عبارتند از:

۱- مدل های پتانسیل

۲- مدل های ترمودینامیکی

۳- مدل های جریان لزج

✓ مدل ریلی- پلست

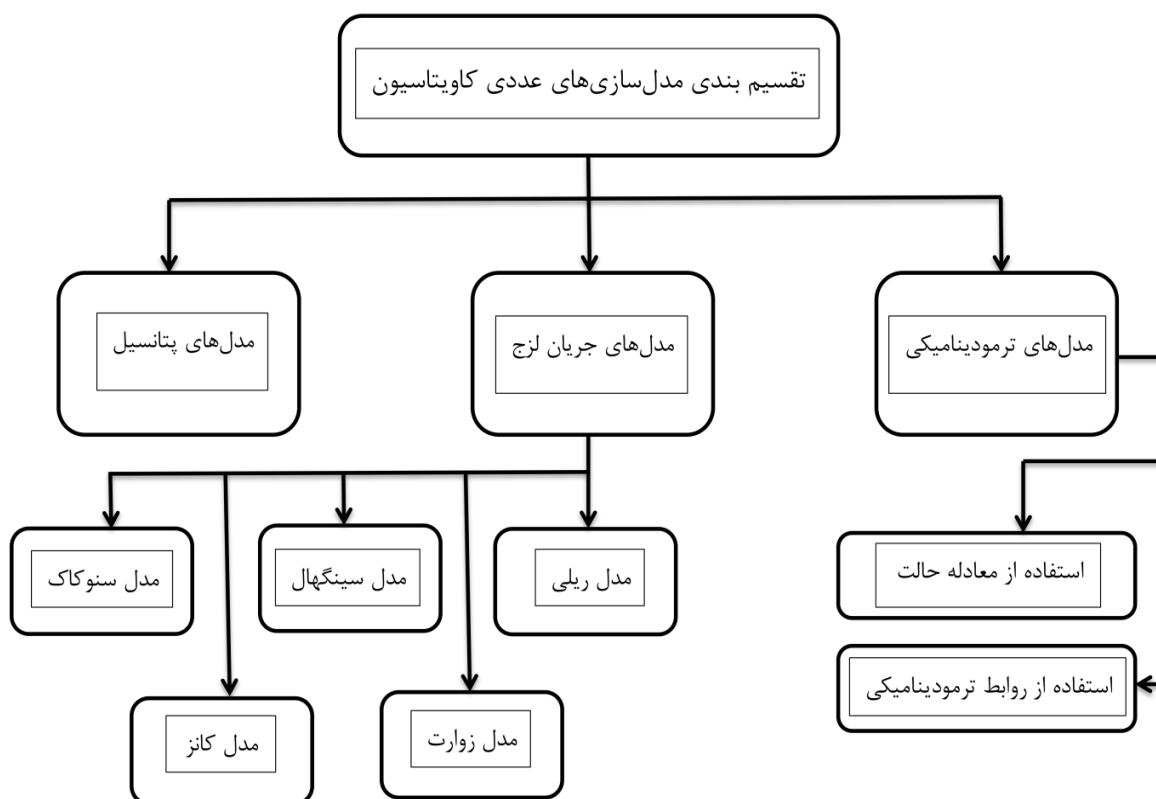
✓ مدل سینگال

✓ مدل کانز

✓ مدل سنوکاک

✓ مدل زوارت

در شکل زیر دسته بندی مدل های مختلف مورد استفاده در مدل سازی کاویتاسیون قابل مشاهده است.



شکل ۳-۱ دسته بندی مدل های مختلف مورد استفاده در مدل سازی کاویتاسیون

### ۳-۲- مدل های ترمودینامیکی

#### ۳-۲-۱- معادله حالت ترمودینامیکی

از یک منظر، برای بررسی پدیده کاویتاسیون از یک معادله حالت ترمودینامیکی استفاده می شود. بعنوان مثال می توان از یک معادله حالت باروتروپیک که میدان چگالی متغیر را به فشار موضعی ارتباط می دهد، استفاده کرد. یا اینکه از یک معادله دیفرانسیل وابسته به زمان و چگالی برای این منظور سود جست. ونتیکز<sup>۱</sup> و زابیراس<sup>۲</sup> از معادله حالت آب- بخار برای مدل سازی دینامیک کاویتاسیون با فرض تراکم پذیر بودن دو فاز مایع و بخار استفاده کردند [۴۲]. چن<sup>۳</sup> و هستر<sup>۱</sup> [۳۷] یک

<sup>۱</sup> Ventikos

<sup>۲</sup> Tzabiras

<sup>۳</sup> Chen

معادله دیفرانسیل وابسته به زمان و فشار برای چگالی ارائه کردند. ادواردز<sup>۲</sup> و همکارانش [۴۳] علاوه بر معادلات ناویر استوکس، معادله انرژی را نیز حل کردند. کوبوتا<sup>۳</sup> و همکارانش [۴۴] معادله ریلی-پلست<sup>۴</sup> را به همراه معادلات جریان برای به دست آوردن نسبت حجمی بخار براساس تغییرات شعاع حبابها حل کردند. در این روش چگالی در هر سلول از شبکه بر مبنای نسبت حجمی محاسبه می‌شود. به دلیل ماهیت ناپایای معادله ریلی-پلست، مدل مرجع اخیر محدود به حالت کاویتاسیون ناپایای ابری می‌باشد و به دلیل وابستگی زیاد فشار و چگالی، این مدل نسبتاً ناپایدار بوده و توانایی رسیدن به معیارهای همگرایی پایین را ندارد.

استفاده از معادله حالت برای محاسبه چگالی دارای محدودیت‌هایی می‌باشد. به طور کلی، آزمایش‌های تجربی زیادی برای به دست آوردن رابطه فشار-چگالی لازم است تا بتوان جواب‌های عددی همگرا شده و فیزیکی به دست آورد. این پیچیدگی‌های عددی باعث شده است که استفاده از معادله حالت در روش‌های عددی بررسی پدیده کاویتاسیون محدود شود.

### ۳-۲-۲- مدل‌های مبتنی بر روابط ترمودینامیکی

در تکامل مدل‌های عددی دینامیک کاویتاسیون در روش‌های جریان تعادلی همگن، مدل‌هایی مبتنی بر معادله انتقال<sup>۵</sup> یا به اختصار (TEM) ارائه شده است [۴۵]. در این روش‌ها از یک رابطه ترمودینامیکی مشخص برای تعریف چگالی متغیر مخلوط استفاده نمی‌شود بلکه یک معادله انتقال برای نسبت حجمی یا جرمی مایع (یا بخار) به همراه جمله چشمه برای مدل‌سازی انتقال جرم حل می‌شود و چگالی مخلوط براساس نسبت حجمی یا جرمی هر فاز محاسبه می‌شود. یک مزیت آشکار

<sup>۱</sup> Heister

<sup>۲</sup> Edwards

<sup>۳</sup> Kubota

<sup>۴</sup> Rayleigh - Plesset

<sup>۵</sup> Transport Based Equation Model

این مدل، ماهیت انتقال پذیری<sup>۱</sup> آن است که امکان مدل سازی اثر اینرسی بر کاویتاسیون را فراهم می کند. دو مسأله مهم در مورد مدل های مبتنی بر معادله انتقال قابل ملاحظه می باشد:

(۱) انتخاب مدل مناسب انتقال جرم بین دو فاز که به صورت جمله چشمه در معادله انتقال ظاهر می شود، (۲) انتخاب روش عددی حل معادله انتقال.

### ۳-۳- مدل های جریان لزج

مدل کاویتاسیون در حالت پایه خود برای مدل سازی دو سیال که به یکدیگر قابل تبدیل هستند، طراحی شده است. به منظور مدل سازی شکل گیری، توسعه و جدا شدن فاز بخار روش های متعددی مورد استفاده قرار می گیرد. در این مدل ها یک معادله مُنتوم برای سیال همگن حل می شود. همچنین معادله پیوستگی سیال اولیه (مایع) برای بدست آوردن رابطه مناسب برای تصحیح فشار مورد استفاده قرار می گیرد. در واقع می توان اینگونه بیان داشت که مدل کاویتاسیون همان مدل *VOF* با در نظر گرفتن تبدیل شدن فازها به یکدیگر می باشد. هر یک از مدل هایی که در ادامه به آنها اشاره می گردد، دو مقدار را برای مدل سازی تغییر فاز ارائه می کنند. یکی از این مقادیر بیان کننده مقدار فاز بخاری است که از تبدیل مایع به بخار شکل می گیرد و دیگری بیان کننده مقدار فاز بخاری است که به مایع تبدیل می شود و در نهایت بر جرم مایع می افزاید.

### ۳-۳-۱- مدل ریلی یا دینامیک حباب

برای اولین بار ریلی<sup>۲</sup> (۱۹۱۷) یک تحلیل ریاضی در مورد رشد و نابودی حبابها ارائه کرد. به کمک این مدل عبارت مورد نیاز برای محاسبه تغییر فاز قابل محاسبه خواهد بود. رابطه ریاضی ارائه شده در حالت کلی معادله ریلی - پلست<sup>۳</sup> نامیده می شود و اساسی ترین رابطه تحلیلی توصیف کننده دینامیک غیر خطی و گذرای حباب است. این معادله برای یک حباب کروی به صورت زیر است [۳۴]:

<sup>۱</sup> Convective

<sup>۲</sup> Rayleigh

<sup>۳</sup> Rayleigh-Plesset

$$\rho_l \left( R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) = P_b - P \quad (1-3)$$

در این رابطه،  $\dot{R}$  و  $\ddot{R}$  به ترتیب اولین و دومین مشتق زمانی بوده،  $P$  بیانگر فشار مایع و  $\gamma$  کشش سطحی می‌باشد.  $P_b$  فشار داخل حباب می‌باشد که از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$P_b = P_v + P_g - \frac{2T}{R} - 4\mu_l \frac{\dot{R}}{R} \quad (2-3)$$

در عبارت بالا  $T$  بیانگر کشش سطحی،  $\mu_l$  نشان دهنده ویسکوزیته دینامیکی می‌باشد.

$$P_g = P_{g0} \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 \quad (3-3)$$

$P_g$  در رابطه فوق نشان دهنده فشار گازهای غیر قابل چگالش می‌باشد. در شرایط تعادلی،  $P_b = P$

و  $\dot{R} = \ddot{R} = 0$  می‌باشد، و با جایگذاری این شرایط در معادله فوق، معادله مربوطه به صورت زیر در می‌آید:

$$P = P_{g0} \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 + P_v - \frac{2T}{R} \quad (4-3)$$

هنگامی که  $P$  کوچکتر از فشار بحرانی  $P_c$  گردد، آنگاه  $R$  نسبت به شعاع بحرانی  $R_c$  شروع به بزرگتر شدن می‌کند، در نتیجه این پدیده، تعادل ناپایدار شده و حباب ترکیده و به حباب‌های کاویتاسیونی

میکروسکوپی تبدیل می‌شود. مقدار  $R_c$  که همان شعاع بحرانی می‌باشد، با قرار دادن  $\frac{dP}{dR} = 0$

مشخص می‌گردد.

$$R_c = \sqrt{\frac{3P_{g0} R_0^3}{2T}} \quad P_c = P_v - \frac{4T}{3R_c}$$

با در نظر داشتن مقدار نسبتاً بزرگ جمله فشار در معادله ریلی در مقایسه با جملات کشش سطحی، لزجت و مشتق مرتبه دوم تغییرات شعاع، می‌توان از این جملات در برابر جمله تفاضل فشار صرف‌نظر کرد؛ بنابراین معادله ساده شده ریلی به صورت زیر دست می‌آید:

$$\frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{P_v + P_g - P}{\rho_l} \quad (5-3)$$

نتایج آزمایشگاهی نشان می‌دهند که شعاع هسته‌های گازی در آب معمولی در شرایط تعادلی برای

فشار اتمسفری استاندارد  $P = 100 \text{ kPa}$  و  $P_v = 2.3 \text{ kPa}$  و  $T = 0.0728 \text{ N/m}$  (کشش سطحی) در

دمای °C ۲۰، عموماً بین ۲ تا ۵۰ میلی متر می باشند مقادیر  $R_c$  و  $P_c$  برای برخی مقادیر  $R_0$  در جدول (۳-۳) - (۱) نشان داده شده اند [۴۶]:

جدول (۳-۱) فشار بحرانی به ازای برخی مقادیر شعاع داخلی هسته های گازی [۴۶]

$R_0, \mu m$	$P_{g0}, kPa$	$R_c, \mu m$	$-\frac{4T}{3R_c}, kPa$	$P_c, kPa$
2	170.5	5.3	-18.3	-16
10	112.3	48.1	-2.0	0.3
30	102.6	238.9	-0.4	1.9
50	100.6	509.0	-0.2	2.1

هنگامی که هسته ها بزرگتر می شوند؛  $\frac{R_c}{R_0} = 0$  بزرگتر و همچنین  $P_c$  به  $P_v$  نزدیکتر می شود. فشار

$P_c$  مربوط به بزرگترین هسته ها می باشد که همان فشار آغاز برای کایتاسیون را مهیا می کند. برای حباب کایتاسیونی در حالت توسعه یافته شده، آثار گاز غیر قابل چگالش، کشش سطحی و ویسکوزیته ناچیز فرض می شود، یعنی با انتگرال گیری از معادله (۳-۱) برای  $\dot{R}_0 = 0$  و یک فشار ثابت  $P$ ؛ سرعت حد فاصل حباب کایتاسیونی به صورت:

$$\dot{R} = \pm \sqrt{\frac{2P_v - P}{3\rho_l} \left[ 1 - \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 \right]} \quad (۶-۳)$$

معادله پیوستگی برای فاز بخار به صورت زیر می باشد:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_v \rho_v) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_v \rho_v u_j) = -\dot{m} \quad (۷-۳)$$

حال می توان معادله فوق را می توان به صورت زیر بازنویسی نمود:

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + u_j \frac{\partial \alpha_v}{\partial x_j} + \alpha_v \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \frac{D\alpha_v}{Dt} + \alpha_v \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{\dot{m}}{\rho_v} \quad (۸-۳)$$

از طرفی رابطه مربوط به چگالی مخلوط بخار و مایع به صورت ذیل می باشد:

$$\rho = \alpha_v \rho_v + (1 - \alpha_v) \rho_l \quad (۹-۳)$$

حال اگر از طرفین رابطه فوق نسبت به زمان مشتق گرفته شود، رابطه بین مشتق مادی چگالی و

کسر حجمی بخار به صورت رابطه زیر نمایان می گردد:

$$\frac{D\rho}{Dt} = (\rho_v - \rho_l) \frac{D\alpha_v}{Dt} \quad (10-3)$$

در نتیجه معادله پیوستگی به صورت زیر بدست می آید:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{(\rho_v - \rho_l)}{\rho} \frac{D\alpha_v}{Dt} \quad (11-3)$$

با قرار دادن معادله (11-3) در معادله (8-3) رابطه جدیدی برای  $\dot{m}$  بر حسب  $\frac{D\alpha_v}{Dt}$  به صورت رابطه

زیرمعین می گردد:

$$\dot{m} = -\frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \frac{D\alpha_v}{Dt} \quad (12-3)$$

حال اگر فرض گردد که بخار به صورتی یکنواخت توزیع شده است و  $N$  چگالی تعداد میکروحباب-

های بخار با شعاع  $R$  باشد، آنگاه کسر حجمی بخار و مشتق مادی آن به صورت زیر مشخص می شود:

$$\alpha_v = \frac{4}{3} \pi R^3 N \quad \frac{D\alpha_v}{Dt} = \frac{4}{3} \pi R^2 N \dot{R} = \frac{3\alpha_v}{R} \dot{R}$$

حال اگر از رابطه (6-3) را که از معادله مربوط به ریلی - پلست برای  $\dot{R}$  بدست آمده استفاده کرده،

آنگاه معادله (12-3) که برای  $\dot{m}$  بدست آمده است، به صورت زیر مشخص می شود:

$$\dot{m} = \pm \frac{3\rho_v \rho_l}{\rho R} \alpha_v \sqrt{\frac{2P_v - P}{3} \frac{1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^3}{\rho_l}} = \pm \frac{3\rho_v \rho_l}{\rho R} \alpha_v \sqrt{\frac{2P_v - P}{3} \frac{1 - \frac{\alpha_{v0}}{\alpha_v}}{\rho_l}} \quad (13-3)$$

در اینجا فرض شده است که مقدار بخار به سرعت افزایش می یابد، یا با به عبارت دیگر مایع متلاشی

می شود. اما در واقع این کاملاً متلاشی نمی شود و  $R$  به یک مقدار مینیمم خاص نزدیک به صفر

کاهش می یابد، چرا که معادله در  $R = 0$  به صورت تکین می باشد. با این فرضیات،  $\dot{m}$  به صورت زیر

تعریف می شود:

$$\dot{m} = \begin{cases} R_e = -\frac{3\rho_l}{R_{max}} \sqrt{\frac{2(P_v - P)}{3\rho_l}} \sqrt{1 - \alpha_{v0}} = -C_e \sqrt{\frac{2(P_v - P)}{3\rho_l}} \sqrt{1 - \alpha_{v0}} & \text{for } P < P_v \\ R_c = \rho_v \sqrt{12\pi R_{min}^3 N} \sqrt{\frac{2(P - P_v)}{3\rho_l}} \sqrt{\alpha_{v0}} = C_c \sqrt{\frac{2(P - P_v)}{3\rho_l}} \sqrt{\alpha_{v0}} & \text{for } P > P_v \end{cases} \quad (14-3)$$



نکته قابل ملاحظه در مورد رابطه ریلی این است که این رابطه بر مبنای تعادل دینامیکی مکانیزم-های فیزیکی موثر بر محیط حباب‌های کروی استخراج شده است و پدیده‌هایی مانند تبادل جرم و مُمنتوم موضعی در اطراف مرز مشترک مایع-بخار و آثار غیر کروی بودن هندسه حباب در آن لحاظ نشده‌اند. به همین دلیل در شرایط ایجاد توده‌های گسترده بخار یا ابرکاواک‌ها دقت معادله ریلی مورد سوال می‌باشد. با توجه به اینکه استفاده از رابطه ریلی در معادله انتقال نیاز به حدس اولیه تعداد حباب‌های بخار در مایع دارد، تعداد فرض شده برای حباب‌ها و شعاع اولیه آنها به شدت ابعاد ناحیه کاویتاسیون را تحت تأثیر قرار می‌دهد [۴۷]. بنابراین برای این که مدل ریاضی کاویتاسیون قابلیت پیش‌گویی دقیق‌تری از این پدیده را داشته باشد، مدل‌های جایگزینی که این معایب را نداشته باشند ارائه شده‌اند. این مدل‌ها براساس روابط تحلیلی- عددی و یا با در نظر گرفتن رابطه تعادل در مرز مشترک دو فاز استخراج شده‌اند.

در این مدل‌ها نرخ انتقال جرم متناسب با نسبت حجمی بخار و تفاضل فشار مایع و فشار بخار می‌باشد. به طور نمونه، در مدل کاویتاسیون مرکل<sup>۱</sup> [۴۸]، جملات تبخیر و چگالش هر دو تابعی خطی از فشار فرض شده‌اند. در مدل انتقال جرم کانز<sup>۲</sup> [۳۸] جمله تبخیر تابعی از فشار فرض شده اما جمله چگالش به صورت تابعی از نسبت حجمی مایع تعریف شده است. سینگال<sup>۳</sup> [۳۱] مدل کاویتاسیون بر اساس معادله ریلی به همراه ضرایب اصلاح‌کننده برای اعمال محدودیت بر رشد حباب‌های بخار ارائه کرده است. این مدل کاویتاسیون در نسخه‌های جدید نرم‌افزار تجاری فلوئنت<sup>۴</sup> نیز استفاده شده است، در صورتی که مدل کاویتاسیون که برای اولین بار در نسخه‌های قبلی این نرم‌افزار استفاده شده بود بر

---

<sup>۱</sup> Merkle

<sup>۲</sup> Kunz

<sup>۳</sup> Singhal

<sup>۴</sup> Fluent 6.3.1

مبنای رابطه ساده ریلی بود. ویژگی اصلی مدل‌های سه مرجع [۳۸،۳۱،۴۸]، استفاده از ثابت‌های عددی می‌باشد. اخیراً سنوکاک<sup>۱</sup> و شای<sup>۲</sup> [۴۹] مدل کاویتاسیون بر اساس تعادل جرم و ممنتوم در مرز مشترک دو فاز ارائه کرده‌اند.

### ۳-۳-۲- مدل کانز<sup>۳</sup>

پایه گذاری مدل کانز بر اساس کاری که بوسیله *Merkle* و همکارانش در سال ۱۹۹۸ انجام داده‌اند؛ قرار داده شده است، و امروزه یکی از مدل‌های انتقال جرم می‌باشد که در نرم افزار آپن فوم هم از آن استفاده شده است [۳۴].

این مدل بر اساس بقای دو مقدار جرمی برای مایع و گاز بنا نهاده شده است. این مدل اولین مدلی است که قادر به در نظر گرفتن گازهای بی‌اثر (علاوه بر دو فاز مایع و بخار) نیز هست. در این مدل بر عکس مدل‌های ذکر شده در بالا، انتقال جرم بر اساس دو استراتژی برای ایجاد و از بین رفتن مایع به ترتیب با  $\dot{m}^+$  و  $\dot{m}^-$  نشان داده می‌شود. میزان انتقال از فاز مایع به فاز بخار به صورت نسبتی محاسبه شده است به مقدار فشاری که پایین‌تر از فشار بخار است، وابسته می‌باشد. انتقال از فاز گازی (بخار) به مایع، در حالت دیگر بر اساس یک معادله چند جمله‌ای از نوع درجه سوم بر حسب کسر حجمی  $\gamma$  می‌باشد.

نرخ‌های انتقال جرم نیز به صورت زیر تعریف می‌گردند:

$$\begin{cases} \dot{m}^+ = \frac{C_{prod} \rho_g \gamma^2 (1 - \gamma)}{t_\infty} \\ \dot{m}^- = \frac{C_{dest} \rho_g \gamma \min[0, P - P_g]}{\left(\frac{1}{2} \rho_l U_\infty^2\right) t_\infty} \end{cases} \quad (۱۵-۳)$$

$$\dot{m} = \dot{m}^+ + \dot{m}^-$$

<sup>۱</sup> Senocak

<sup>۲</sup> Shyy

<sup>۳</sup> Kunz

در معادلات بالا  $U_\infty$  (سرعت جریان آزاد است و مقیاس زمانی جریان سیال  $t_\infty = \frac{L}{U_\infty}$  که به صورت نسبت طول مشخصه (قطر ناحیه کاواک) به سرعت جریان آزاد است.

ضریب‌های  $C_{dest}$  و  $C_{prod}$  تجربی بوده و در فرمول اصلی  $C_{dest} = 100$  و  $C_{prod} = 100$  در نظر گرفته شده است. نکته مهمی که بایستی به آن اشاره شود آن است که تبخیر هنگامی رخ می‌دهد که فشار موجود پایین‌تر از فشار بخار باشد [۳۴].

### ۳-۳-۳ مدل سینگال<sup>۱</sup>

سینگال و همکارانش در سال ۲۰۰۲ روشی با نام مدل کامل کاویتاسیون ارائه نمودند [۵۰]. سیال عامل مفروض در این مدل مخلوطی از مایع، بخار و گازهای غیرقابل چگالش می‌باشد. معادلات استاندارد حاکم در این مدل و مدل آشفتگی آن، جریان را همراه با آثار آشفتگی آن تشریح می‌کنند.

$$f = \frac{\text{حجم بخار}}{\text{حجم کل}}$$

معادله انتقال بخار که بر اساس کسر جرمی بخار  $f$  برقرار است به قرار زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho f) + \nabla(\rho \vec{V}_\theta f) = \nabla(w \nabla f) + R_e - R_c \quad (16-3)$$

که در معادله فوق  $\rho$  چگالی مخلوط،  $\vec{V}_\theta$  بردار سرعت فاز بخار،  $w$  ضریب تبادل مؤثر،  $R_e$  و  $R_c$  به ترتیب عبارتهای مربوط به نرخ عمومی تبخیر و چگالش (نرخهای تغییر فاز) می‌باشند. نرخهای تغییر فاز فوق‌الذکر از معادلات رینولدز - پلست<sup>۲</sup> بدست آمده و اندازه حبابهای چگالیده شده هم محدود در نظر گرفته می‌شود. این روش نیز چون روش کانز از دو ضریب برای ایجاد و از بین بردن حبابها استفاده می‌کند.

$$\dot{m} = \begin{cases} R_e = C_e \frac{V_{ch}}{\sigma} \rho_l \rho_\theta \sqrt{\frac{2(P_{sat} - P)}{3\rho_l}} (1 - f) & P < P_{sat} \\ R_c = C_c \frac{V_{ch}}{\sigma} \rho_l \rho_\theta \sqrt{\frac{2(P - P_{sat})}{3\rho_l}} f & P > P_{sat} \end{cases} \quad (17-3)$$

<sup>1</sup> Singhal

<sup>2</sup> Reynolds - plesset

اندیس های  $l$  و  $\theta$  فاز های مایع و بخار را نشان می دهند.  $V_{ch}$  سرعت مشخصه است، که بوسیله شدت آشفته گی محلی تخمین زده می شود؛ (به عبارت دیگر  $V_{ch} = \sqrt{k}$ ) و عبارت  $\sigma$  نیز بیان گر ضریب کششی سطحی مایع می باشد. روش سینگال علاوه بر اثر گازهای بی اثر، پدیده توربولانس را نیز در شبیه سازی کاویتاسیون مد نظر قرار می دهد [۳۴].

$P_{sat}$  فشار بخار بحرانی مایع در دمای مورد نظر و  $C_e$  و  $C_c$  نیز ثوابتی تجربی می باشند.

$$C_e = 0.02 \quad C_c = 0.01$$

### ۳-۳-۱- نوسانات فشار القا شده ناشی از آشفته گی

آثار مهمی از آشفته گی بر روی جریان های کاویتاسیونی گزارش شده است.

مدل کاویتاسیونی مورد استفاده، برای وارد کردن تأثیر نوسانات فشاری که در اثر آشفته گی ایجاد می شوند، از فشار حدی تغییر فاز از  $P_{sat}$  تا  $P_g$  استفاده می کند [۳۴].

$$P_g = \frac{1}{2} (P_{sat} + P_{turb}) \quad (18-3)$$

که در این فرمول:

$$P_{turb} = 0.39\rho k \quad (19-3)$$

$k$  نیز در فرمول بالا نشان دهنده انرژی جنبشی ناشی از آشفته گی محلی می باشد. به این نکته توجه شود که در معادلات بالا گازهای غیر قابل چگالش به صورت یک فاز جدا تعریف نمی گردد.

### ۳-۳-۲- اثر گازهای غیر قابل چگالش

سیال عامل معمولا شامل مقادیر محدودی گازهای غیر قابل چگالش (گازهای حل شده و یا در اثر هوادهی شدن) می باشد. لازم به ذکر است که حتی مقادیر خیلی کوچکی از گازهای غیر قابل چگالش (در حدود  $10 \text{ ppm}$ ) هم می تواند آثار مهمی بر روی جریان کاویتاسیونی، در طی انبساط در فشارهای پایین داشته باشد. (برای اطلاعات بیشتر به قانون گازهای ایده آل مراجعه شود)

سیال عامل در بحث حاضر، مخلوطی از فاز مایع و گازی بوده که فاز گازی آن خود شامل بخار مایع و گازهای غیر قابل سیال چگالش می‌باشد. چگالی مخلوط هم از رابطه‌ای به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\rho = \gamma_v \rho_v + \gamma_g \rho_g + (1 - \gamma_v - \gamma_g) \rho_l \quad (20-3)$$

که در این معادله  $\rho_l$ ،  $\rho_g$  و  $\rho_v$  به ترتیب چگالی های مایع، بخار و گازهای غیر قابل چگالش می‌باشند و  $\gamma_l$  و  $\gamma_g$  و  $\gamma_v$  نیز به ترتیب کسرهای حجمی آنها می‌باشند.

رابطه بین کسر جرمی ( $f_i$ ) و کسر حجمی ( $\gamma_i$ ) در معادلات فوق، به صورت زیر می‌باشد:

$$\gamma_i = f \frac{\rho}{\rho_i}$$

ترکیب کسر حجمی گاز و بخار ( $\gamma_g + \gamma_v$ ) عموماً به عنوان کسر حجمی خروجی (بی‌اثر) شناخته می‌شود [۳۴].

### ۳-۳-۴ - مدل زوارت<sup>۱</sup>

در مدل کاویتاسیونی زوارت و همکارانش (۲۰۰۴) معادله (۳-۲) به عنوان معادله انتقال بخار به کار برده شده است. تعریف  $\dot{m}$  شبیه معادله (۳-۱۷) می‌باشد؛ که تناسب مستقیم  $\dot{m}$  با کسر حجمی مایع برای تبخیر به صورت تحلیلی اثبات نشده است، اما به وسیله یک استدلال فیزیکی که عبارتست از اینکه چگالی در محل تبخیر، هنگامی که  $\alpha_v$  افزایش می‌یابد، می‌بایستی کاهش یابد، قابل توجیه است. این مدل بر اساس مدل ساده شده ریلی - پلست، برای دینامیک‌های حباب به صورت زیر بدست آمده است [۳۴].

$$\dot{m} = \begin{cases} -F_e \frac{3r_{nuc}(1-\alpha)}{R_B} \sqrt{\frac{2(P_g - P)}{3\rho_l}} & P < P_g \\ F_c \frac{3\alpha\rho_g}{R_B} \sqrt{\frac{2(P - P_g)}{3\rho_l}} & P > P_g \end{cases} \quad (21-3)$$

<sup>1</sup> Zwart

در این معادلات  $P_0$  فشار بخار،  $r_{nuc}$  کسر حجمی در محل شکل گیری هسته ها بوده و  $R_B$  شعاع در محل شکل گیری هسته و  $Fe$  و  $Fc$  دو ضریب تجربی بوده که به ترتیب برابر فرایندهای تبخیر و چگالش می باشند. ضرایب معرفی شده در بالا به صورت زیر مقداردهی می شوند:

$$r_{nuc} = 5 \times 10^{-4} \quad R_B = 1 \times 10^{-6} m$$

$$Fc = 50 \quad Fe = 0.01$$

نکته مهم دیگری که از روابط فوق دریافت می شود این است که عبارات مربوط به چگالش و تبخیر متقارن نیستند. در حالت خاص برای تبخیر،  $\alpha$  بوسیله  $r_{nuc}(1 - \alpha)$  جایگزین شده است، که نشان دهنده این است که افزایش در کسر حجمی بخار، باعث کاهش بیشتر تراکم مکان هسته ای شدن می گردد.

### ۳-۳-۵- مدل سنوکاک

در روش سنوکاک از سرعت موجود بر روی مرز بین دو فاز برای محاسبه مرز تغییر فاز استفاده می - گردد. بدین ترتیب معادلاتی که در نهایت بدست می آیند مستقل از ضرایب تجربی هستند. اما به دلیل تازگی روش و عدم استفاده گسترده، هنوز درستی روش و میزان قابل اعتماد بودن نتایج حاصل از آن به درستی مشخص نگردیده است [۳۴].

### ۳-۴- مدل های پتانسیل

از مدل های پتانسیل بیشتر برای مدل سازی پدیده کاویتاسیون پیرامون بدنه و پروانه کشتی ها استفاده شده است. برای استفاده از مدل های پتانسیل برای مدل سازی کاویتاسیون، بایستی جریان به صورت غیرچرخشی، غیر قابل تراکم و غیرلزج در نظر گرفته شود. امروزه با وجود روش های پیشرفته ارائه شده برای مدل سازی پدیده کاویتاسیون، استفاده از مدل های جریان پتانسیل دارای توجه کمتری می باشند. این مدل ها قادرند جریان های داخلی غیر یکنواخت را نشان دهند، همچنین توانایی پیش - بینی فشارهای ایجاد شده توسط کاویتاسیون صفحه ای را دارا می باشند. البته ذکر این نکته لازم است

که به دلیل بازدهی نسبتاً خوب این مدل‌ها هنوز در طراحی پروانه‌های کشتی‌ها و برای پیش‌بینی شرایط ایجاد کاویتاسیون پیرامون آنها مورد استفاده قرار می‌گیرند [۳۴].

## فصل ۴. کد عددی و نتایج شبیه سازی

### عددی

#### ۴-۱- آشنایی با بسته نرم افزاری *OpenFoam*

این فوم<sup>۱</sup> اولین و معروفترین کتابخانه نرم افزاری در زمینه دینامیک سیالات محاسباتی است که به زبان ++C نوشته شده است. این نرم افزار بر اساس روش حجم محدود<sup>۲</sup> و در شبکه های اختیاری سه بعدی عمل می کند.

اولین گامها در این زمینه از سال ۱۹۹۰ آغاز شده و این پروژه بین سالهای ۱۹۹۳ تا ۲۰۰۰ در دستور کار گروه تحقیقاتی پروفیسور گوسمن<sup>۳</sup> و بخش ترموسیالاتی دانشگاه امپریال کالج<sup>۴</sup> لندن قرار گرفت اما تاکنون از حمایت مالی هیچ مؤسسه ای برخوردار نبوده است. اولین کلاس های این نرم افزار در سال ۱۹۹۳ در پایان نامه دکتری چارلی هیل<sup>۵</sup> ارائه شد و در همان سال اولین کارهای عددی توسط هنری ولر<sup>۶</sup> و ژاساک<sup>۷</sup> شروع شد و در ادامه در قالب پایان نامه های دکتری این کار به مسائل مهندسی مختلف بسط داده شد [۵۱].

<sup>۱</sup> Open Source Field Operation and Manipulation

<sup>۲</sup> Finite volume

<sup>۳</sup> Gosman

<sup>۴</sup> Imperial college

<sup>۵</sup> Charlie Hill

<sup>۶</sup> Henry Weller

<sup>۷</sup> Hrvoje Jasak



زبان برنامه‌نویسی به کار رفته در این نرم‌افزار ++C بوده، و از دیگر خصوصیات این نرم‌افزار کد باز بودن آن می‌باشد که توسط آقای هنری ولر و گروه همراهِش و با همکاری افراد دیگری از جمله پروفیسور هروج جاساک از دانشگاه زاگرب توسعه داده شده است. زبان برنامه‌نویسی ++C این توانایی را به کاربرانش می‌دهد که موارد مورد نظر خود را در برنامه‌های موجود در آپن فوم اضافه نمایند.

در این نرم‌افزار، فرد کاربر کتابخانه‌ای از برنامه‌های متفاوت را در اختیار دارد که به راحتی به کد-های نوشته شده در آن دسترسی داشته و توانایی اعمال تغییرات در آنها برای مقاصد خویش را دارا می‌باشد.

لازم به ذکر است که زبان برنامه‌نویسی ++C یک زبان برنامه‌نویسی بسیار گسترده و در عین حال قدرتمند می‌باشد، ولی کاربر نرم‌افزار آپن فوم نیازی به آموختن همه این زبان با همه جزئیات آن را ندارد. در دهه ۱۹۷۰ در آزمایشگاه‌های بل زبانی به نام C ایجاد شد. انحصار این زبان در اختیار شرکت بل بود تا این که در سال ۱۹۷۸ توسط ریچی<sup>۱</sup> و کرینگان<sup>۲</sup> شرح کاملی از این زبان منتشر شد و به سرعت، نظر برنامه‌نویسان حرفه‌ای را جلب نمود. هنگامی که بحث شی‌گرایی و مزایای آن در جهان نرم‌افزار رونق یافت، زبان C که قابلیت شی‌گرایی نداشت ناقص به نظر می‌رسید تا این که در اوایل دهه ۱۹۸۰ دوباره شرکت بل دست به کار شد و استراس تروپ<sup>۳</sup> دانمارکی در آزمایشگاه T&AT به منظور الحاق شیوه شی‌گرایی در زبان برنامه‌نویسی C، زبان برنامه‌نویسی ++C را طراحی نمود.

#### ۴-۲- ویژگی‌های حل عددی تحقیق حاضر

۱. یک ویژگی حل عددی ارائه شده، حل جریان به صورت غیر دائم و گذرا می‌باشد. تلفیق حل معادله انتقال نسبت حجمی با معادلات جریان در این تحقیق، یک الگوریتم عددی مناسب برای تحلیل گذرای کاویتاسیون ایجاد می‌نماید که پایدار بوده و سرعت همگرایی قابل قبولی دارد.

<sup>۱</sup> Richie

<sup>۲</sup> Kernighan

<sup>۳</sup> Stroustrup

۲. برای مدل سازی دو سیال، تراکم ناپذیر و غیر مخلوط شونده در نظر گرفته شده و از مدل روش نسبت حجمی بهره گرفته شده است چرا که یافتن مرز بین فازها در ناحیه کاویتی در این تحقیق دارای اهمیت می باشد.

۳. خصوصیات سیال مورد بررسی بصورت ترکیبی از مایع و بخار به نسبت کسر حجمی هر یک در نظر گرفته می شود و یک معادله ممنتوم حل می گردد.

#### ۴-۳- تحلیل جریان به کمک مدل های کاویتاسیونی کانز، سینگال و زوارت

به منظور مدل سازی پدیده کاویتاسیون در تحقیق حاضر به کمک کدهای عددی، هندسه های آریفیس، ونتوری و هیدروفویل NACA0015 مورد بررسی قرار گرفتند. در این شبیه سازی ها از مدل های کاویتاسیونی کانز و زوارت و سینگال استفاده شده است که پایه و اساس کار انجام شده بر اساس حلگر `interPhaseChangeFoam` می باشد [به پیوست ۲ رجوع گردد].

در تحقیق حاضر، برای شبیه سازی پدیده کاویتاسیون در هندسه انتخاب شده از حلگرهای آماده شده برای مدل های سینگال، زوارت و کانز که با استفاده از نرم افزار آپن فوم اجرا می گردند، استفاده شده است. در فصل قبل و در قسمت (۳-۳-۲) معادله انتقال بیان شده توسط مدل کانز نشان داده شده است. حال برای افزودن این مدل به حلگر بایستی به شکلی که مورد استفاده در نرم افزار آپن فوم باشد، بازنویسی گردد؛ بدین منظور در فایل مربوط به حلگر کانز دو عبارت `mcCoeff` و `mvCoeff` که شامل ضرایب ثابت تجربی می باشد، به صورت زیر تعریف گردیده است:

$$\begin{aligned} & \text{mcCoeff}(\text{Cc}_* \text{rho}2() / \text{tInf}_), \\ & \text{mvCoeff}(\text{Cv}_* \text{rho}2() / (0.5 * \text{rho}1()) * \text{sqr}(\text{UInf}_) * \text{tInf}_)) \end{aligned}$$

حال برای وارد کردن معادله اصلی انتقال مربوط به مدل کانز خطوط زیر به حلگر مربوطه افزوده

شده است:

```
Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField> >
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Kunz::mDotAlphal() const
```

```
{
  const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
  volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));

  return Pair<tmp<volScalarField> >
  (
    mcCoeff_*sqr(limitedAlpha1)
    *max(p - pSat(), p0_)/max(p - pSat(), 0.01*pSat()),

    mvCoeff_*min(p - pSat(), p0_)
  );
}
```

معادله انتقال ارائه شده توسط مدل سینگال نیز در قسمت (۳-۳-۳) قابل مشاهده است. برای این مدل نیز معادله انتقال مورد نظر بایستی به شکلی که مورد استفاده در نرم افزار اُپن فوم باشد، بازنویسی گردد. مشکلی که برای تهیه مدل سینگال وجود دارد این است که این مدل آثار آشفستگی را در معادلات اولیه خود اعمال نموده است، بالطبع برای افزودن این معادلات به حلگر جدید بایستی مقادیر بروز شده انرژی جنبشی آشفستگی در هر حلقه بدست آمده و از آن در معادلات اصلی انتقال مربوط به این مدل استفاده گردد؛ برای این منظور از مدل آشفستگی  $K - \varepsilon$  بهره گرفته شده است. برای این که انرژی جنبشی آشفستگی در کد مربوط به این مدل قابل شناسایی باشد، از دستور زیر استفاده گردیده است:

```
const volScalarField &k=U_.db().lookupObject<volScalarField>("k");
```

همانطور که در فصل قبل نیز برای مدل سینگال بیان شد، برای وارد کردن تأثیر نوسانات فشاری

که در اثر آشفستگی ایجاد می شوند، از فشار حدی تغییر فاز از  $P_{sat}$  تا  $P_0$  استفاده می کند [۳۴].

$$P_v = 0.5(P_{sat} + 0.39\rho k) \quad (1-4)$$

در کد تهیه شده مربوط به این مدل، rRb نشان دهنده همان  $P_v$  می باشد، که این عبارت با اضافه

کردن خطوط زیر به حلگر طبق آنچه در زیر قابل مشاهده است؛ اعمال شده است:

```
Foam::tmp<Foam::volScalarField>
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::rRb
(
```

```

    const volScalarField& p
) const
{
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));
    volScalarField rho
    (
        limitedAlpha1*rho1() + (scalar(1) - limitedAlpha1)*rho2()
    );
const volScalarField &k=U_.db().lookupObject<volScalarField>("k");
    return
        (pSat()+(0.195*rho*k));
}

```

در ادامه برای این مدل عبارت  $p_{Coeff}$  به صورت زیر برای حلگر مربوطه تعریف شده است:

```

Foam::tmp<Foam::volScalarField>
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::pCoeff
(
    const volScalarField& p
) const
{
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));
    volScalarField rho
    (
        limitedAlpha1*rho1() + (scalar(1) - limitedAlpha1)*rho2()
    );
const volScalarField &k=U_.db().lookupObject<volScalarField>("k");
volScalarField rRb(this->rRb(p));
    return
        (rho1()*rho2())*sqrt(2/(3*rho1()))*max(sqrt(k), n_)
        /(sigma()*sqrt(mag(p - rRb) + 0.01*rRb));
}

```

در خطوط فوق نیز  $\alpha_1$  بیان کننده کسر حجمی مایع،  $\rho_1$  و  $\rho_2$  هم به ترتیب نشان دهنده

چگالی مایع و بخار می باشد. حال برای وارد کردن معادله اصلی انتقال مربوط به مدل سینگال

دستورات زیر به کد حلگر اضافه شده است:

```

Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField> >
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::mDotAlphal() const
{
    const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));

```

```

volScalarField pCoeff(this->pCoeff(p));
volScalarField rRb(this->rRb(p));

return Pair<tmp<volScalarField>>
(
    Cc_*(1.0 - limitedAlpha1)*pCoeff*max(p - rRb, p0_),
    Cv_*(limitedAlpha1)*pCoeff*min(p - rRb, p0_)
);
}

```

برای تبدیل حلگر مربوط به مدل زوارت که معادله انتقال مربوط به آن در فصل سوم و در قسمت (۳-۳-۴) نشان داده شده است، به صورت آن چه برای نرم افزار آپن فوم نیاز است، در فایل مربوط به این مدل عبارت pCoeff به شکلی که در ادامه آورده شده به کد مربوطه افزوده شده است:

```

Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::zwart::pCoeff
(
    const volScalarField& p
) const
{
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));
    volScalarField rho
    (
        limitedAlpha1*rho1() + (scalar(1) - limitedAlpha1)*rho2()
    );
    return
        (3*rho2())*sqrt(2/(3*rho1()))
        *(n_)/(sqrt(mag(p - pSat()) + 0.01*pSat()));
}

```

در خطوط فوق alpha1 بیان کننده کسر حجمی مایع، rho1 و rho2 به ترتیب نشان دهنده چگالی مایع و بخار می باشد. حال برای وارد کردن معادله اصلی انتقال مربوط به مدل زوارت خطوط زیر به آن اضافه می گردد:

```

Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField>>
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::zwart::mDotAlphal() const
{
    const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));
}

```

```

volScalarField pCoeff(this->pCoeff(p));
return Pair<tmp<volScalarField> >
(
    Cc_*(1.0 - limitedAlpha1)*pCoeff*max(p - pSat(), p0_),
    Cv_*(limitedAlpha1)*pCoeff*min(p - pSat(), p0_)
);
}

```

مشروح کامل کدهای مربوط به همه حلگرهای مورد بحث در بالا در پیوست قرار داده شده است.

[به پیوست ۳ رجوع شود]

در ادامه با افزودن عبارت دمایی به کدهای عددی فوق، حلگرهای مورد استفاده توانایی تحلیل جریان دمایی و بررسی پدیده کاویتاسیون در دماهای مختلف را دارا گردیدند، برای این منظور با توجه به این که در کد اولیه برای فشار بحرانی مقداری ثابت در نظر گرفته شده است و حال آن که در واقعیت مقدار فشار بحرانی تابعی از دما می باشد که این رابطه را می توان طبق معادله آگوست-مگنوس<sup>۱</sup> به کد مورد نظر اعمال نمود:

$$\begin{aligned}
 p_{\text{Sat}} &\approx 610.94 \cdot \exp\left(\frac{17.625 T_{\text{Celsius}}}{T_{\text{Celsius}} + 243.04}\right) = 610.94 \cdot \exp\left(\frac{17.625 (T - 273.15)}{T - 273.15 + 243.04}\right) \\
 &= 610.94 \cdot \exp\left(\frac{17.625 (T - 273.15)}{T - 30.11}\right)
 \end{aligned}
 \tag{۲-۴}$$

برای افزودن معادله فوق به حلگرها بایستی معادله به صورت زبان مورد استفاده در نرم افزار آپن فوم بازنویسی گردد، بدین منظور معادله (۲-۴) به صورت آنچه در ادامه قابل مشاهده است استفاده می-گردد:

```

{
constdimensionedScalar t30_11("30.11", dimensionSet(0,0,0,1,0,0,0), 30.11);
constdimensionedScalar t273_15("273.15", dimensionSet(0,0,0,1,0,0,0), 273.15);
constdimensionedScalar t1("1", dimensionSet(0,0,0,1,0,0,0), 1);
constdimensionedScalar p610_94("610.94", dimensionSet(1,-1,-2,0,0,0,0), 610.94);
// dimensionSet( [kg], [m], [s], [K], [kg*mol], [A], [cd]), [kg/(m*S^2)]=[Pa]
// August-Roche-Magnus formula
pSat = p610_94 * exp( 17.625*(T-t273_15) / max(t1, T-t30_11) );
}

```

<sup>1</sup> August-Roche-Magnus

//max(1,...) is included to avoid problems with division by 0  
}

جزئیات کامل برای افزودن کمیت دمایی به کدهای حلگرها در پیوست پایان نامه به صورت

مشروح توضیح داده شده است. [به پیوست ۴ رجوع شود]

#### ۴-۴- بررسی مدل های انتقال جرم در جریان های داخلی

آزمایشات متعددی بر روی پدیده کاویتاسیون انجام شده است اما اندکی از آنها به منظور بررسی و مقایسه با نتایج عددی قابل استفاده هستند. مدل های کاویتاسیون مبتنی بر معادله انتقال، قابلیت و کاربرد خود را در بدست آوردن فشار در این هندسه ها به اثبات رسانده اند. کمیت ضریب تخلیه یکی از کمیت های مهم برای مقایسه نتایج حاصل از هر یک از مدل ها در جریان داخلی طبق آنچه توسط کارهای قبلی گزارش شده می باشد. در این تحقیق هم با توجه به در دست بودن نتایج آزمایشگاهی مربوط به ضریب تخلیه برای هندسه اُریفیس که نماینده ای از هندسه با جریان داخلی می باشد، این کمیت مورد استفاده قرار گرفته است. برای بدست آوردن مقدار عددی ضریب تخلیه از فرمول زیر استفاده شده است:

$$C_d = \frac{\dot{m}_{actual}}{\dot{m}_{ideal}} = \frac{V_b}{\sqrt{\frac{2(P_0 - P_b)}{\rho}}} \quad (3-4)$$

در تمام کانتورهایی که در این فصل آورده شده رنگ قرمز نشان دهنده فاز مایع و رنگ آبی بیانگر فاز بخار بوده و تغییرات رنگ از قرمز تا آبی بیانگر تغییرات فاز از مایع به بخار و بالعکس نشان دهنده تغییرات از فاز بخار به فاز مایع می باشد.

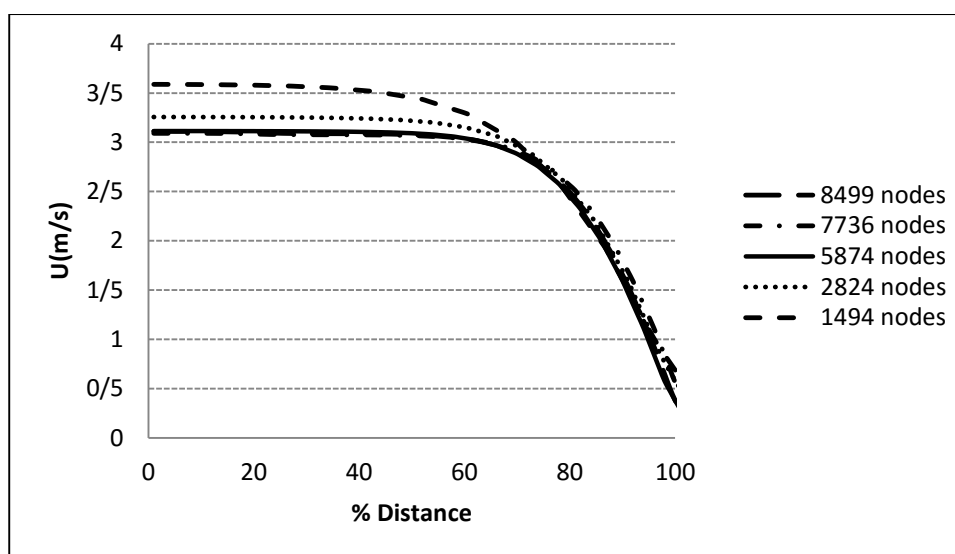
#### ۴-۴-۱- جریان همراه با پدیده کاویتاسیون در اُریفیس





شکل ۴-۱ شبکه بندی و شرایط مرزی آرئیفیس

نتایج مربوط به استقلال از شبکه برای این هندسه، در نمودار شکل ۴-۲ آورده شده است. همانطور که از این نمودار هم قابل برداشت است، از تعداد ۵۸۷۴ گره در شبکه بندی، سرعت در گلوگاهی آرئیفیس تغییر چندانی با افزایش تعداد شبکه ها نمی یابد، پس با این تحلیل شبکه بندی با تعداد ۵۸۷۴ گره به عنوان شبکه ایده آل حل در نظر گرفته شده است. در این نمودار محور افقی فاصله بی بعد شده گلوگاهی را نشان می دهد و محور عمودی نیز سرعت جریان در راستای افقی را نمایش می دهد:

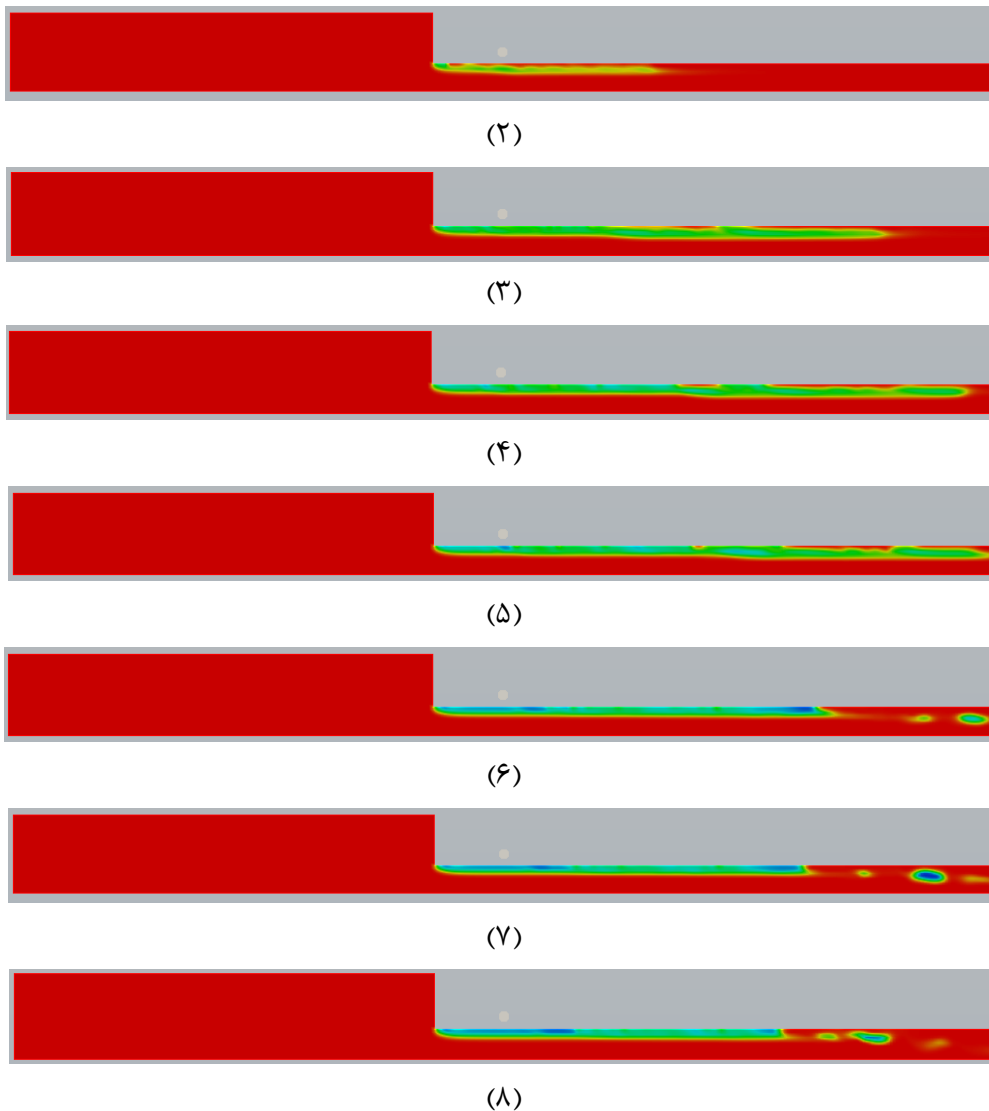


شکل ۴-۲ بررسی استقلال از شبکه محاسباتی آرئیفیس

نتایج کیفی آورده شده در شکل ۴-۳ جدایی کاواک ابری را به عنوان نمونه با استفاده از مدل عددی زوارت در گلوگاهی آرئیفیس نمایش می دهد. ابتدا یک کاواک کوچک در گلوگاه شکل می گیرد. این ابر کاواک کم کم رشد کرده تا به انتهای آرئیفیس رسیده، سپس کاواکها در انتهای آرئیفیس با گذشت زمان جدا می گردند. کاواکهای جدا شده، به پایین دست جریان منتقل شده و با افزایش فشار به مایع تبدیل می شوند.



(۱)



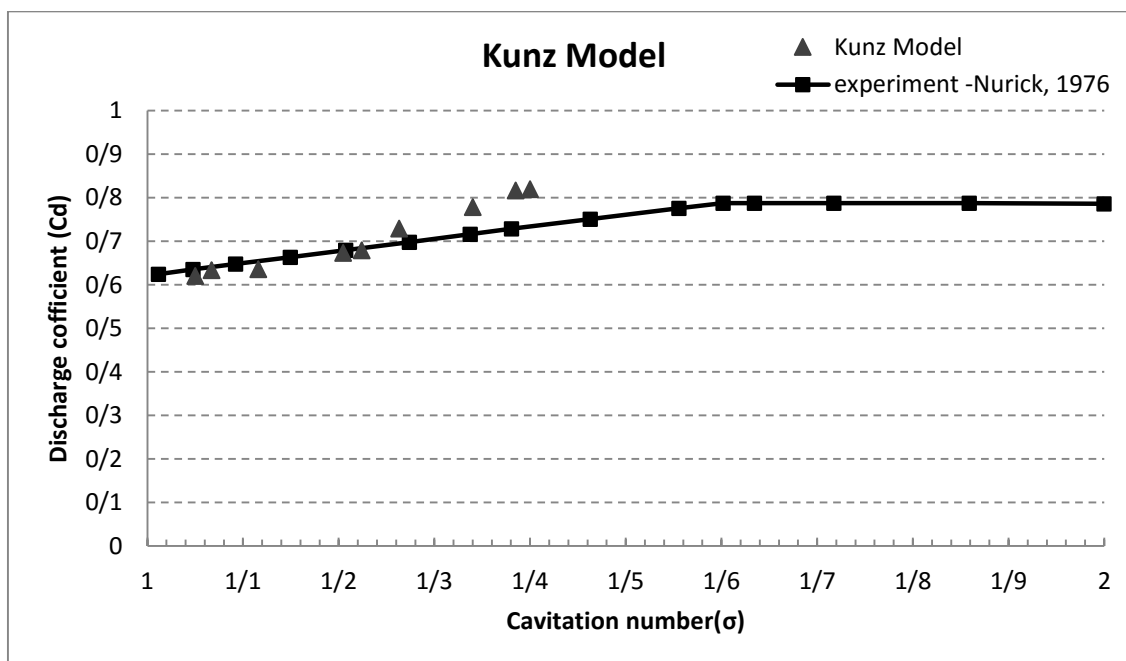
شکل ۳-۴ فرآیند ایجاد و جدایی کاواک ابری در گلوگاه ونتوری

در ادامه نتایج کمی بدست آمده از حل عددی مربوط به هر یک از مدل‌های انتقال جرم مورد بحث آورده شده است. گام زمانی به گونه‌ای تنظیم شده است که عدد کورانت همواره کوچکتر از  $0.2$  باشد تا همگرایی صحت نتایج از دقت مناسبی برخوردار باشند. در نمودارهای شکل زیر نتایج مربوط به ضریب تخلیه بدست آمده برای هر عدد بی بعد کاویتاسیون که با تغییر در فشار ورودی طبق بازه

فوق‌الذکر بدست آمده، نمایش داده شده است. این نتایج با نتایج آزمایشگاهی نوریک<sup>۱</sup> و همکارانش مقایسه شده‌اند [۵۲].

#### ۴-۱-۲-۴-۴ مدل کانز

همانطور که اشاره شد، مدل دو فازي حجم سیال برای مدل سازی جریان دو فاز مورد استفاده قرار گرفته است. در این قسمت به منظور مدل سازی پدیده کاویتاسیون در مدل کانز که بر مبنای معادله انتقال کسر حجمی مایع است بهره گرفته شده است. ضرایب ثابت این مدل برای جریان مورد نظر در  $C_{dest} = 100$  و  $C_{prod} = 100$  در نظر گرفته شده‌اند.



شکل ۴-۴ نتایج بدست آمده از مدل کانز و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی

داده‌های نمودار بالا در جدول (۴-۱) به تفصیل مورد بررسی قرار گرفته شده؛ در ستون اول مقادیر بدست آمده از حل عددی برای ضریب تخلیه آریفیس توسط مدل کانز نشان داده شده، در ستون دوم مقادیر مربوط به نتایج تجربی موجود و در ستون انتهایی میزان درصد خطای نسبی مربوط به این مدل در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی آورده شده است:

<sup>1</sup> Nurick

جدول (۱-۴) محاسبه درصد خطای نسبی ضریب تخلیه آزمایشگاهی و حل عددی مدل کانز برای آریفیس

$C_d (CFD)$	$C_d^* (Exp)$	% درصد خطای نسبی
0.82	0.73	10.91
0.82	0.73	11.03
0.78	0.72	8.52
0.73	0.7	4.7
0.68	0.68	0.7
0.67	0.68	0.8
0.64	0.65	2.81
0.63	0.64	1.11
0.62	0.64	2.38

همانطور که از جدول فوق هم مشاهده می‌شود، درصد خطای نسبی بدست آمده برای مدل کانز

در بازه‌ای با میزان کمینه ۰/۷ و میزان بیشینه ۱۱/۰۳ قرار گرفته است.

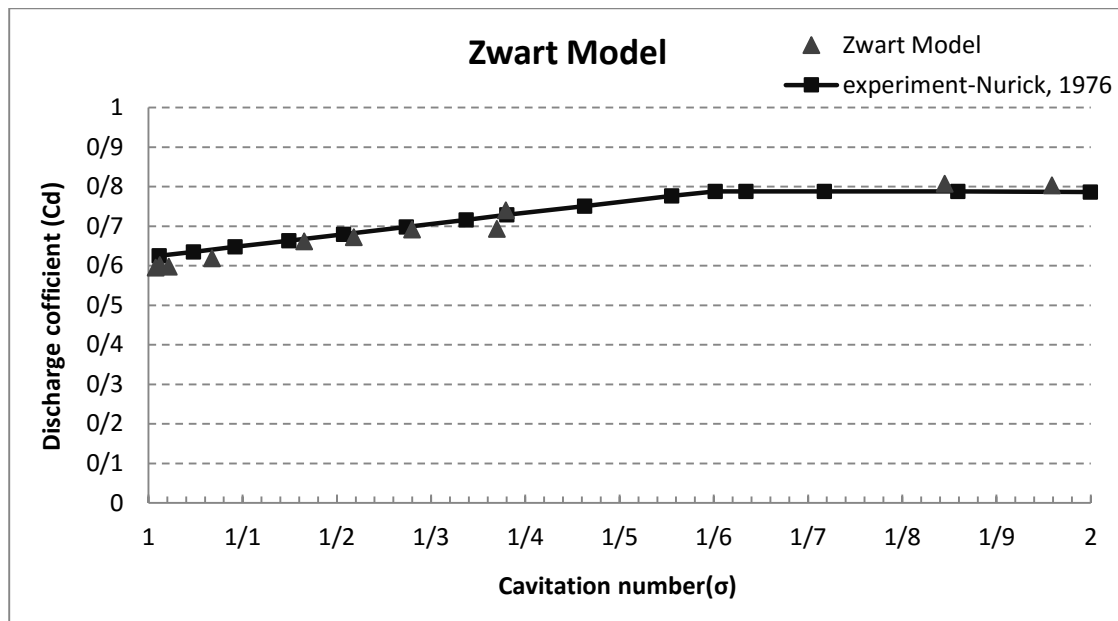
#### ۴-۱-۳-۴- مدل زوارت

در این قسمت به منظور مدل‌سازی پدیده کاویتاسیون از مدل زوارت بهره گرفته شده است.

ضرایب ثابت این مدل  $C_c = 0.01$  و  $C_g = 50$  قرار داده شده‌اند.

در ادامه برای این مدل نیز همانند مدل کانز، در نمودار شکل ۴-۵ تغییرات ضریب تخلیه بر حسب

تغییرات عدد بی‌بعد کاویتاسیون گزارش شده است:



شکل ۴-۵ نتایج بدست آمده از مدل زوارت و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای آرپیس

همانند آنچه برای مدل کانز توضیح داده شد، داده‌های مربوط به حل عددی مدل زوارت نیز که در نمودار شکل فوق مشاهده گردید، در جدول (۴-۲) میزان درصد خطای نسبی مربوط به این مدل در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی محاسبه شده و به تفصیل مورد بررسی قرار گرفته است:

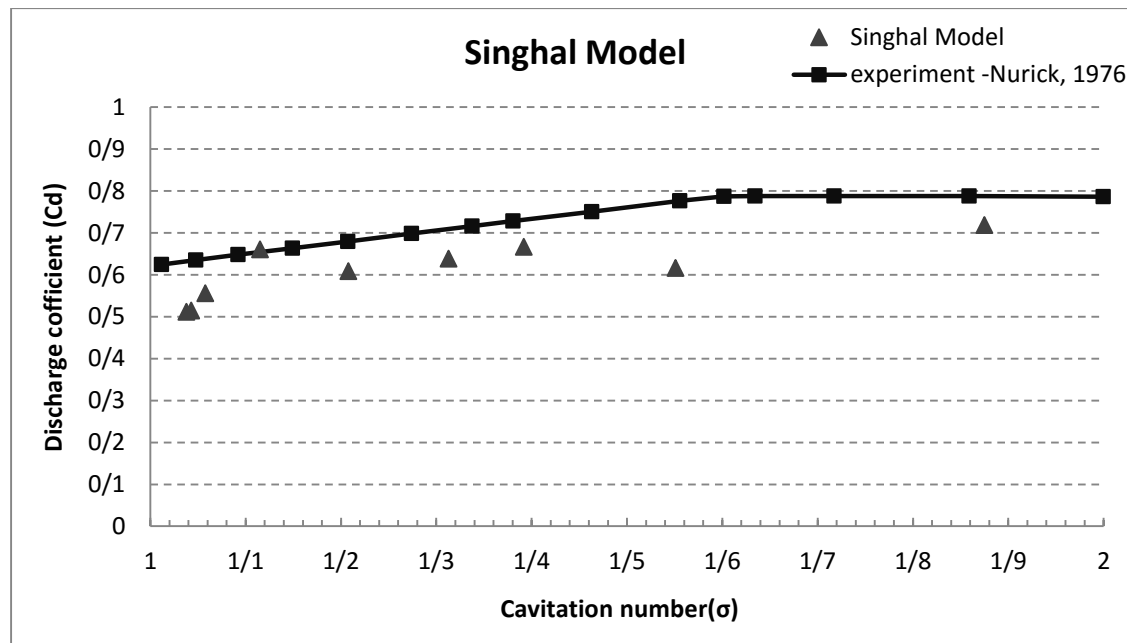
جدول (۴-۲) محاسبه درصد خطای نسبی ضریب تخلیه آزمایشگاهی و حل عددی مدل زوارت برای آرپیس

$C_d$ (CFD)	$C_d^*$ (Exp)	% درصد خطای نسبی
0.8	0.79	2.12
0.81	0.79	2.45
0.74	0.73	1.66
0.69	0.73	4.55
0.69	0.7	1.24
0.67	0.68	1.24
0.66	0.67	0.96
0.62	0.64	3.43
0.6	0.63	4.68

## ۴-۱-۴-۴ مدل سینگال

در این قسمت نتایج مربوط به حل عددی مدل سینگال برای مدل سازی پدیده کاویتاسیون آورده

شده است. ضرایب ثابت این مدل  $C_e = 0.01$  و  $C_g = 50$  قرار داده شده اند.



شکل ۴-۶ نتایج بدست آمده از مدل سینگال و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای اُریفیس

در جدول (۳-۴) داده‌های مربوط به حل عددی مدل سینگال که در نمودار فوق‌الذکر آورده شده و

میزان درصد خطای نسبی مربوط به این مدل در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی محاسبه شده است:

جدول (۳-۴) محاسبه درصد خطای نسبی ضریب تخلیه آزمایشگاهی و حل عددی مدل سینگال برای اُریفیس

$C_d (CFD)$	$C_d^* (Exp)$	%درصد خطای نسبی
0.72	0.79	8.84
0.62	0.77	20.07
0.67	0.73	8.96
0.56	0.64	11.34
0.61	0.68	10.16
0.51	0.63	17.56
0.66	0.65	1.03
0.51	0.63	18.72
0.64	0.71	11.41

خلاصه داده‌های مربوط به حل عددی مدل‌های مورد بحث برای آریفیس در زیر آورده شده:

جدول (۴-۴) مقایسه نتایج بدست آمده از حل عددی مدل‌های کاویتاسیون برای آریفیس (جریان داخلی)

میانگین	بیشینه	کمینه	
2.48	4.68	0.96	مدل زوارت
12.01	20.07	1.03	مدل سینگال
4.77	11.03	0.7	مدل کانز

همانطور که مشاهده می‌شود کمترین خطا مربوط به مدل کانز، بیشترین خطا مربوط به سینگال و کمترین مقدار در میانگین درصد خطا را مدل زوارت با میزان ۲/۴۸٪ دارا می‌باشد. به نظر می‌رسد با توجه به تحلیل انجام شده بر روی نتایج بدست آمده از حل عددی بر روی هندسه آریفیس، مدل زوارت نتایج بهتری نسبت به دو مدل دیگر در کنار داده‌های آزمایشگاهی موجود در مقاله منتشر شده توسط نوریک و همکارانش [۵۲] دارد؛ پس با توجه به این موضوع استفاده از این مدل برای هندسه آریفیس توصیه می‌گردد.

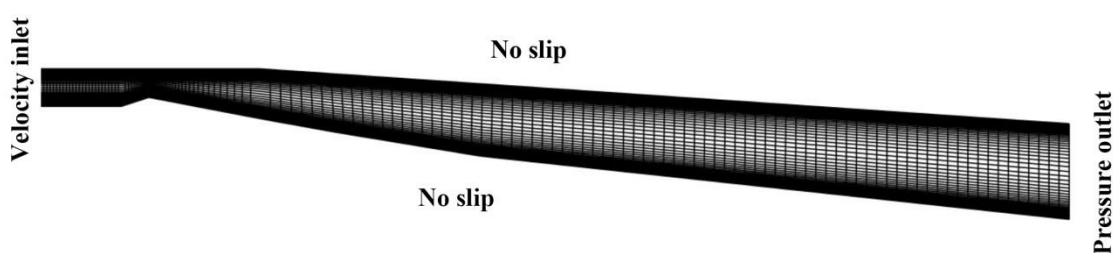
یکی از اهداف این تحقیق مقایسه مدل‌های مورد بحث در پیش‌بینی زمان ایجاد اولین ابر کاواک بوده است؛ پس برای رسیدن به این مقصود بازه‌های زمانی هر یک از مدل‌ها تا جایی که اولین ابر کاواک پیش‌بینی شده توسط هر یک از مدل‌های انتقال جرم قابل تشخیص باشد، کوچک می‌گردد. همانطور که از شکل ۴-۷ هم قابل مشاهده است، اولین کاپیتی‌ها در زاویه مربوط به ناحیه گلوگاهی مشاهده می‌گردد؛ و این ناحیه تقریباً توسط هر سه مدل به صورت یکسان پیش‌بینی شده است. نکته دیگری که از شکل ۴-۷ قابل مشاهده است زمان ایجاد اولین ابر کاواک برای هندسه آریفیس توسط هر یک از مدل‌های کانز، سینگال و زوارت است؛ که این اختلاف در زمان مشاهده شده برای هر سه مدل کم و از مرتبه  $10^{-3}$  می‌باشد؛ پس می‌توان بیان کرد که این مدل‌های انتقال جرم در پیش‌بینی زمان اولین ابر کاواک برای این هندسه خاص نسبت به هم تفاوتی ندارند.



شکل ۴-۷ زمان پیش‌بینی اولین کاواک‌ها توسط هر یک از مدل‌های انتقال جرم برای آریفیس

#### ۴-۲-۴ جریان همراه با پدیده کاویتاسیون در ونتوری

هندسه دیگری که برای بررسی جریان داخلی انتخاب شده یک ونتوری می‌باشد. شاتز<sup>۱</sup> و ریبود<sup>۲</sup> در سال ۱۹۹۷ آزمایشاتی بر روی این ونتوری دارای زاویه همگرایی ۱۸ درجه و زاویه واگرایی حدود ۸ درجه انجام دادند [۵۳]. هندسه ونتوری مورد بحث همراه با شبکه‌بندی و همچنین شرایط مرزی مورد استفاده در شکل ۴-۸ به صورت زیر آورده شده است:



شکل ۴-۸ شبکه‌بندی و شرایط مرزی ونتوری

همانطور که در شکل فوق هم نشان داده شده است، میزان تراکم شبکه بکار رفته در نزدیکی گلوگاهی و همچنین دیواره ونتوری بیشتر است. میزان تراکم در نزدیکی دیواره به میزانی است که

<sup>1</sup> Stutz

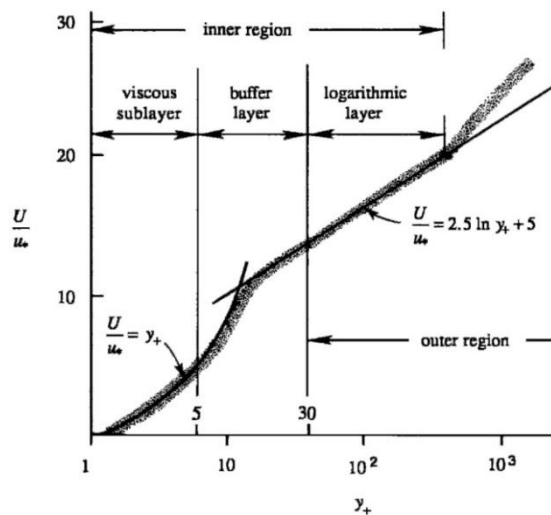
<sup>2</sup> Reboud



شرط  $y^+ < 5$  را ارضا می‌نماید. اعمال این شرط برای هندسه و نتوری به این معنی است که کوچکترین اندازه شبکه‌بندی انجام شده در محدوده زیرلایه لزجی قرار می‌گیرد. در توضیح تکمیلی برای نمودار زیر اگر  $5 < y^+ < 30$  در این حالت گذار رژیم جریان از حالت آرام به آشفته در حال رخ دادن است، و برای اعداد رینولدز بالاتر جریان به صورت آشفته<sup>۱</sup> در می‌آید. در تعریف  $y^+$  داریم:

$$\frac{U}{u_*} = f(y^+) \quad (۴-۴)$$

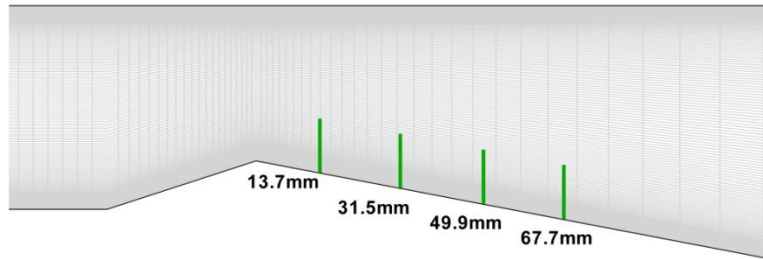
که  $u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$  به صورت مقابل تعریف می‌گردد:



شکل ۹-۴ نمودار مربوط به قانون دیواره [۵۴]

هدف از وارد نمودن این شرط در اندازه شبکه‌بندی و نتوری این موضوع بوده که اگر در آینده تصمیمی به ادامه و تکمیل حل عددی حاضر برای افزودن سایر مدل‌های آشفتگی باشد، دیگر نیازی به تولید شبکه‌بندی جدید و انجام مجدد فرایند استقلال از شبکه نباشد. محاسبه و مقایسه کمیت کسر حجمی بخار در چهار مقطع عرضی به طول‌های  $x_1 = 13.7$ ،  $x_2 = 31.5$ ،  $x_3 = 49.9$  و  $x_4 = 67.7$  میلیمتر از ابتدای گلوگاه برای سه مدل انتقال جرم انتخابی، انجام گرفته است. مکان این مقاطع عرضی در شکل زیر نشان داده شده است:

<sup>۱</sup> Turbulent



شکل ۴-۱۰ مکان قرارگیری مقاطع عرضی ثبت اطلاعات

برای محاسبه داده‌های بدست آمده توسط حل عددی در مقاطع نشان داده شده در شکل ۴-۱۰ کافی است با افزودن کد عددی زیر به کد عددی مربوط به این مسئله به راحتی مقادیر مورد نیاز را برای تجزیه و تحلیل بیشتر بدست آورد: [ به پیوست ۶ رجوع شود ]

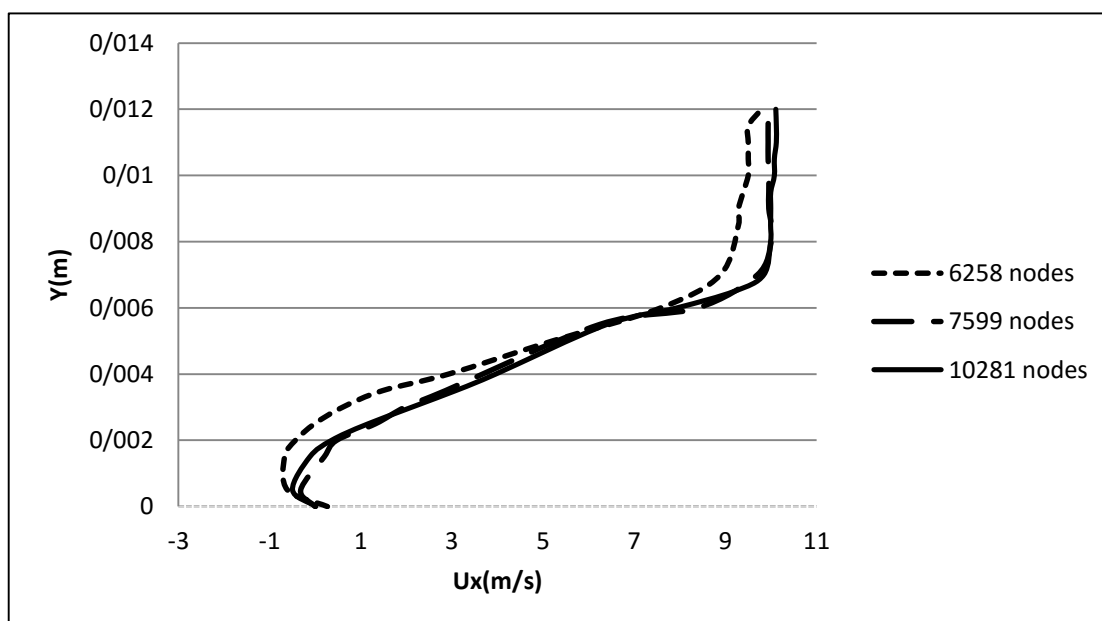
```
// Fields to be probed. runTime modifiable!
fields
(
    PMean
);
// Locations to be probed. runTime modifiable!
probeLocations
(
    (0.0254 0.0253 0.0)
);
```

#### ۴-۲-۱- شرایط مرزی

در مرز ورودی مقدار سرعت مشخص شده و برابر  $U_{inlet} = 7.2 \frac{m}{s}$  در نظر گرفته شده است. در این مرز گرادیان فشار برابر صفر لحاظ شده است. در دیواره‌های پایین و بالا شرط عدم لغزش اعمال شده است. در شرط مرزی خروجی مقدار فشار ۱۰۰ کیلوپاسکال قرار داده می‌شود و گرادیان سرعت صفر در نظر گرفته می‌شود.

در این هندسه هم به منظور مدل سازی پدیده کاویتاسیون از مدل های کانز، سینگال و زوارت که بر مبنای معادله انتقال کسر حجمی مایع هستند؛ بهره گرفته شده است.

به منظور بررسی نتایج استقلال از شبکه، سه شبکه با تعداد گره های ۶۲۵۸، ۷۵۹۹ و ۱۰۲۸۱ در نظر گرفته می شود. در نمودار شکل زیر مقایسه ای بین نتایج بدست آمده از تغییرات سرعت در گلوگاهی ونتوری نشان داده شده است. از آنجا که نتایج دو شبکه ریزتر خیلی به هم نزدیک هستند، لذا شبکه با تعداد مش ۷۵۹۹ را به عنوان شبکه مطلوب برای ادامه محاسبات انتخاب شده است.



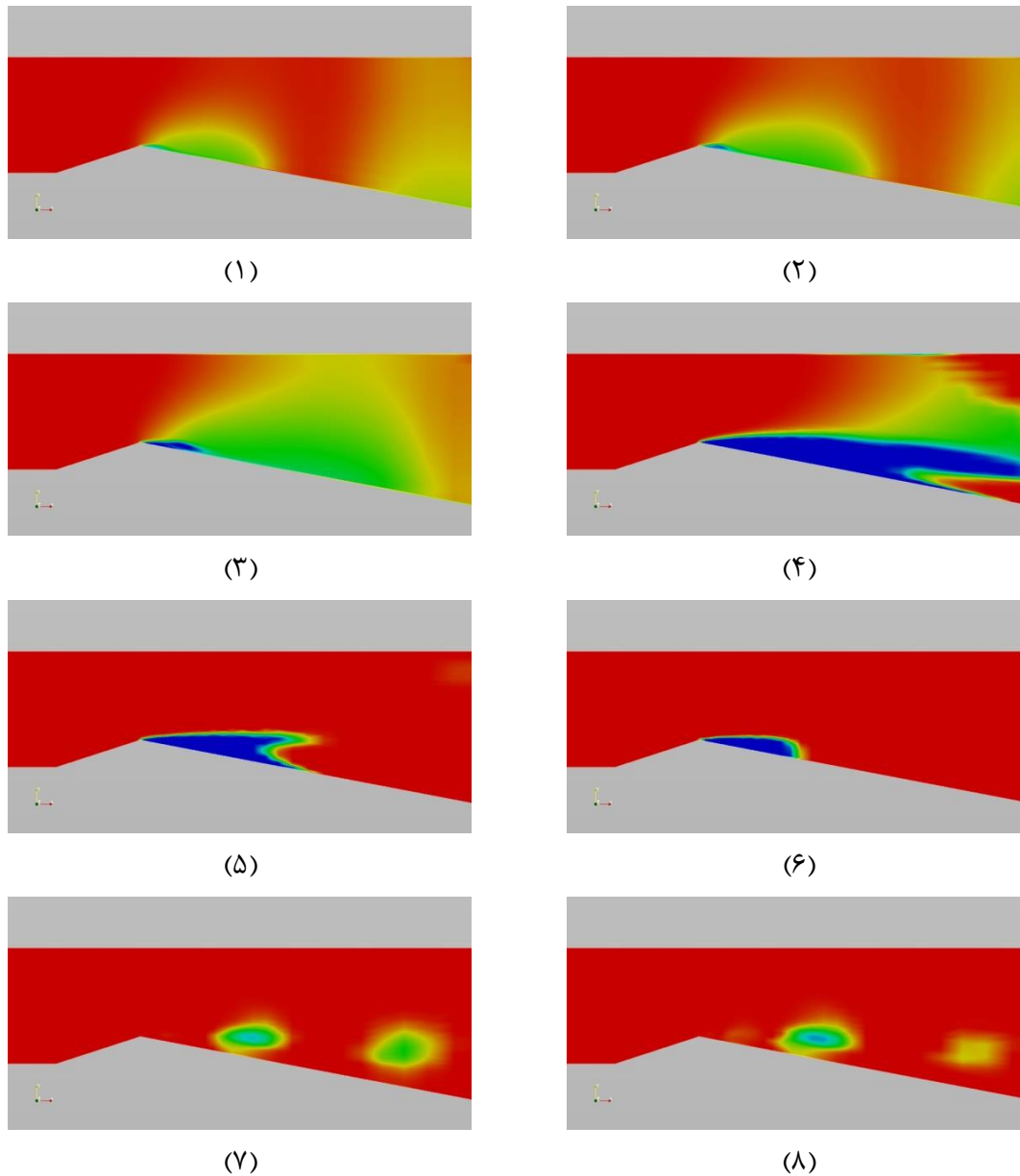
شکل ۴-۱۱ بررسی استقلال از شبکه محاسباتی ونتوری

نتایج قابل قبول بوده و سرعت های منفی بوجود آمده نمایانگر وجود جریان جت بازگشتی در منطقه ایجاد ابر کاواک می باشد. بیان این نکته لازم است که با توجه به تعریف عدد کاویتاسیون

$$\sigma = \frac{P_{inlet} - P_v}{1/2 \rho U_{\infty}^2}$$

در جریان حاضر، و وابستگی فشار ورودی به مقدار فشار خروجی می توان عدد

کاویتاسیون را با تنظیم فشار خروجی تنظیم کرد. نتایج کیفی آورده شده در شکل ۴-۱۲ جدایی کاواک ابری را به عنوان نمونه با استفاده از مدل عددی کانز در گلوگاهی ونتوری نمایش می دهد:



شکل ۴-۱۲ فرآیند ایجاد و جدایی کاواک ابری در گلوگاه ونتوری

ابتدا یک کاواک کوچک در گلوگاه شکل می‌گیرد و با گذر زمان رشد می‌کند، سپس توسط جت بازگشتی بوجود آمده شکسته و از جداره ونتوری جدا می‌شود. با جدایی این کاواک، فرآیند قبلی تکرار می‌شود و کاواک‌های جدید بوجود می‌آیند و مجدداً جدا می‌شوند. کاواک‌های جدا شده با گردابه‌های شدید در مرکز خود، به پایین دست جریان منتقل شده و با افزایش فشار به مایع تبدیل می‌شوند.

۴-۲-۲-۴-۴ مدل کانز

به منظور مدل سازی پدیده کاویتاسیون در مدل کانز، ضرایب ثابت این مدل برای جریان مورد نظر  $C_{prod} = 100$  و  $C_{dest} = 100$  در نظر گرفته شده اند. گام زمانی به گونه ای تنظیم شده است که عدد کورانت همواره کوچکتر از  $0.5$  باشد تا همگرایی صحت نتایج از دقت مناسبی برخوردار باشند.

محور عمودی نشان دهنده فاصله از دیواره تا انتهای هر یک از مقاطع نشان داده شده در شکل ۴-۱۰ به اندازه  $0.12$  متر بوده و محور افقی نیز بیان کننده درصد کسر حجمی بخار در این مقطع نسبت به فاصله آن ها از گلوگاهی می باشد؛ به عنوان مثال برای اولین مقطع با فاصله  $0.0137m$  از گلوگاهی و نتوری و کسر حجمی  $\alpha$ ، مقادیر بدست آمده برای محور افقی از رابطه  $0.0137 + (\alpha/100)$  بدست می آید.

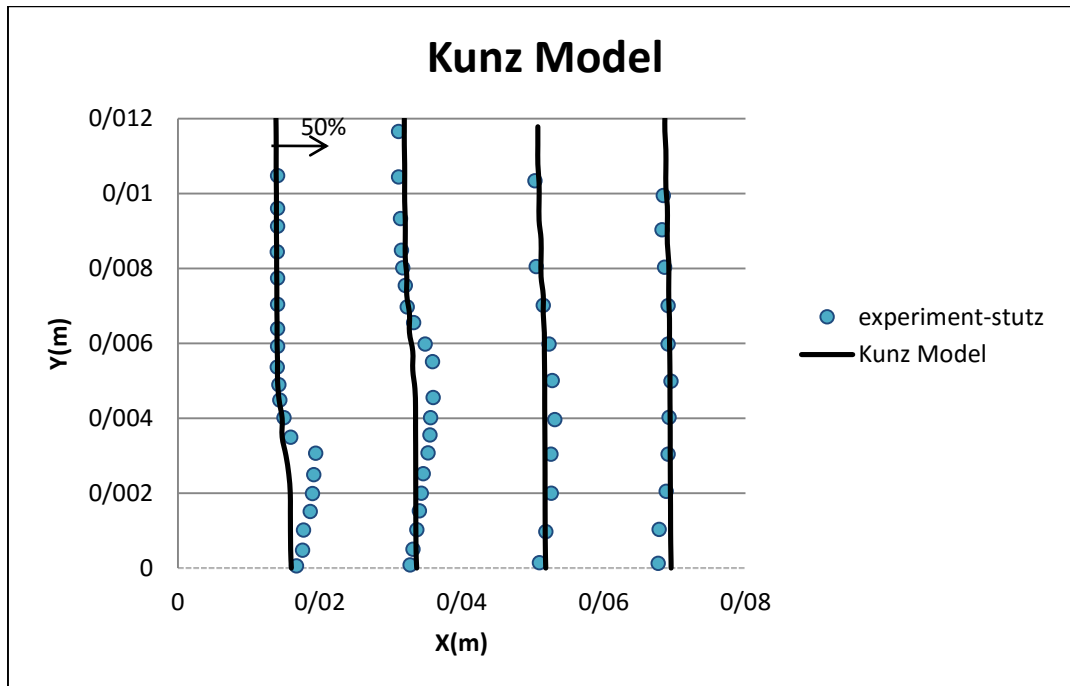
در نمودار شکل ۴-۱۳ نتایج مربوط به کسر حجمی بخار میانگین گیری شده در زمان نمایش داده شده است. این نتایج با نتایج آزمایشگاهی شاتز<sup>۱</sup> و ریبود<sup>۲</sup> مقایسه شده اند.

همانطور که از این نمودار هم قابل فهم است، داده های بدست آمده از حل عددی مدل کانز به طور کلی رفتاری مشابه آنچه توسط داده های آزمایشگاهی گزارش شده را برای هر چهار مقطع انتخابی دارا می باشند.

---

<sup>1</sup> Stutz

<sup>2</sup> Reboud



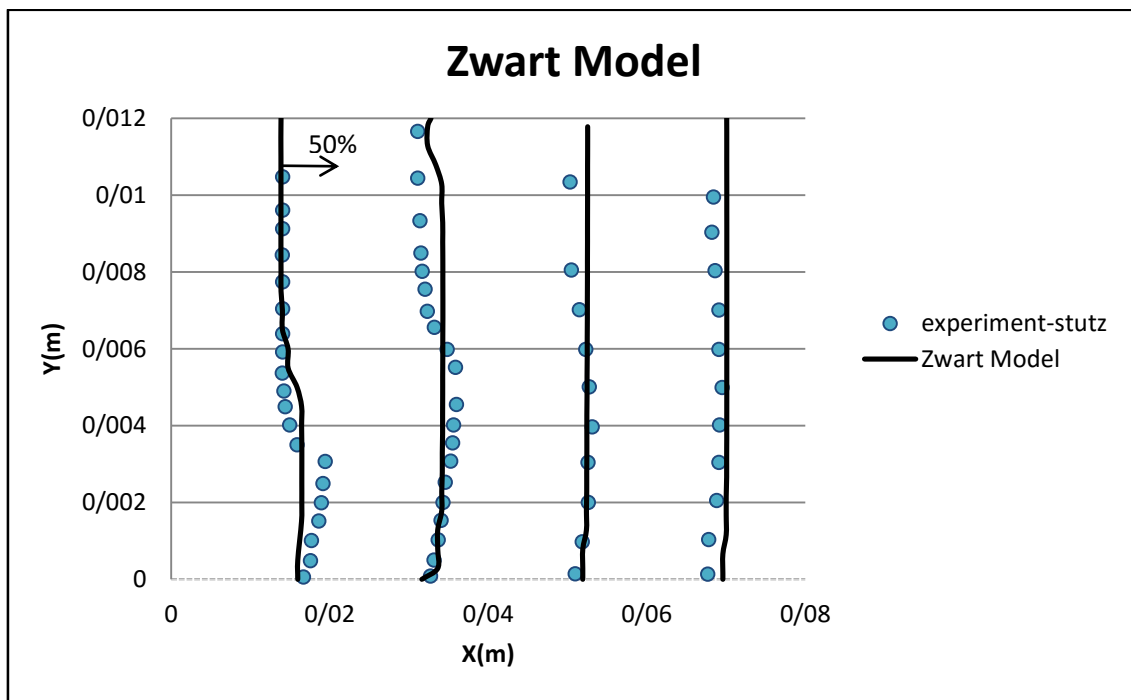
شکل ۴-۱۳ نتایج بدست آمده از مدل کانز و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای ونتوری

با توجه به این نمودار مشاهده می‌شود، هرچند به طور کلی رفتار نتایج بدست آمده از حل عددی مشابه داده‌های آزمایشگاهی است، ولی نتایج بدست آمده در نزدیکی دیواره در فاصله حدود  $0/006$  -  $0/003$  متر از دیواره دارای خطایی نسبت به داده‌های آزمایشگاهی می‌باشد. به نظر می‌رسد این مدل در فاصله دورتر از نقطه گلوگاهی دارای جواب‌های بهتری نسبت به فاصله نزدیکتر به گلوگاه می‌باشد. هر چه از گلوگاه ونتورری فاصله می‌گیریم ابرهای کاواک پیش‌بینی شده توسط مدل کانز به واقعیت نزدیکتر می‌گردند.

#### ۴-۲-۳- مدل زوارت

به منظور مدل‌سازی پدیده کاویتاسیون در مدل زوارت ضرایب ثابت این مدل برای جریان مورد نظر  $C_c = 0.02$  و  $C_v = 50$  در نظر گرفته شده‌اند. گام زمانی مربوط به حل عددی این مدل به گونه‌ای تنظیم شده است تا همگرایی صحت نتایج از دقت مناسبی برخوردار باشند. در نمودار شکل ۴-۱۴ نتایج مربوط به کسر حجمی بخار میانگین‌گیری شده در زمان نمایش داده شده و نتایج بدست آمده از این مدل با نتایج تجربی مقایسه شده‌اند.

برای این نمودار نیز همانند آنچه برای نمودار شکل ۴-۱۳ توضیح داده شد، محور عمودی نشان-دهنده فاصله از دیواره برای هر یک از مقاطع مورد نظر و محور افقی نیز بیان کننده درصد کسر حجمی بخار در این مقاطع نسبت به فاصله آن‌ها از گلوگاهی می‌باشد:



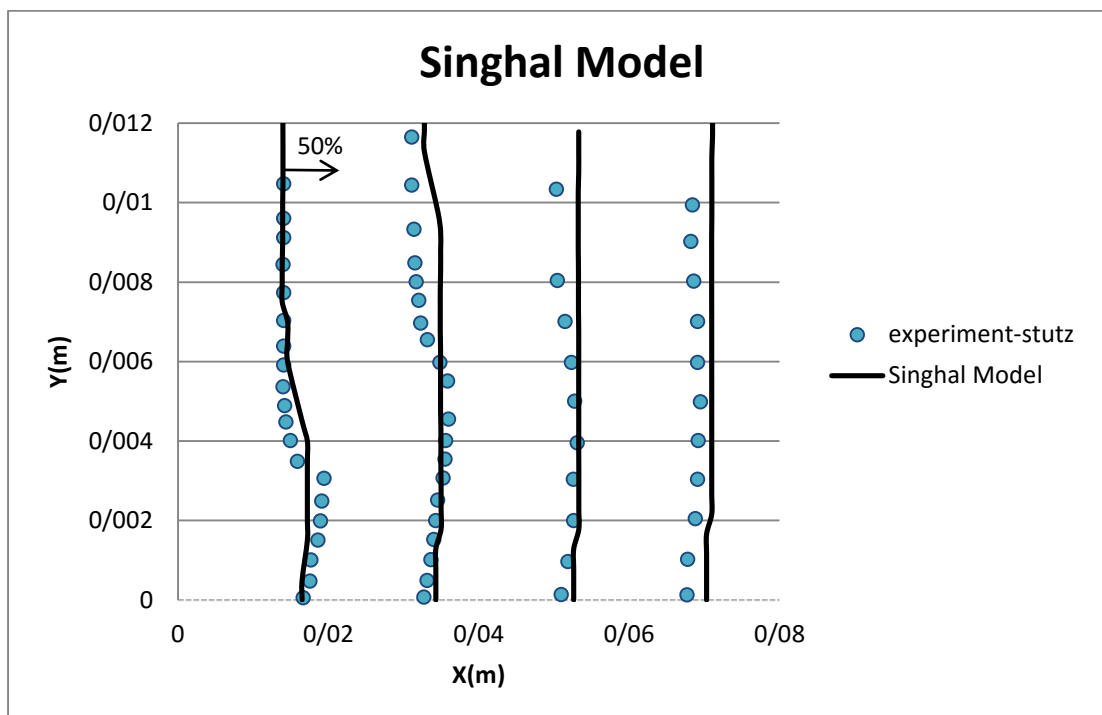
شکل ۴-۱۴ نتایج بدست آمده از مدل زوارت و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای ونتوری

همانطور که در نمودار شکل ۴-۱۴ نشان داده شده است؛ مدل زوارت نیز روند کلی تغییرات را برای هر چهار مقطع مشخص شده همانند آنچه توسط کار آزمایشگاهی گزارش شده، نشان می‌دهد با این تفاوت که روند تغییرات در مقطع دوم که در فاصله ۰/۳۱۵ متری از گلوگاه قرار دارد، در فاصله دورتری از دیواره روند کلی مورد نظر را نشان می‌دهد. شاید یک دلیل این موضوع این باشد که مدل زوارت احتمال ایجاد ابر کاواک را در فاصله بیشتری از دیواره و گلوگاهی پیش‌بینی می‌نماید.

#### ۴-۲-۴-۴ مدل سینگال

به منظور مدل‌سازی پدیده کاویتاسیون در مدل سینگال ضرایب ثابت این مدل برای جریان مورد نظر  $C_e = 0.01$  و  $C_v = 0.02$  در نظر گرفته شده‌اند.

در ادامه در شکل ۴-۱۵ نتایج مربوط به حل عددی کسر حجمی بخار میانگین گیری شده در زمان آورده شده و نتایج بدست آمده از این مدل با نتایج آزمایشگاهی شاتز<sup>۱</sup> و ریبود<sup>۲</sup> مقایسه شده‌اند. محور عمودی نشان دهنده فاصله از دیواره برای هر یک از مقاطع تعیین شده با توجه به داده‌های آزمایشگاهی موجود می‌باشد و محور افقی نیز بیان گر درصد کسر حجمی بخار در این مقاطع نسبت به فاصله آن‌ها از گلوگاهی می‌باشد:



شکل ۴-۱۵ نتایج بدست آمده از مدل سینگال و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای ونتوری

جواب‌های بدست آمده از حل عددی برای این مدل هم مشابه دو مدل قبلی روند کلی تغییرات را مشابه روند کلی داده‌های تجربی نشان می‌دهند، ولی همانطور که مشاهده می‌شود این مدل در مقاطع دورتر از گلوگاه نسبت به دو مدل مورد بحث دیگر دارای دقت کمتری می‌باشد؛ به عبارت دیگر دو

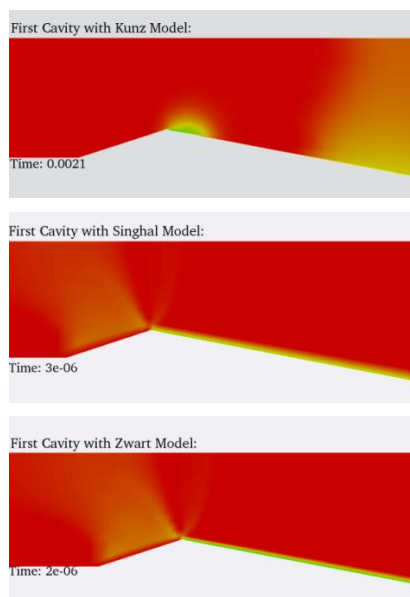
<sup>1</sup> Stutz

<sup>2</sup> Reboud



مدل زوارت و کانز برای هندسه ونتوری دارای جواب‌های به مراتب نزدیکتری به جواب‌های گزارش شده تجربی می‌باشند.

همانطور که برای هندسه اُریفیس زمان تشکیل اولین کاواک‌ها بر اساس هر یک از مدل‌ها بررسی شده؛ در ادامه برای هندسه ونتوری هم زمان تشکیل اولین ابر کاواک‌ها با استفاده از نتایج مربوط به حل عددی حاصل از مدل‌های انتقال جرم انتخاب شده، آورده شده است:



اولین کاواک مربوط به مدل  
کانز:

اولین کاواک مربوط به مدل  
سینگال:

اولین کاواک مربوط به مدل  
زوارت:

شکل ۴-۱۶ زمان پیش بینی اولین کاواک‌ها توسط هر یک از مدل‌های انتقال جرم برای ونتوری

#### ۴-۵- بررسی مدل‌های انتقال جرم در جریان خارجی

آزمایشات متعددی بر روی پدیده کاویتاسیون انجام شده است اما اندکی از آنها به منظور بررسی و مقایسه با نتایج عددی قابل استفاده هستند. اغلب مطالعات انجام شده محدود به جریان‌های خارجی بوده و به اندازه‌گیری توزیع فشار پرداخته‌اند. مدل‌های کاویتاسیون مبتنی بر معادله انتقال، قابلیت و کاربرد خود را در بدست آوردن فشار در این هندسه‌ها به اثبات رسانده‌اند. یکی از کمیت‌های مهم برای مقایسه نتایج حاصل از هر یک از مدل‌ها در جریان خارجی، کمیت ضریب فشار می‌باشد. با توجه به نتایج آزمایشگاهی مربوط به ضریب فشار برای هندسه هیدروفویل NACA0015، از این هندسه

برای بررسی نتایج حل عددی حاصل از هر یک از مدل‌های انتخابی برای جریان خارجی بهره گرفته شده است. برای بدست آوردن مقدار عددی ضریب فشار از فرمول زیر استفاده شده است:

$$C_p = \frac{P_0 - P_v}{0.5\rho U^2} \quad (5-4)$$

#### ۴-۵-۱- جریان همراه با پدیده کاویتاسیون بر روی هیدروفویل NACA0015

در این بخش به مدل‌سازی جریان همراه با پدیده کاویتاسیون بر روی یک هیدروفویل<sup>۱</sup> پرداخته شده است. نتایج کیفی این بخش با نتایج آزمایشگاهی گزارش شده توسط یاکوشیجی<sup>۲</sup> [۵۵] و نتایج کمی آن با نتایج گزارش شده توسط کروون<sup>۳</sup> [۵۶] مقایسه شده است. زاویه حمله برای مقایسه کیفی با کار آزمایشگاهی یاکوشیجی برابر ۸ درجه انتخاب و برای مقایسه کمی با داده‌های آزمایشگاهی کروون، زوایای حمله ۵ و ۶ درجه انتخاب شده است.

#### ۴-۵-۱-۱- شرایط مرزی

شرایط مرزی اعمال شده در مرز ورودی سرعت ثابت، مرز خروجی فشار ثابت و سطوح بالایی و پایینی شرط تقارن می‌باشند. سرعت جریان ورودی ۱۰ متر بر ثانیه و فشار جریان خروجی ۶۰ کیلوپاسکال به گونه‌ای تنظیم شده‌اند تا عدد کاویتاسیون  $\sigma = \frac{P_{outlet} - P_v}{1/2\rho U_\infty^2}$  برابر ۱/۲ شود. نمایی از شبکه‌بندی در شکل ۴-۱۷ ارائه شده است.

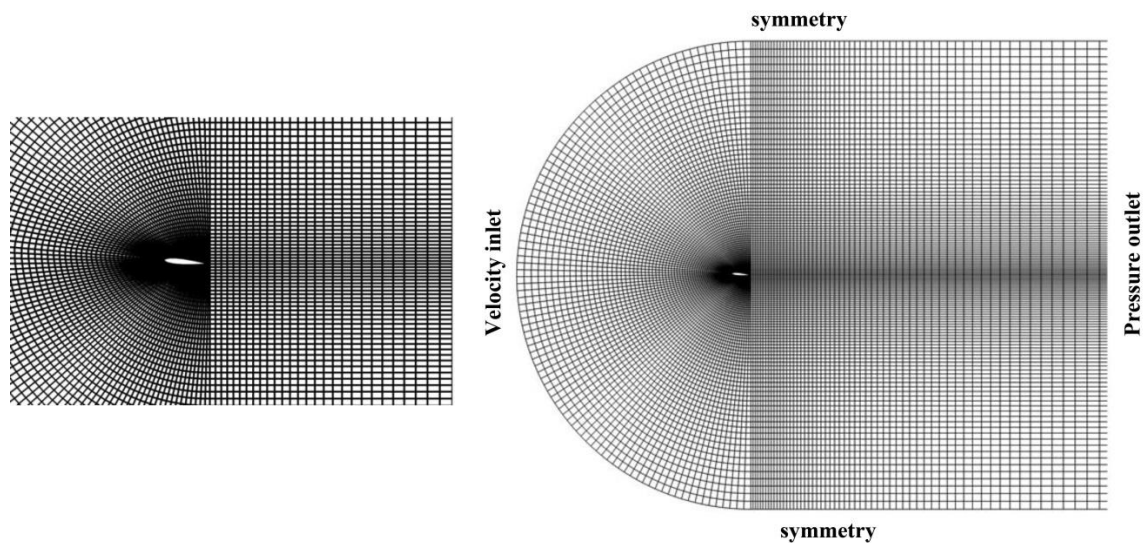
طول بال<sup>۴</sup> انتخاب شده برابر  $c = 0.115m$  است و فاصله آن از مرز ورودی  $12.5c$ ، از مرز خروجی  $20c$  و از مرزهای بالایی و پایینی  $12.5c$  در نظر گرفته شده است.

<sup>1</sup> NACA0015

<sup>2</sup> Yakushiji

<sup>3</sup> Cervone

<sup>4</sup> Chord

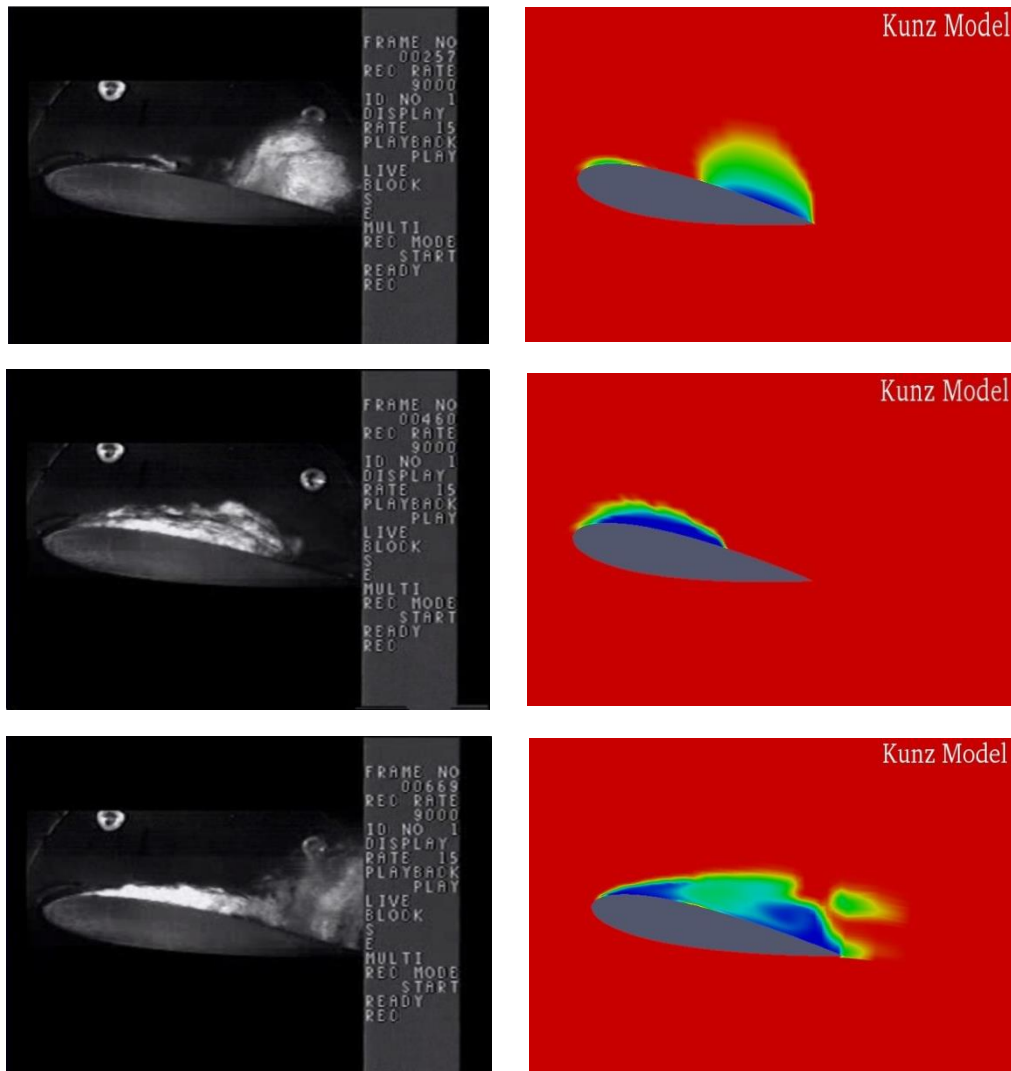


شکل ۴-۱۷ نمایی از شبکه بندی هیدروفویل NACA0015

#### ۴-۱-۵-۲- نتایج مربوط به حل عددی مدل‌ها برای هیدروفویل NACA0015

در ادامه مقایسه کیفی بین نتایج بدست آمده از تحقیق حاضر و نتایج آزمایشگاهی یاکوشیجی [۵۵] انجام شده است. تفاوت اصلی بین نتایج آزمایشگاهی و نتایج عددی حاضر آن است که نتایج آزمایشگاهی در حالت سه بعدی انجام شده‌اند اما نتایج عددی در حالت دو بعدی انجام شده‌اند. شکل ۴-۱۸ نحوه تشکیل، گسترش و استهلاك کاواک‌های ایجاد شده با استفاده از حل عددی مدل کانز پیرامون هیدروفویل انتخابی با زاویه حمله  $8^\circ$  را نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود، تصاویر ثبت شده آزمایشگاهی توسط یاکوشیجی<sup>۱</sup> [۵۵] و نتایج بدست آمده از حل عددی مدل کانز در پیش‌بینی اولین ابرهای کاواک و نحوه جدا شدن ابر کاواک از انتهای هیدروفویل دارای شباهت خوبی می‌باشند و می‌توان گفت مدل کانز برای هندسه هیدروفویل با توجه به نتایج کیفی بدست آمده مدلی موفق می‌باشد.

<sup>۱</sup> Yakushiji

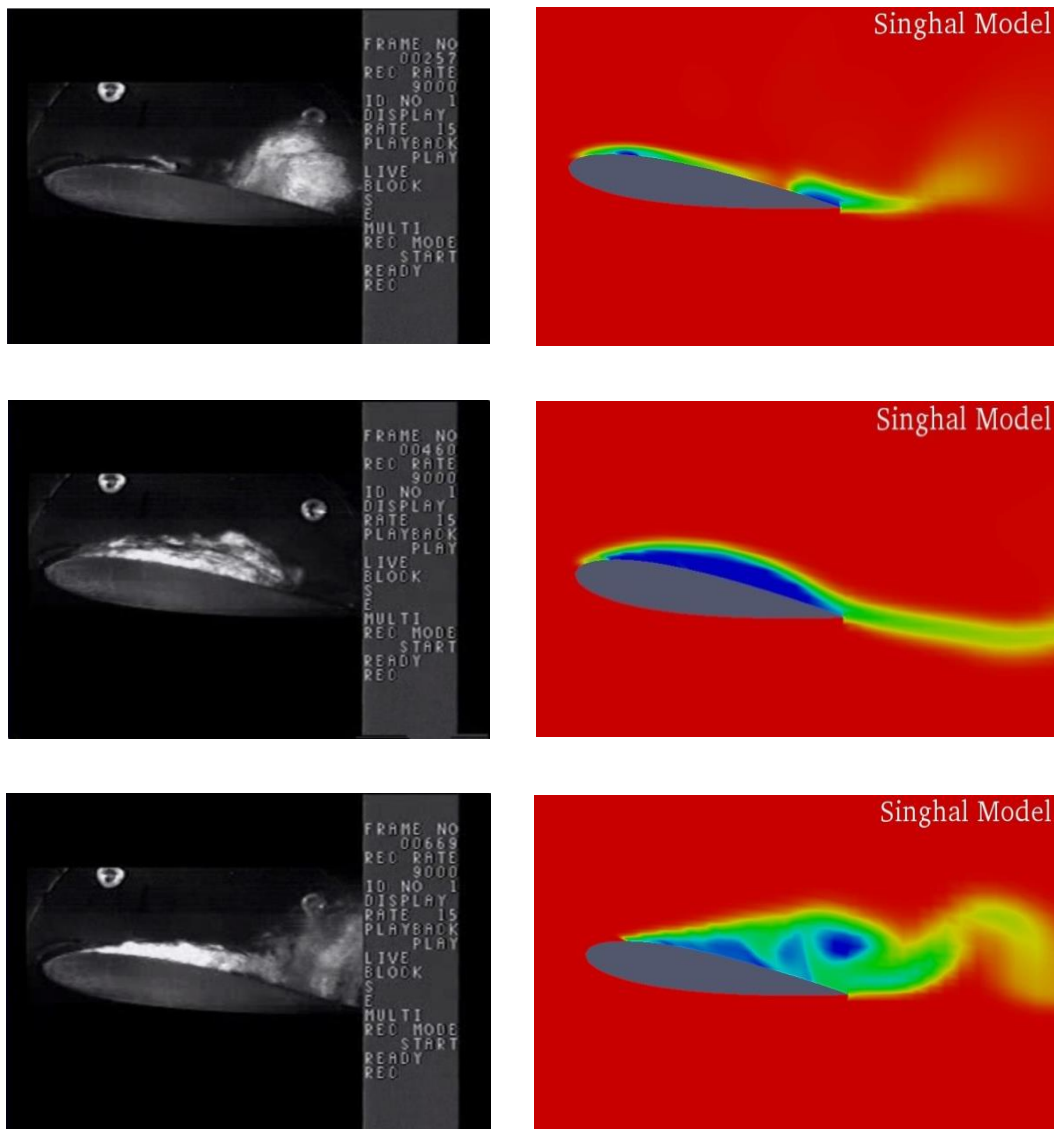


شکل ۴-۱۸ مقایسه نتایج عددی بدست آمده از مدل کانز و تصاویر تجربی برای هیدروفویل با زاویه

حمله  $8^\circ$  [۵۵]

همانند مقایسه انجام شده در شکل ۴-۱۸، در ادامه در شکل ۴-۱۹ مقایسه‌ای میان تغییرات دوره-ای کاواک ایجادشده توسط حل عددی مدل سینگال و عکس‌هایی که به صورت آزمایشگاهی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $8^\circ$  انجام شده است. همانطور که در این تصاویر هم مشاهده می‌گردد، مدل سینگال در پیش‌بینی و رشد ناحیه کاواک دارای کمی تفاوت نسبت به تصاویر آزمایشگاهی ثبت شده می‌باشد؛ به خصوص در مورد بسته شدن ناحیه کاواک در انتهای هیدروفویل این مدل نسبت به مدل کانز دقت کمتری دارد، ولی آنچه به نظر می‌رسد، این است که مدل سینگال با این که نسبت به مدل

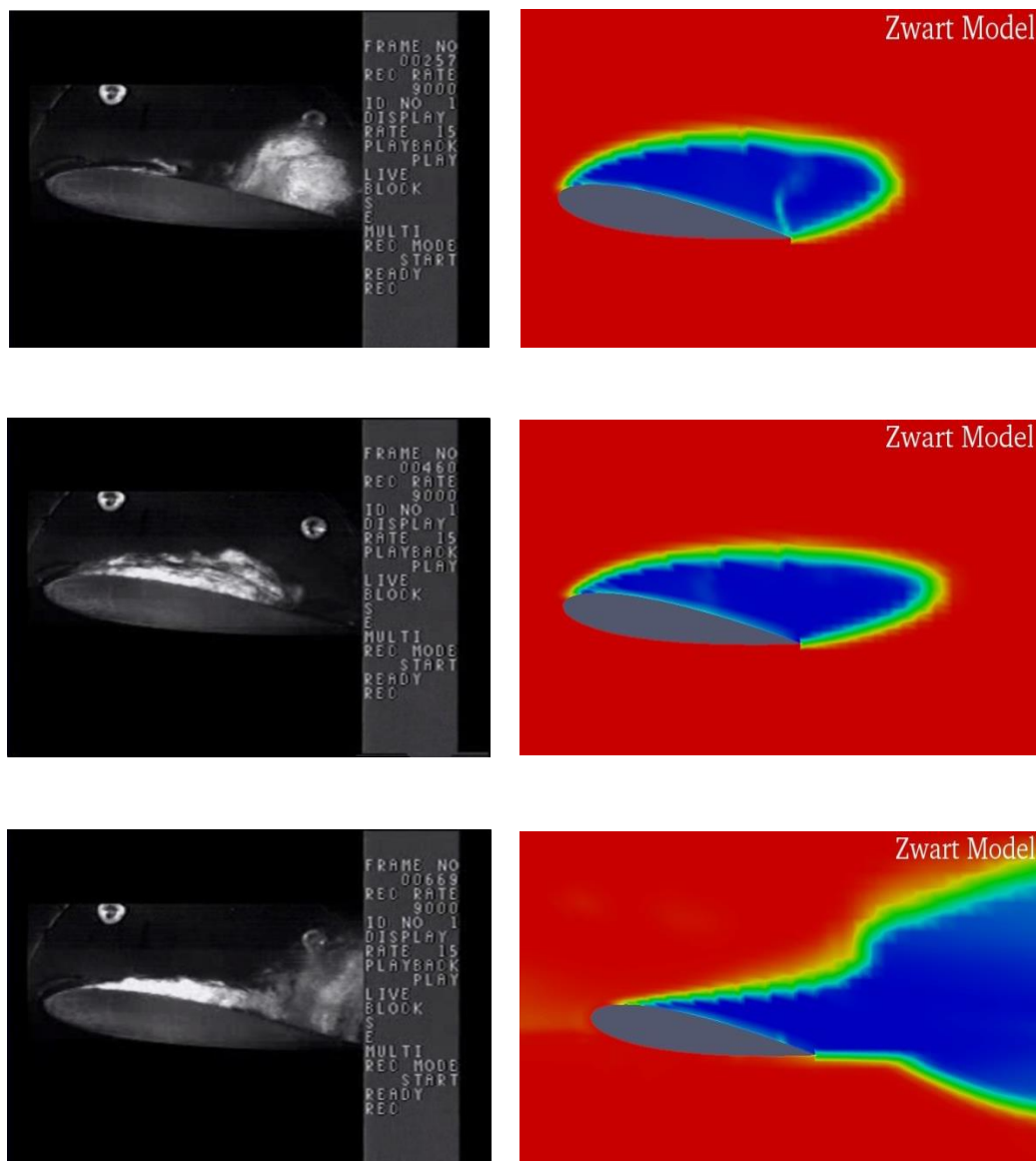
کانز در هندسه هیدروفویل دارای موفقیت کمتری در پیش‌بینی ابرکاواک می‌باشد ولی با این حال می‌توان با کمی اغماض این مدل را هم برای پیش‌بینی ناحیه کاواک برای هیدروفویل مناسب دانست.



شکل ۴-۱۹ مقایسه نتایج عددی بدست آمده از مدل سینگال و تصاویر تجربی برای هیدروفویل با زاویه

حمله  $8^\circ$  [۵۵]

برای مدل زوارت هم مقایسه‌ای میان تغییرات دوره‌ای کاواک ایجاد شده توسط حل عددی این مدل و تصاویر عکسبرداری شده‌ای که به صورت تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $8^\circ$  موجود است، در شکل ۴-۲۰ آورده شده است:



شکل ۴-۲۰ مقایسه نتایج عددی بدست آمده از مدل زوارت و تصاویر تجربی برای هیدروفویل با زاویه

حمله  $8^\circ$  [۵۵]

با توجه به آنچه در در شکل ۴-۲۰ مشاهده می شود، به نظر می رسد مدل زوارت هم در پیش بینی نحوه ایجاد و رشد ناحیه کاویتی و هم در مورد بسته شدن انتهای ناحیه کاویتی تفاوت های نسبتاً زیادی در مقایسه با تصاویر آزمایشگاهی گزارش شده برای هیدروفویل دارد.

از جمله دلایلی که برای این مسئله می توان عنوان نمود این است که در مدل زوارت از یکسری ضرایب ثابت در تعاریف پایه ای خود استفاده می نماید، که این ضرایب ثابت در حلقه های حل عددی

دیگر توانایی بروز شدن در هر مرحله از حل را ندارند، پس این مسئله امری طبیعی است که این مدل همواره و برای همه هندسه‌ها جواب‌های کاملاً مناسب را به عنوان خروجی دارا نیست.

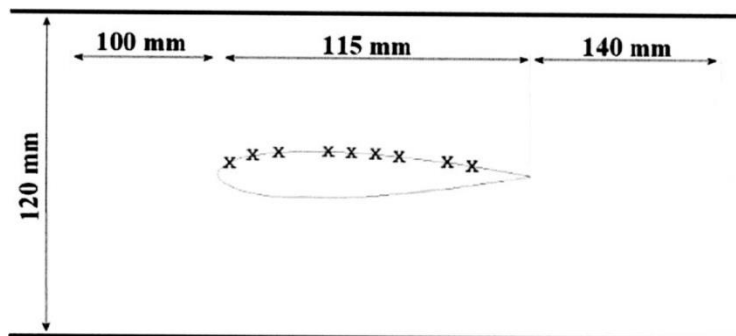
حال می‌توان یکی از نقاط ضعف این مدل را داشتن همین ضرایب ثابت دانست که باعث کم شدن دقت این مدل در پیش‌بینی نحوه شکل‌گیری و رشد ناحیه کاواک پیرامون هیدروفویل شده است. نتایج آزمایشگاهی نشان‌دهنده یک کاواک صفحه‌ای از قسمت ابتدائی بال می‌باشد. این کاواک در سطح بال و توسط جریان به پایین دست هدایت می‌شود و زمانی که به اندازه مشخصی می‌رسد ناپایدار شده و به طور متناوب، به صورت یک کاواک ابری از بال جدا می‌شود. این فرآیند بوسیله جریان جت بازگشتی پایین دست کاواک کنترل می‌شود به طوری که جریان از پایین دست کاواک به سمت بالا دست کاواک حرکت می‌کند. زمانی که جت بازگشتی به ابتدای بال رسیده و با جریان خارجی برخورد می‌کند باعث شکسته شدن کاواک به ابری از حباب‌های کوچک می‌شود. این حباب‌های کوچک توسط جریان خارجی به پایین دست منتقل می‌شوند. مدل‌های کاویتاسیونی حاضر این حباب‌های کوچک را به صورت مجموعه‌ای از حباب‌های بهم چسبیده مدل‌سازی می‌کنند و آنها را به صورت کاواک‌های جدا شده از سطح بال نمایش می‌دهند. در تحقیق حاضر تمام محاسبات ارائه شده بر روی حل عددی انجام شده برای هیدروفویل در حالت دو بعدی انجام گرفته است که این امر خود باعث کاهش دقت جواب‌ها و در نتیجه مشاهده کمابیش خطا در مدل‌های کاویتاسیونی خواهد بود.

شاتز<sup>۱</sup> و ریبود<sup>۲</sup> نتایج خود را بر روی نقاط خاصی از سطح هیدروفویل منتخب بدست آوردند.

موقعیت و فاصله این نقاط از یکدیگر در شکل ۴-۲۱ نشان داده شده است:

<sup>1</sup> Stutz

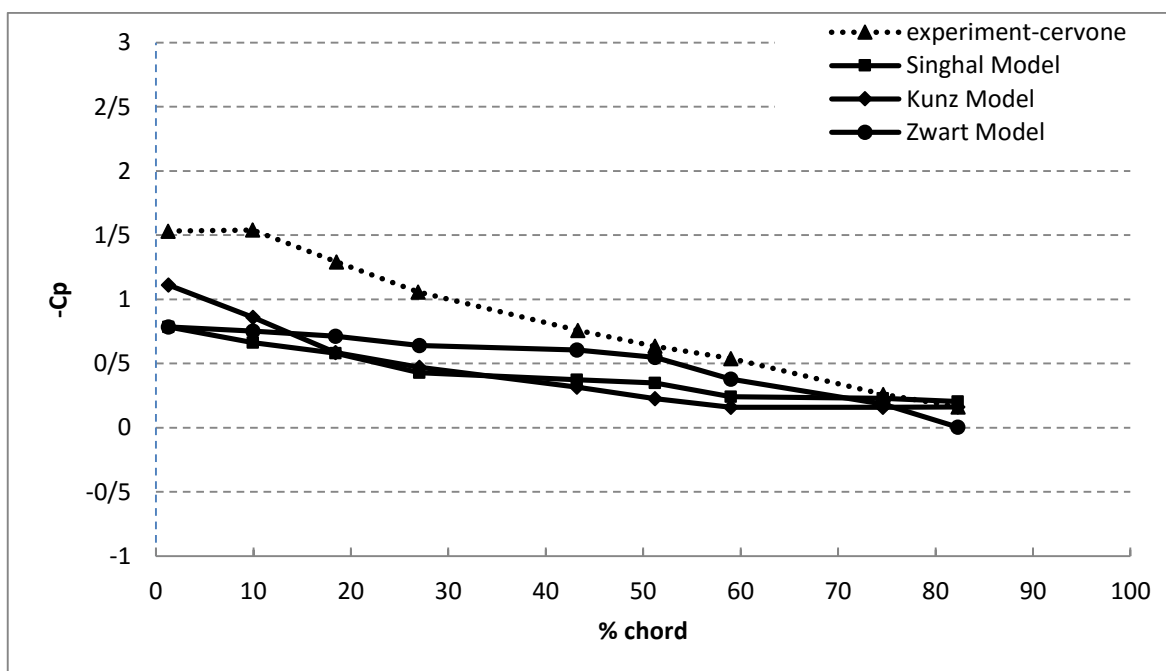
<sup>2</sup> Reboud



شکل ۴-۲۱ نمایی شماتیک از مکان قرارگیری پراب‌ها بر روی هیدروفویل [۵۶]

در این تحقیق برای بدست آوردن داده‌های خروجی حاصل از حل عددی هر یک از مدل‌ها در نقاط مشخص شده که بر روی سطح هیدروفویل قرار گرفته‌اند، پراب‌هایی تعریف شده است که از آن‌ها استفاده شده است. [به پیوست ۶ رجوع شود]

در نمودارهای شکل‌های زیر مقایسه‌ای میان تغییرات ضریب فشار بدست آمده از حل عددی هر سه مدل کانز، سینگال و زوارت و نتایج آزمایشگاهی انجام شده توسط شاتز و ریبود بر حسب فاصله بی‌بعد شده نسبت به طول کورد هیدروفویل با دو زاویه حمله  $5^\circ$  و  $6^\circ$  آورده شده است:



شکل ۴-۲۲ نتایج عددی مدل‌های انتقال جرم و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$



در نمودار شکل ۴-۲۲ که برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  آورده شده، رفتار کلی پیش‌بینی شده توسط هر سه مدل مورد بحث مشابه رفتاری است که برای نتایج آزمایشگاهی گزارش شده است. قدرت پیش‌بینی میزان ضریب فشار در ابتدای هیدروفویل برای هر یک از مدل‌های انتقال جرم نسبت به انتهای آن کمتر می‌باشد؛ ولی با این اوصاف از نمودار فوق می‌توان فهمید که مدل کانز نسبت به دو مدل دیگر برای تعیین ضریب فشار بر روی هیدروفویل مقادیری نزدیکتر به داده‌های آزمایشگاهی بدست می‌دهد. یکی از دلایلی که برای اختلاف پدید آمده در جواب‌های مربوط به حل عددی هر یک از مدل‌ها در ابتدا و انتهای هیدروفویل می‌توان عنوان کرد، این است که به نظر می‌رسد این مدل‌ها در پیش‌بینی احتمال وقوع ابر کاواک در انتهای هیدروفویل نسبت به ابتدای آن برای هندسه هیدروفویل دارای توفیق بیشتری هستند.

جزئیات نمودار شکل ۴-۲۲ در جداول زیر آورده شده است:

جدول (۴-۵) مقایسه بین داده‌های بدست آمده آزمایشگاهی و حل عددی مدل زوارت برای هیدروفویل (جریان خارجی)

$C_p$ (CFD)	$C_p^*$ (Exp)	% درصد خطای نسبی
0.78	1.53	48.8
0.75	1.54	51.08
0.71	1.29	44.79
0.64	1.06	39.4
0.61	0.76	20.04
0.55	0.63	13.56
0.38	0.54	29.46
0.18	0.26	28.71
0.01	0.16	96.78

همانطور که در جدول (۴-۵) هم قابل مشاهده است، برای مدل زوارت بیشترین و کمترین مقدار درصد خطای نسبی به ترتیب برابر با  $96.78\%$  و  $13.56\%$  می‌باشد. همچنین مقدار میانگین درصد خطا برای این مدل نسبت به نتایج آزمایشگاهی برابر  $42.91\%$  است.

جدول (۴-۶) مقایسه بین داده‌های بدست آمده آزمایشگاهی و حل عددی مدل سینگال برای هیدروفویل (جریان خارجی)

$C_p$ (CFD)	$C_p^*$ (Exp)	% درصد خطای نسبی
0.83	1.53	46.01
0.7	1.54	54.23
0.62	1.29	51.94
0.47	1.06	55.67
0.41	0.76	45.32
0.39	0.63	38.77
0.28	0.54	47.55
0.27	0.26	3.87
0.24	0.16	50.81

با توجه به آنچه در جدول (۴-۶) آمده است، برای مدل سینگال بیشترین و کمترین و همچنین

میانگین مقدار درصد خطای نسبی، نسبت به نتایج آزمایشگاهی گزارش شده به ترتیب برابر با ۵۵/۶۷٪،

۳/۸۷٪ و ۴۳/۸٪ می‌باشد.

جدول (۴-۷) مقایسه بین داده‌های بدست آمده آزمایشگاهی و حل عددی مدل کانز برای هیدروفویل (جریان خارجی)

$C_p$ (CFD)	$C_p^*$ (Exp)	% درصد خطای نسبی
1.16	1.53	24.16
0.91	1.54	40.94
0.63	1.29	50.84
0.52	1.06	50.63
0.37	0.76	51.63
0.28	0.63	56.48
0.21	0.54	61.28
0.21	0.26	19.35
0.21	0.16	30.92

با مشاهده جدول (۴-۷) مشخص می‌شود که برای مدل کانز بیشترین و کمترین و همچنین مقدار

میانگین درصد خطای نسبی، نسبت به نتایج آزمایشگاهی به ترتیب برابر با ۶۱/۲۸٪، ۱۹/۳۵٪ و

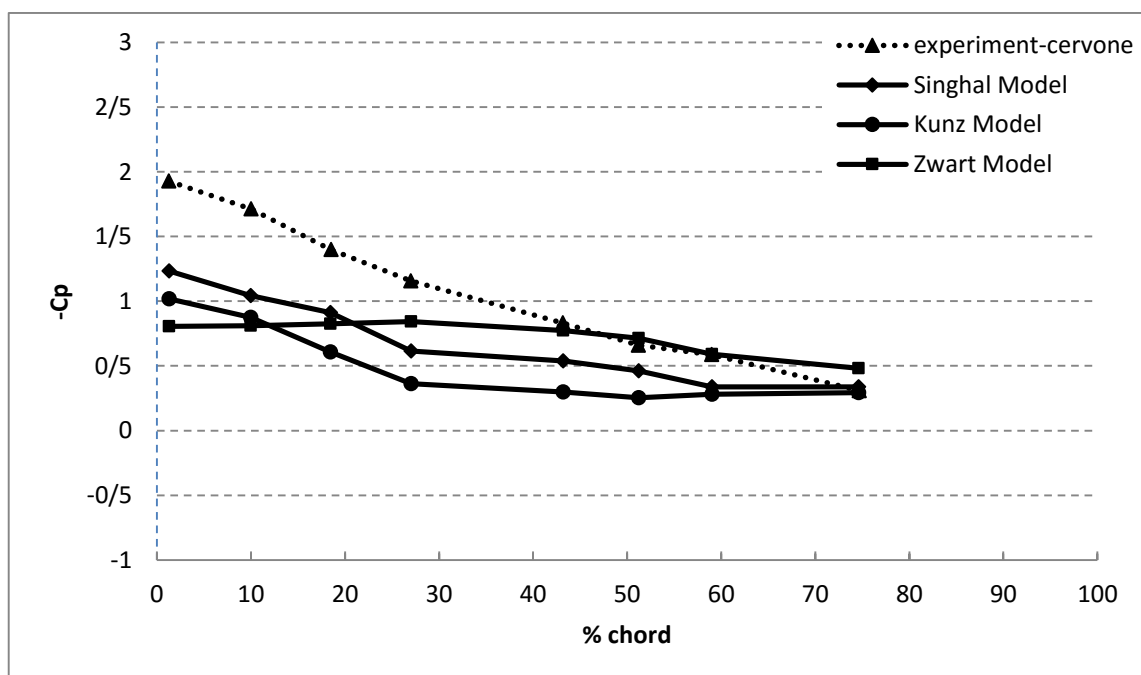
۴۲/۹۱٪ می‌باشد.

در مورد درصد خطای نسبی داده های بدست آمده از حل عددی جریان خارجی ذکر این نکته لازم است که، این داده ها مربوط به جواب های بهبود یافته عددی می باشند. نتیجه کلی سه جدول فوق به اختصار در جدول زیر آمده است:

جدول (۴-۸) مقایسه نتایج بدست آمده از حل عددی مدل های کاویتاسیون (جریان خارجی)

میانگین	بیشینه	کمینه	
41.4	96.78	13.56	مدل زوارت
43.8	55.67	3.87	مدل سینگال
42.91	61.28	19.35	مدل کانز

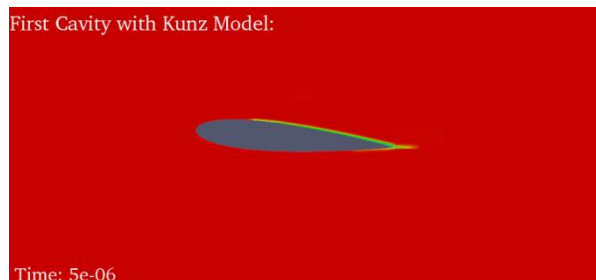
بررسی نتایج فوق نشان می دهد که کمترین خطا مربوط به مدل سینگال ، بیشترین خطا را زوارت و در عین حال کمترین مقدار در میانگین درصد خطا را نیز مدل زوارت دارا می باشد، در کل به دلیل نداشتن اختلاف زیاد میان روند درصد خطای نسبی در مدل کانز، انتخاب این مدل توصیه می گردد. در ادامه در نمودار شکل ۴-۲۳ نتایج مربوط به حل عددی مدل سازی کاویتاسیون پیرامون هیدروفویل با زاویه حمله  $6^\circ$  آورده شده است.



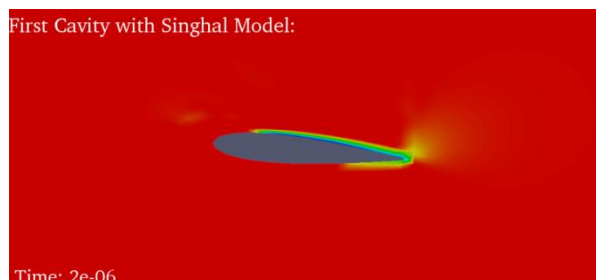
شکل ۴-۲۳ نتایج عددی مدل های انتقال جرم و مقایسه آنها با نتایج آزمایشگاهی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $6^\circ$

با توجه به نمودار فوق، به نظر می‌رسد برای هیدروفویل با زاویه حمله  $6^\circ$  جواب‌ها و رفتار کلی که آن‌ها در انتهای هیدروفویل نشان می‌دهند نسبت به جواب‌های بدست آمده برای ابتدای هیدروفویل به نتایج آزمایشگاهی گزارش شده توسط کروون<sup>۱</sup> [۵۶] نزدیک‌تر می‌باشند. در توجیه این رفتار می‌توان دخیل بودن عدم قطعیت‌ها بر روی متوسط‌گیری‌های انجام شده بر روی مقاطع انتخاب شده بر روی هیدروفویل را سهیم دانست.

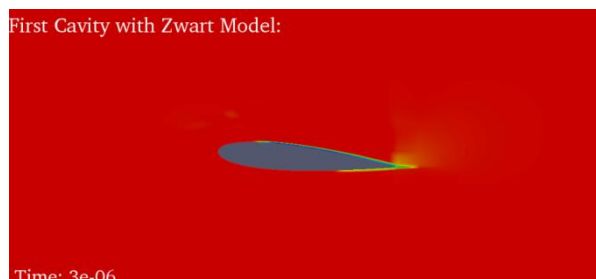
همانند آنچه برای هندسه‌های با جریان داخلی برای مقایسه زمان تشکیل اولین کاواک‌ها بر اساس هر یک از مدل‌های پیش‌بینی کاویتاسیون انجام پذیرفت؛ در شکل ۴-۲۴ برای هندسه با جریان خارجی که در این تحقیق هیدروفویل می‌باشد نیز مقایسه‌ای برای زمان تشکیل اولین ابرهای کاواک با استفاده از نتایج مربوط به حل عددی سه مدل کانز، سینگال و زوارت، آورده شده است:



اولین کاواک مربوط به مدل  
کانز:



اولین کاواک مربوط به مدل  
سینگال:



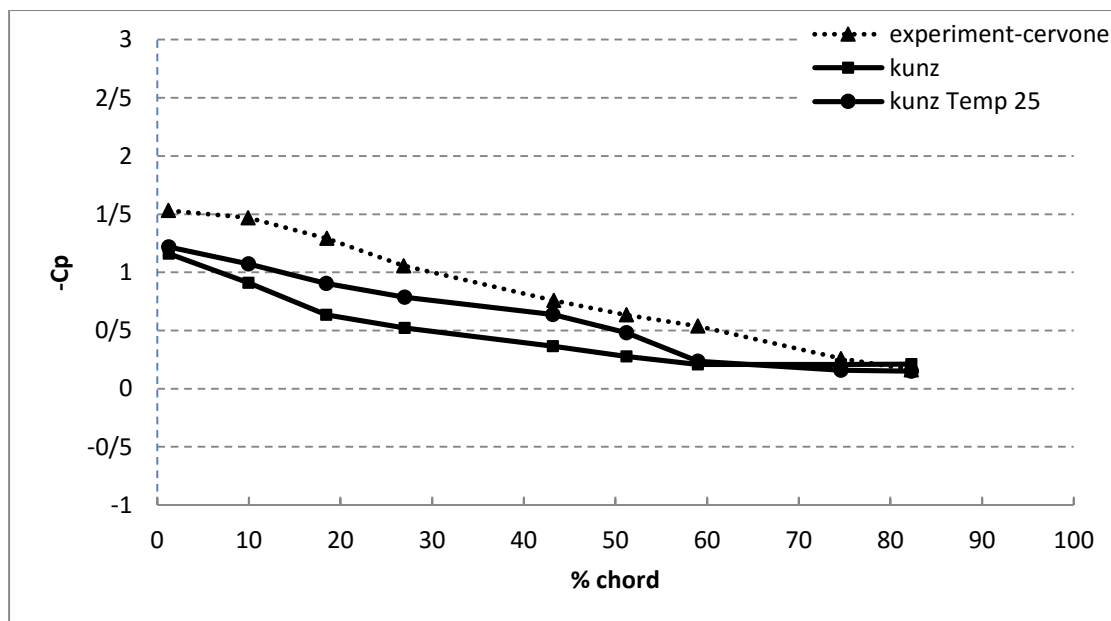
اولین کاواک مربوط به مدل  
زوارت:

شکل ۴-۲۴ زمان پیش‌بینی اولین کاواک‌ها توسط هر یک از مدل‌های انتقال جرم برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$

<sup>1</sup> Cervone

## ۴-۶- بررسی افزودن تأثیر دمایی به حلگرها

در قسمت‌های قبل پدیده کایتاسیون پیرامون هیدروفویل را با استفاده از مدل‌های انتقال جرم انتخابی یعنی سه مدل کانز، سینگال و زوارت مطالعه کرده و مقادیر مورد نظر را در مقاطع تعیین شده بدست آورده و مقایسه‌ای میان جواب‌های بدست آمده از حل عددی و نتایج آزمایشگاهی موجود برای هر هندسه مورد بحث انجام گردید. حال در ادامه تصمیم بر آنست که تأثیر افزودن دما به حلگرهای مورد استفاده در قسمت‌های قبل مورد بررسی قرار گیرد. برای این مقصود به تحلیل پدیده کایتاسیون پیرامون هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  ولی این بار در دمای  $25^\circ\text{C}$  پرداخته شده، و عبارت ضریب فشار حول هیدروفویل در مقاطع تعیین شده برای هر یک از مدل‌های انتقال جرم بدست آمده و نتایج مورد نظر با نتایج حل عددی بدون افزودن تأثیر دمایی به حلگرها و همچنین داده‌های آزمایشگاهی گزارش شده توسط کروون [۵۶] مقایسه شده است. در ادامه در نمودار شکل ۴-۲۵ مشاهده می‌گردد که با افزودن تأثیر دمایی به حل عددی مدل کانز، جواب‌های بدست آمده به صورت کیفی و کمی نسبت به حالت بدون تأثیر دما بهتر شده و به نتایج آزمایشگاهی نزدیکتر شده است.



شکل ۴-۲۵ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  در دمای  $25^\circ\text{C}$

مقایسه دقیق میان نتایج بدست آمده از حل عددی همراه با تأثیر دمایی و بدون تأثیر آن در جدول (۹-۴) آورده شده است.

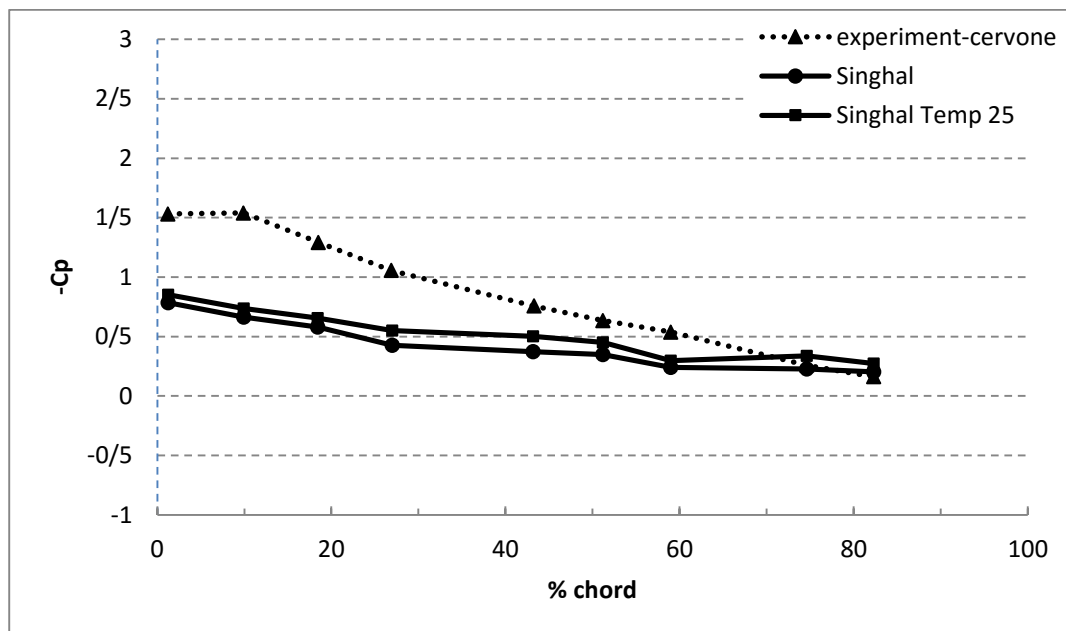
جدول (۹-۴) مقایسه بین داده‌های آزمایشگاهی و حل عددی همراه با تأثیر دمایی در مدل کانز برای هیدروفویل (جریان خارجی)

$C_p$ (CFD)	$C_p$ (CFD)–Temp 25°c	$C_p^*$ (Exp)	% درصد خطای نسبی	% درصد خطای نسبی در دمای 25°c
1.16	1.22	1.53	24.16	20.51
0.91	1.07	1.54	40.94	30.35
0.63	0.9	1.29	50.84	30.00
0.52	0.79	1.06	50.63	25.51
0.37	0.64	0.76	51.63	15.81
0.28	0.48	0.63	56.48	24.30
0.21	0.24	0.54	61.28	56.17
0.21	0.16	0.26	19.35	38.09
0.21	0.15	0.16	30.92	7.48

با مشاهده جدول (۹-۴) مشخص می‌شود که برای حل عددی مدل کانز بدون تأثیر دما بیشترین درصد خطای نسبی بدست آمده برابر ۶۱/۲۸٪ بوده که با افزودن تأثیر دما به حلگر این مقدار بیشینه به ۵۶/۱۷٪ کاهش یافته است. همچنین کمترین درصد خطای نسبی بدست آمده برای این مدل بدون تأثیر دما ۱۹/۳۵٪ بوده که با افزودن تأثیر دما این مقدار هم به ۷/۴۸٪ کاهش یافته است که نشان-دهنده بهبود نتایج برای این مدل انتقال جرم می‌باشد.

در ادامه در نمودار شکل ۴-۲۶ روند تغییرات ضریب فشار با افزودن تأثیر دمایی و بدون آن برای مدل سینگال بر روی مقاطع تعیین شده بر روی سطح هیدروفویل آورده شده است؛ همانطور که از نمودارهای ذیل هم قابل درک است، رفتار کلی که جواب‌ها به صورت کیفی نشان می‌دهند برای حالت بدون و همراه با تأثیر دما همانند رفتاری است که نتایج آزمایشگاهی نشان می‌دهند؛ حتی می-

توان مشاهده کرد که نتایج حل عددی همراه با اعمال تأثیر دمایی نسبت به حالت بدون آن بهبود یافته و به نتایج آزمایشگاهی نزدیکتر شده است.



شکل ۴-۲۶ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  در دمای  $25^\circ C$

در ادامه هم در جدول (۴-۱۰) تحلیل نتایج مربوط به مدل سینگال که در نمودار شکل ۴-۲۶ مشاهده می‌گردد، آورده شده و مقایسه‌ای بر روی حل عددی با تأثیر دما و بدون آن نسبت به داده‌های آزمایشگاهی گزارش شده توسط کروون [۵۶] آورده شده است.

با دقت در جدول (۴-۱۰) مشخص می‌شود که برای حل عددی مدل سینگال بدون تأثیر دما بیشترین درصد خطای نسبی بدست آمده برابر  $56/9\%$  بوده که با افزودن تأثیر دما به حلگر، این مقدار بیشینه به  $68/85\%$  افزایش یافته است. همچنین کمترین درصد خطای نسبی بدست آمده برای این مدل بدون تأثیر دما  $12/02\%$  بوده که با افزودن تأثیر دما این مقدار هم به  $28/95\%$  افزایش یافته است، که نشان‌دهنده بهبود نتایج برای این مدل انتقال جرم می‌باشد.

با این حال میانگین درصد خطای نسبی برای مدل سینگال در حالت بدون تأثیر دما  $45/43\%$  بوده که با افزودن تأثیر دما این مقدار هم به  $44/45\%$  کاهش یافته است که نشان‌دهنده این موضوع است

که با اینکه میزان بیشینه و کمینه برای حالت بدون دما نسبت به حالت با تأثیر دما دارای مقادیری نزدیکتر به نتایج آزمایشگاهی هستند، ولی در کل میزان درصد خطای نسبی برای کل داده‌ها نشان-دهنده بهبود نتایج برای حالت همراه با تأثیر دما در این مدل انتقال جرم می‌باشند.

جدول (۴-۱۰) مقایسه بین داده‌های آزمایشگاهی و حل عددی همراه با تأثیر دمایی در مدل سینگال برای

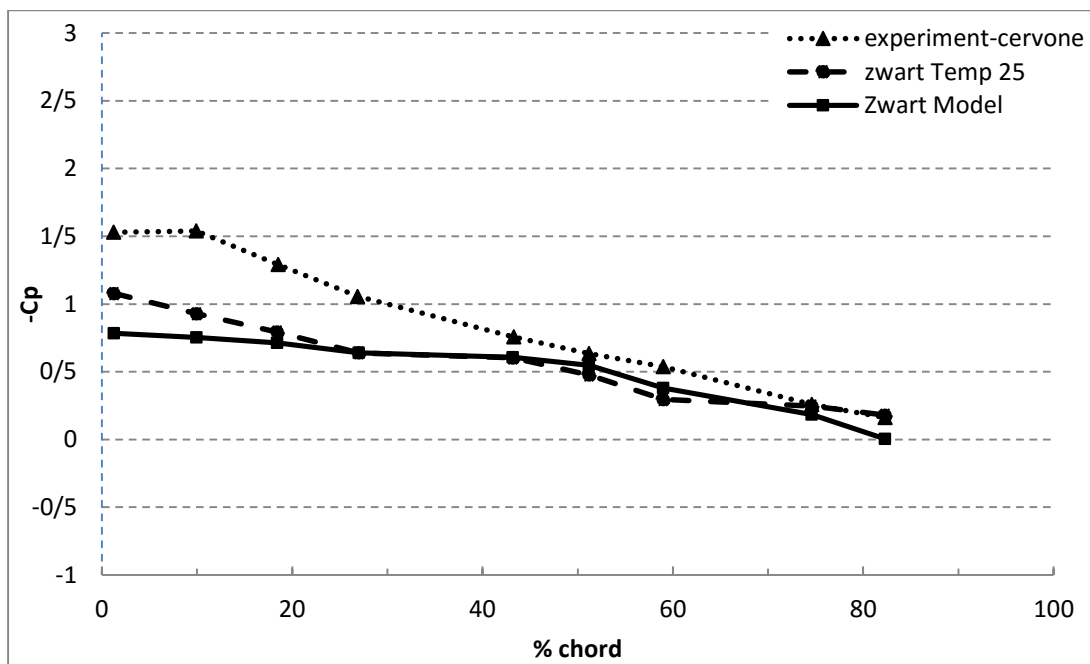
هیدروفویل (جریان خارجی)

$C_p$ (CFD)	$C_p$ (CFD) - Temp 25°c	$C_p^*$ (Exp)	% درصد خطای نسبی	% درصد خطای نسبی در دمای 25°c
0.79	0.85	1.53	48.7	44.42
0.66	0.74	1.54	56.9	52.24
0.58	0.66	1.29	55.12	49.26
0.43	0.55	1.06	59.56	47.97
0.37	0.50	0.76	50.74	33.68
0.35	0.45	0.63	45.25	28.95
0.24	0.30	0.54	55.19	44.53
0.23	0.34	0.26	12.02	30.15
0.20	0.27	0.16	25.39	68.85

در ادامه در نمودار شکل ۴-۲۷ روند تغییرات ضریب فشار برای مدل زوارت با افزودن تأثیر دمایی و بدون آن بر روی سطح هیدروفویل آورده شده است؛ همانطور که از نمودارهای زیر هم قابل مشاهده است، همانند آنچه برای دو مدل انتقال جرم که در بالا به آنها اشاره شد رفتار کلی که جواب‌ها به صورت کیفی نشان می‌دهند برای حالت بدون و همراه با تأثیر دما مشابه رفتاری است که نتایج آزمایشگاهی گزارش شده توسط کروون [۵۶] نشان می‌دهند.

نکته دیگری که از نمودار شکل ۴-۲۷ قابل برداشت می‌باشد، این است که نتایج حل عددی همراه با اعمال تأثیر دمایی نسبت به حالت بدون آن بهتر شده و به نتایج آزمایشگاهی نزدیکتر شده است.





شکل ۴-۲۷ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  در دمای  $25^\circ\text{C}$

همانند آنچه برای دو مدل کانز و سینگال در بالا بحث شد برای مدل انتقال زوارت هم داده‌های بدست آمده از حل عددی آن در جدول (۴-۱۱) آورده شده است، که برای حل عددی بدون تأثیر دما بیشترین درصد خطای نسبی بدست آمده برابر  $96/78\%$  بوده که با افزودن تأثیر دما به حلگر، این مقدار بیشینه خطای نسبی به  $45/14\%$  کاهش یافته است.

همچنین میزان کمینه درصد خطای نسبی بدست آمده برای این مدل بدون تأثیر دما  $13/56\%$  بوده که با افزودن تأثیر دما این مقدار هم به  $4/39\%$  کاهش یافته است. همچنین میانگین درصد خطای نسبی برای این مدل در حالت بدون تأثیر دما برابر  $41/40\%$  بوده که با افزودن تأثیر دما این مقدار هم به  $28/18\%$  کاهش یافته است که نشان‌دهنده بهبود نتایج برای مدل انتقال جرم با افزودن تأثیر دما به حلگر مورد نظر می‌باشد.

جدول (۴-۱) مقایسه بین داده‌های آزمایشگاهی و حل عددی همراه با تأثیر دمایی در مدل زوارت برای

هیدروفویل (جریان خارجی)

$C_p$ (CFD)	$C_p$ (CFD) - Temp 25°C	$C_p^*$ (Exp)	% درصد خطای نسبی	% درصد خطای نسبی در دمای 25°C
0.78	1.08	1.53	48.8	29.61
0.75	0.93	1.54	51.08	39.66
0.71	0.79	1.29	44.79	38.58
0.64	0.64	1.06	39.4	39.47
0.61	0.6	0.76	20.04	20.45
0.55	0.48	0.63	13.56	25.02
0.38	0.3	0.54	29.46	45.14
0.18	0.25	0.26	28.71	4.39
0.01	0.18	0.16	96.78	11.3

در مورد درصد خطای نسبی داده‌های بدست آمده از حل عددی پیرامون هیدروفویل، ذکر این نکته لازم است که، این داده‌ها مربوط به جواب‌های بهبود یافته عددی می‌باشند. نتیجه کلی سه جدول فوق به اختصار در جدول (۴-۱۲) آمده است:

جدول (۴-۱۲) مقایسه نتایج بدست آمده از حل عددی مدل‌های کاویتاسیون همراه با تأثیر دما و بدون آن (جریان

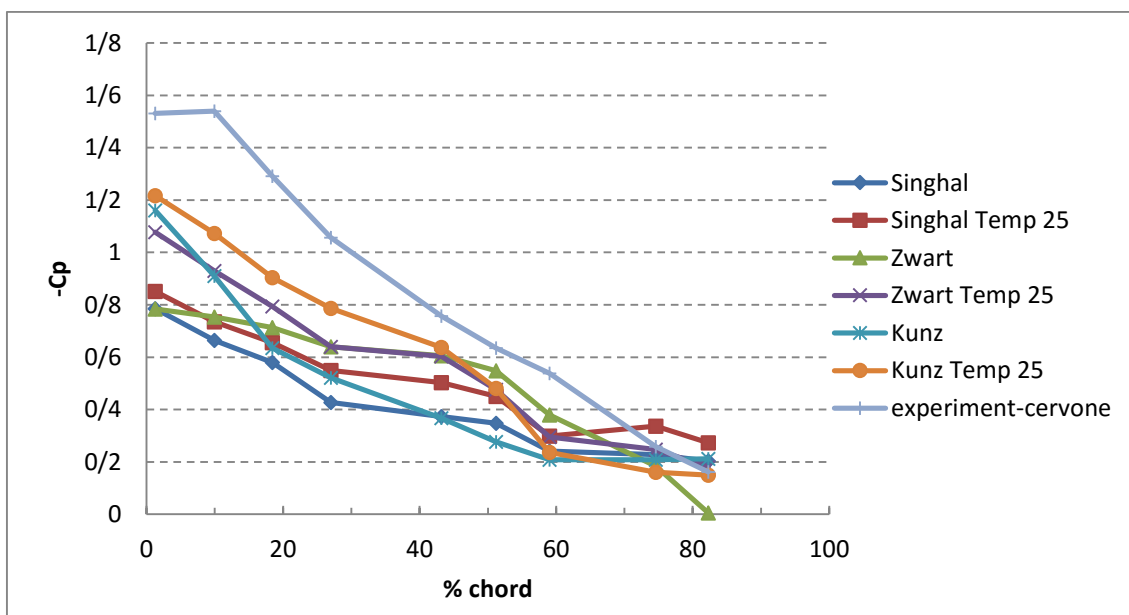
خارجی)

میانگین	بیشینه	کمینه	
41.04	96.77	13.56	مدل زوارت
28.18	45.13	4.39	مدل زوارت با افزودن تأثیر دما
45.43	59.56	12.02	مدل سینگال
45.44	68.85	28.95	مدل سینگال با افزودن تأثیر دما
42.91	61.28	19.35	مدل کانز
27.58	56.17	7.48	مدل کانز با افزودن تأثیر دما

با توجه به داده‌های آورده شده در جدول (۴-۱۲) این نکته براحتمی قابل فهم است که افزودن تأثیر دمایی به هر یک از حلگرها باعث بهبود نتایج بدست آمده از حل عددی انجام شده برای هر یک از مدل‌های انتقال جرم مورد بحث شده‌اند.

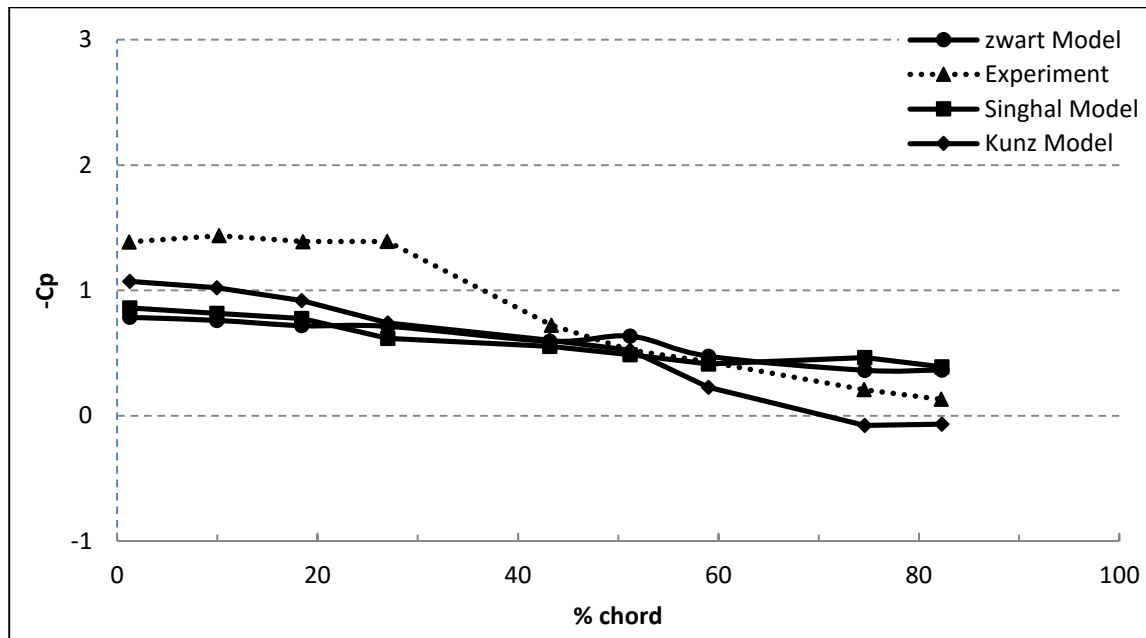
ولی در نهایت برای انتخاب بهترین مدل برای تحلیل عددی کائیتاسیون پیرامون هیدروفویل، به نظر می‌رسد با اینکه افزودن کمیت دمایی باعث بهبود نتایج خروجی هر سه مدل انتخابی مورد بحث شده است، ولی باز هم مدل کانز با میزان میانگین درصد خطایی برابر با  $27/58\%$  برای این هندسه دارای نزدیکترین جواب‌ها به نتایج گزارش شده آزمایشگاهی می‌باشد و انتخاب آن برای حل عددی کائیتاسیون پیرامون هندسه هیدروفویل توصیه می‌گردد.

در نمودار شکل ۴-۲۸ نتایج حاصل از همه حل‌های عددی انجام شده بر روی هیدروفویل چه با افزودن تأثیر دمایی و چه بدون آن همراه با نتیجه آزمایشگاهی گزارش شده توسط کروون آورده شده است، تا بتوان مقایسه‌ای کلی میان داده‌های بدست آمده از همه حل‌های عددی توسط مدل‌های انتقال جرم انتخابی، همراه با شرایط بدون تأثیر دما و با تأثیر دما بر روی هیدروفویل داشت:



شکل ۴-۲۸ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $5^\circ$  در دمای  $25^\circ\text{C}$

در ادامه در نمودار شکل ۴-۲۹ مقایسه‌ای بین داده‌های بدست آمده از نتایج آزمایشگاهی و نتایج مربوط به حل عددی مدل‌های کانز، سینگال و زوارت برای هیدروفویل با زاویه حمله  $8^\circ$  در دمای  $50^\circ\text{C}$  آورده شده است:



شکل ۴-۲۹ مقایسه نتایج عددی با نتایج تجربی برای هیدروفویل با زاویه حمله  $8^\circ$  در دمای  $50^\circ\text{C}$

همانطور که از نمودار شکل ۴-۲۹ هم مشاهده می‌شود، با اینکه هر سه مدل مورد نظر، رفتار کلی نشان داده شده توسط داده‌های آزمایشگاهی را بدرستی نشان می‌دهند، ولی به نظر می‌رسد بهترین مدل برای پیش‌بینی پدیده کاویتاسیون پیرامون این هندسه خاص با زاویه حمله  $8^\circ$  و دمای  $50^\circ\text{C}$  همان مدل کانز می‌باشد، چرا که به نظر می‌رسد، رفتار کلی مشاهده شده از نتایج حل عددی آن نسبت به نتایج آزمایشگاهی گزارش شده توسط کروون دارای شباهت بیشتری می‌باشد.

**فصل ۵. بحث، نتیجه‌گیری و ارائه**

**پیشنهادها**

## ۵-۱- بحث و نتیجه‌گیری

با توجه به هزینه و زمانبر بودن یک کار آزمایشگاهی و این که پیش‌بینی و مشاهده پدیده کاویتاسیون دارای اهمیت می‌باشد، بهترین رویه استفاده از بحث CFD و حل‌های عددی می‌باشد. اگرچه در یک حل عددی موفق، فاکتورهای ماند: ترسیم صحیح هندسه، شبکه‌بندی با اندازه‌های بهینه و مدل‌های فیزیکی مورد استفاده و... دخیل می‌باشند؛ ولی بحث و تحلیل روی تئوری‌های مورد استفاده در حل‌های عددی را هم نباید نادیده گرفت.

شکل‌گیری کاویتاسیون در بسیاری از فرآیندهای مرتبط با هیدرودینامیک سبب گردیده است تا این پدیده بخش مهمی از تحقیقات علمی و مهندسی رابه خود اختصاص دهد. ایجاد سرو صدا، خوردگی، نوسانات شدید ناشی از فروپاشی حباب‌ها، نیروهای نوسانی با فرکانس‌های شدید از جمله معایب بوجود آمدن کاویتاسیون است که سبب کاهش طول عمر و راندمان ماشین آلات هیدرودینامیکی می‌گردد. در نقطه مقابل افزایش راندمان پودر شدن (در فرآیند تزریق سوخت در داخل سیلندر)، بکارگیری در تجهیزات شستشوی دیوارها به کمک پاشش آب، کاهش نیروی پسا در سرعت-های بالا در پرتابه‌ها، ایجاد عایق صوتی در اطراف پرتابه‌های آبی از جمله کاربردهای مفید این پدیده بشمار می‌رود. تحقیقات تجربی بر روی کاویتاسیون با توجه به معایب و ویژگی‌های خاص این پدیده از دیرباز مورد توجه بوده است. تحقیقات عددی نیز در ابتدا به کمک مدل‌های تحلیلی آغاز و سپس با مدل‌سازی جریان‌های غیرلزج تراکم‌ناپذیر ادامه یافته است. چندین دهه است که به منظور مدل‌سازی-های دقیقتر مدل‌های لزج با در نظر گرفتن آثار تراکم‌پذیری، اغتشاش و تغییر فاز مورد توجه قرار گرفته اند. با توجه به کم بودن چگالی بخار داخل ناحیه کاویتی، نیروی ناشی از اصطکاک بین لایه‌های بخار داخل کاویتی و جریان بیرونی ناچیز می‌باشد؛ بنابراین بخش اصلی نیروی پسای کاویتی، پسای فشاری می‌باشد. همچنین پسای فشاری کاویتی نسبتاً کم می‌باشد؛ زیرا با تشکیل ابر کاویتی، فشار پشت جسم در مقدار فشار بخار ثابت می‌ماند و افت شدید و یا نوسانات فشار روی نمی‌دهد. بنابراین در صورت ایجاد

و نگهداری ابر کاویتی روی پرتابه زیردریایی، توان کمتری برای حرکت و مانور پرتابه مورد نیاز خواهد بود.

در پروژه حاضر به بررسی عددی این موضوع پرداخته شده است، که کدامیک از مدل‌های انتقال جرم در پیش‌بینی ایجاد و گسترش کاویتاسیون به تفکیک جریان‌های داخلی و خارجی به جواب‌های آزمایشگاهی نزدیک‌تر هستند.

حل عددی حاضر با استفاده از زبان  $C^{++}$  تهیه شده و برای اجرای آن از نرم افزار OpenFOAM® v2.0.1 بهره گرفته شده است؛ همچنین برای تولید و شبکه‌بندی هندسه‌های مورد نظر از نرم‌افزار Gambit استفاده شده است. با توجه به نتایج بدست آمده از حل عددی به نظر می‌رسد که در کل مدل زوارت در بررسی جریان‌های داخلی دارای کمترین درصد خطا می‌باشد، ولی در عین حال از توانایی خوب مدل کانز در تحلیل عددی جریان داخلی نیز نمی‌توان چشم‌پوشی کرد.

جواب‌های بدست آمده از حل عددی جریان خارجی، حول هیدروفویل NACA0015 نسبت به جواب‌های بدست آمده از حل عددی برای جریان داخلی، دارای انحراف بیشتری با داده‌های تجربی می‌باشند. با این حال در مورد مدل‌های مورد بررسی در تحلیل جریان خارجی، نتایج کلی بدست آمده نشان می‌دهند که جواب‌ها تقریباً نزدیک به هم بوده و هیچ مدلی نسبت به دیگری دارای برتری نمی‌باشد، ولی در انتها به دلیل نداشتن اختلاف زیاد میان روند درصد خطای نسبی جواب‌های عددی بدست آمده در مدل کانز، انتخاب این مدل برای ادامه تحقیقات توصیه می‌گردد.

کمیت‌های جریانی کاویتاسیون مانند ضریب تخلیه و ضریب فشار با دقت خوبی توسط حلگرهای آماده شده برآورد می‌شود. مجموعه نتایج حاصل نشان‌دهنده دقت و قابلیت مناسب حلگرهای حاضر در حل جریان همراه با پدیده کاویتاسیون در اطراف اجسام با شکل هندسی دلخواه و با سرعت بالا است.

لحاظ نمودن تأثیر آشفستگی جریان برای شبیه‌سازی دقیق‌تر جدایش ساختارهای بخار در به عنوان

یک مدل  $k-\epsilon$  رژیم کاویتاسیون ابری در مدل سینگال مورد استفاده قرار گرفته است.

در ادامه با افزودن عبارت دمایی به کدهای عددی مدل‌های مورد بررسی، حل عددی توانایی تحلیل جریان دمایی و بررسی پدیده کاویتاسیون در دماهای مختلف را دارا گردید؛ به این صورت که در کدهای اولیه، فشار بحرانی به صورت مقداری ثابت فرض شده بود ولی از طرفی فشار بحرانی تابعی از کمیت دمایی می‌باشد پس برای داشتن حل‌های عددی دقیقتر با اعمال تغییراتی دیگر و با استفاده از معادله آگوست-مگنوس<sup>۱</sup> که نشان‌دهنده رابطه دما (برحسب کلوین) و فشار بحرانی است، به حل‌های عددی این توانایی داده شد که فشار بحرانی مورد استفاده در حل، متناسب با دمایی که جریان در آن بررسی می‌گردد، انتخاب شود. همانطور که از نتایج گزارش شده هم دیده می‌شود، افزودن این توانایی به حلگرها باعث بهبود نتایج و نزدیکتر شدن نتایج بدست آمده از حلگرهای جدید با تأثیر دمایی نسبت به حالت بدون تأثیر دمایی گردید.

با این وجود لازم به ذکر است که هر چند فعالیت‌های مربوط به این تحقیق در این نوشته به انتها می‌رسد لیکن سوالات بیشتری به مسأله مورد نظر افزوده شده که بررسی‌های مفصل‌تری در خصوص توسعه مطالب ارائه شده را می‌طلبد. بنابراین بدیهی است که این تحقیق تنها شروع و مقدمه‌ای برای بررسی پدیده مذکور بوده و نتایج به دست آمده از آن می‌تواند مقدمه‌ای برای کارهای آینده در این زمینه گردد. امید است که حاصل فعالیت‌های ارائه شده در این رویه تحقیقی، بستر همواری برای گام‌های تحقیقاتی آینده در هر دو شاخه کارهای تجربی و نظری (شامل مدل‌سازی و تحلیل‌های ریاضی) فراهم آورد.

---

<sup>1</sup> August-Roche-Magnus



## ۵-۲- پیشنهادها

عناوین پیشنهادی برای ادامه تحقیقات آزمایشگاهی و مدل‌سازی موارد ذیل برای ادامه فعالیت‌های انجام شده در این تحقیق پیشنهاد می‌شود:

۱. توسعه روش‌های جدید مدل‌سازی با کمترین وابستگی مدل به داده‌های تجربی، چرا که در اغلب مدل‌های کاویتاسیونی وجود ضرایب ثابت تجربی منجر به وابستگی محاسبات عددی به نتایج تجربی خواهد شد. بدین معنی که در صورت عدم امکان آزمایش یک مسئله و یا هندسه خاص و در نتیجه مجهول ماندن ضرایب تجربی، نمی‌توان به تحلیل و محاسبه عددی آن پرداخت. این مدل‌های کاویتاسیونی به ضرایب تجربی بسیار حساس بوده به طوری که می‌توان با تنظیم آنها در اعداد رینولدز و کاویتاسیونی ثابت به رژیم‌های مختلفی از پدیده کاویتاسیون دست یافت.
۲. اصلاح شرایط مرزی دیوار و موانع داخلی جامد برای افزودن قابلیت تزریق گاز از دیواره‌ها می‌تواند امکان مدل‌سازی کاویتاسیون و سوپرکاویتاسیون مصنوعی را نیز فراهم آورد.
۳. با اضافه کردن معادله انتقال دیگری به کد عددی توسعه داده شده امکان بررسی آثار سطح آزاد بر روی شکل‌گیری کاویتاسیون بر روی اجسام متحرک نزدیک آب فراهم می‌شود.
۴. با ایجاد تغییراتی در الگوریتم حل عددی، بررسی پایداری حرکت پرتابه‌ها فراهم گردد.
۵. بواسطه شکل‌گیری سوپرکاویتاسیون اطراف جسم، لایه بخار آب شکل گرفته نقش عایق صوتی را ایفا می‌کند. به منظور بررسی این پدیده، با توجه به تازه بودن آن، انجام تست‌های عددی و تجربی در این حوزه مفید به نظر می‌رسد.
۶. بررسی فرکانس ریزش ابر کاواک نیز یکی از موضوعاتی است که می‌تواند در ادامه این کار مورد مطالعه قرار گیرد.

**مراجع**

## مراجع

- [۱] ح. معین, "پایان نامه کارشناسی ارشد : حل عددی پدیده کاویتاسیون بر روی هندسه‌های متقارن محوری به روش VOF", دانشگاه فردوسی, مشهد, ۱۳۸۷.
- [2] E. Brennen, *Cavitation and Bubble Dynamics* Christopher, California -New York: California Institute of Technology Pasadena, 1995.
- [3] H. M. Versteeg, "An introduction to computational fluid dynamics, the finite volume method," 1995.
- [4] J. E. D. J. W. L. a. R. F. K. David R. Stinebring, "Supecavitation research and development," 1995.
- [5] F. White, *Fluid mechanics*, Mc Graw-Hill, 2001.
- [۶] م. مقیمی, "پایان نامه دکتری: تحلیل تجربی و عددی پایداری مرز کاواک", دانشکده مهندسی مکانیک, دانشگاه علم و صنعت ایران, اسفند ۱۳۸۸.
- [7] I. Senocak, *Computational methodology for the simulation of turbulent cavitating flows*, University of Florida, 2002.
- [8] T. Xing, *Numerical modeling and simulation of laminar and transitional submerged cavitating jets*, Purdue University, 2002.
- [۹] ا. اسنقی, "پایان نامه کارشناسی ارشد: شبیه سازی عددی کاویتاسیون در اطراف اجسام صلب متحرک در حالت گذرا", دانشکده مهندسی مکانیک, دانشگاه صنعتی شریف, دی ماه ۱۳۸۷.
- [10] Q. F. J. M. J. Le, "Partial Cavities: Global Behavior and Mean Pressure Distribution," vol. 115, no. 243–248, 1993.
- [11] M. Tulin, "Steady two-dimensional cavity flows about slender bodies,," David Taylor Model Basin Rep, 1953.
- [12] T. Wu, "Cavity Flows and Numerical Methods," Gaithersburg, 1975.
- [13] D. Riabouchinsky, "On steady fluid motion with a free surface," vol. 19, no. 206-215, 1920..
- [14] N. Joukowsky, "A modification of Krichhoff's method of determining a two dimensional motion of a fluid given a constant velocity along an unknown

streamlineII. Determination of the motion of a fluid for any condition given on a streamline," vol. 15, no. 121-278, 1980.

- [15] Y. Mimura, "The flow with wake past an oblique plate," vol. 13, no. 1048-1055, 1958.
- [16] T. Wu, "A wake model for free streamline flow theory, Part 1. Fully and partially developed wake flows and cavity flows past an oblique flat plate," vol. 13, no. 161-181, 1962.
- [17] G. Kreisel, "Cavitation with finite cavitation numbers," R1/H/36, Admiralty Res. Lab, 1946.
- [18] D. Efros, "Hydrodynamical theory of two-dymensional flow with cavitation," vol. 51, no. 267-270, 1946.
- [19] G. Birkhoff, "Remarks on Streamlines of Discontinuity," vol. 50, no. 105–116, 1948.
- [20] D. Gilbarg, "Jets and Cavities, Encyclopedia of Physics," vol. 9(3), no. 311–445, 1960.
- [21] J. K. G. Dang, "Re-Entrant Jet Modeling of Partial Cavity Flow on Two-Dimensional Hydrofoils," in *Proceedings Third International Symposium on Cavitation*, 1998.
- [22] M. Tulin, "Super-CavitatingFlows-small perturbation theory," vol. 7, no. 16–37, 1964.
- [23] O. Furuya, "Exact supercavitating cascade theory," vol. 97, no. 419-429, 1975.
- [24] T. Wu, "Cavity flow analysis; a review of the state of knowledge, In Cavitation State of Knowledge," (eds: J.M. Robertson, G.F. Wislicenus),ASME, N.Y, 1969.
- [25] T. Wu, "Cavity and wake flows," vol. 4, no. 243–284, 1972.
- [26] J. Uhlman Jr, "The Surface Singularity Method Applied to Partially Cavitating Hydrofoils", " vol. 31(2), no. 107–124, 1987.
- [27] R. D. J. H. F. Knapp, Cavitation, New York: McGraw-Hill Company., 1970.
- [28] D. d. B. G. de Lange, "Sheet Cavitation and Cloud Cavitation, Re-Entrant Jet and Three-Dimensionality," vol. 58, no. 91–114, 1998.

- [29] R. H. S. Furness, "Experimental and Theoretical Studies of Two-Dimensional Fixed-Type Cavities," no. 515–522, 1975.
- [30] J. Schöön, "A Method for the Study of Unsteady Cavitation - Observations on Collapsing Sheet Cavities," PhD. thesis, Department of Naval Architecture and Ocean Engineering, Chalmers University of Technology, 2000, Göteborg, Sweden.
- [31] A. L. N. A. M. J. Y. Singhal, "Mathematical basis and validation of the full cavitation model," FEDSM2001-18015, USA, 2001.
- [32] A. K. H. Y. H. Kubota, "A new modeling of cavitating Flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section," Vols. 240:59-96.
- [33] F. Young, *Cavitation*, New York: McGraw-Hill Book Company, 1989.
- [34] C. Brennen, *Fundamentals of Multiphase Flows*, Cambridge Press.
- [35] Y. N. Savchenko, "Supercavitation – Problems and Perspectives," National Academy of Sciences – Institute of Hydromechanics, Kyiv, Ukraine, 2001.
- [36] N. E. B.S, *computational and Experimental Investigations of the Flow Around Cavitating Hydrofoils*, University of Rochester, 1986.
- [37] Y. a. H. S. Chen, "Modeling hydrodynamic non equilibrium in cavitating flows," vol. 118, no. 172–178, 1996.
- [38] R. B. D. S. D. C. T. L. J. G. H. Kunz, "A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flows with application to cavitation," vol. 29, no. 849-875, 2000.
- [39] M. Morgut, "Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoi," *Multiphase Flow*, pp. 620-626, 2011.
- [40] V. Bertram, *Practical ship hydrodynamics*, Butterworth-Heinemann: Oxford., 2000.
- [41] P. Sagaut, *Large Eddy Simulation for Incompressible Flow: An Introduction*, Springer Publication, 2001.
- [42] Y. V. a. G. Tzabiras, "A numerical study of steady and unsteady cavitation phenomenon around hydrofoils" *Proceedings of International Symposium on Cavitation*, 1995.
- [43] J. F. R. a. L. M. Edwards, "Low diffusion flux-splitting methods for real fluid flows with phase transitions," vol. 38, no. 1624-1633, 2000.

- [44] A. K. H. a. Y. H. Kubota, "Cavity flow predictions based on the Euler equations," vol. 240, no. 59–96, 1992.
- [45] G. S. I. S. W. I. T. a. C. S. Wang, "Dynamics of attached turbulent cavitating flows," vol. 37, no. 551-581, 2001.
- [46] K. W. Shin, Cavitation simulation on marine propellers, Denmark: Technical University of Denmark, November 2010.
- [47] W. S. J. a. S. G. Yuan, "Modeling and computation of unsteady cavitation flows in injection nozzles," vol. 2, no. 383-394, 2001.
- [48] C. F. J. B. P. Merkle, "Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation," (CAV98), Grenoble, France, 1998.
- [49] I. a. S. W. Senocak, "Evaluation of cavitation models for Navier-Stokes computations," Montreal, Canada, 2002.
- [50] D. C. Brown, Accurate projection methods for the incompressible Navier-Stokes equations, *J. of computational physics*.
- [51] OpenFOAM user guide, The Open Source CFD Toolbox, Version 2.0.1, 2011.
- [52] N. W.H., "Orifice cavitation and its effect on spray mixing," *Fluids Eng*, pp. 681-687, 1976.
- [53] B. a. R. J. Stutz, "Experiments on Unsteady Cavitation, Experiments in Fluids," *Flight*, vol. 22, no. 191-198, 1997.
- [54] I. M. C. Rjucsh K. Kundu, Fluid Mechanics, Second Edition ed., California, Department of Mechanicid En.gineering and Applied Meclurnics, 1990.
- [55] R. Y. H. e. a. Yakushiji, "Investigation for unsteady cavitation and reentrant jet on a foil section," *society of naval architects of Japan*, vol. 189, 2001.
- [56] C. B. R. d. Angelo Cervone, "Thermal Cavitation Experiments on a NACA 0015 Hydrofoil," *ASME*, vol. 128, MARCH 2006.

پیوست

## پیوست ۱

مدل سازی های انجام شده بر اساس حل معادله ناویر استوکس:

جدول زیر دورنمایی کلی از مدل سازی های عددی به انجام رسیده بر اساس حل معادلات ناویر-

استوکس را نمایش می دهد.

دورنمایی کلی از مدل سازی های عددی به انجام رسیده [۱]

<i>Reference</i>	<i>Cavitation model</i>	<i>Applications/Main Findings</i>
<i>Kubota et al. (1992)</i>	<i>Rayleigh-Plesset equation coupled to the Poisson equation. Cavity region is modeled as compressible fluid with variable density</i>	<i>Cloud cavitation on hydrofoils. Numerical instability for high-density ratio. <math>Re=3 \times 10^5</math>.</i>
<i>Chen and Heister (1994)</i>	<i>Interface tracking based on <math>P=P_{vap}</math> Grid conforms to the cavity shape.</i>	<i>Pressure distribution on axisymmetric geometries. <math>Re=1.36 \times 10^5</math>.</i>
<i>Chen and Heister (1996)</i>	<i>Time and pressure dependent pseudo-density equation.</i>	<i>Pressure distribution on axisymmetric geometries. <math>Re=1.36 \times 10^5</math>.</i>
<i>Deshpande et al. (1997)</i>	<i>Interface tracking based on <math>P=P_{vap}</math> with mass transfer. Grid conforms to the cavity shape.</i>	<i>Sheet cavitation for cryogenic fluids. Studying the thermal boundary layer over a cavity.</i>



<i>Singhal et al. (1997)</i>	<i>Vapor mass fraction equation with pressure dependent source terms.</i>	<i>Pressure distribution and discharge coefficient for orifices and hydrofoils. <math>Re=2.0 \times 10^6</math>.</i>
<i>Merkle et al. (1998)</i>	<i>Vapor mass fraction equation with pressure dependent source terms.</i>	<i>Pressure distribution on hydrofoils.</i>
<i>Kunz et al. (2000)</i>	<i>Volume fraction equation with pressure dependent source terms Nonconservative continuity equation. Preconditioning strategy.</i>	<i>Pressure distribution on axisymmetric geometries. <math>Re=1.36 \times 10^5</math>.</i>
<i>Ahuja et al. (2000)</i>	<i>Vapor mass fraction equation with pressure dependent source terms. Preconditioning strategy. Adaptive unstructured meshes</i>	<i>Simulations of cavitating flow over hydrofoils (<math>Re=2 \times 10^6</math>) and axisymmetric geometries. (<math>Re=1.36 \times 10^5</math>).</i>
<i>Edwards et al. (2000)</i>	<i>Temperature distribution is computed to determine density variation based. Sanchez-Lacombe equation of state.</i>	<i>Pressure distribution on axisymmetric geometries is poor convergence and pressure overshoots <math>Re=1.36 \times 10^5</math>.</i>
<i>Ventikos and Tzabiras (2000)</i>	<i>Temperature distribution is computed to determine density variation based on steam-water tables.</i>	<i>Pressure distribution over airfoils. <math>Re=2000</math> in computations while <math>Re=2.5 \times 10^6</math> in experiments.</i>
<i>Venkateswaran et al. (2001)</i>	<i>Discussed the preconditioning strategies utilized in Kunz et al. and Ahuja et al.</i>	<i>Pressure distribution on axisymmetric geometries. <math>Re=1.36 \times 10^5</math>.</i>

<p><i>Angelo Cervone et al. (2006)</i></p>	<p><i>Vapor mass fraction equation with pressure dependent source terms.</i></p>	<p><i>Pressure coefficient distribution on hydrofoil(NACA0015) <math>Re=5 \times 10^5</math></i></p>
<p><i>G. Palau-Salvador et al. (2007)</i></p>	<p><i>Vapor mass fraction equation with pressure dependent source terms.</i></p>	<p><i>Numerical modeling of cavitating flows in Circular orifice, Rectangular Orifice, Circular nozzle, Rectangular venturi</i></p>
<p><i>Mitja Morgut et al. (2011)</i></p>	<p><i>Volume fraction equation with pressure dependent source terms Nonconservative continuity equation. Preconditioning strategy</i></p>	<p><i>Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoil.</i></p>

## پیوست ۲

### معرفی حلگر *interPhaseChangeFoam*:

حلگر مورد بررسی برای دو سیال غیر قابل تراکم و ایزوترمال همراه با تغییر فاز (همانند پدیده کاویتاسیون) ایجاد شده است. این حلگر اساساً برای شبیه سازی پدیده کاویتاسیون طراحی شده است، ولی دیگر پدیده‌های همراه با تغییر فاز را هم می‌توان با این حلگر پشتیبانی کرد. سه مدل کاویتاسیونی مختلف در حلگر *InterPhaseChangeFoam* مهیا شده است، که به عبارتند از:

*Merkle*

*Kunz*

*Saur*

برای مشاهده مدل‌ها به دایرکتوری زیر می‌رویم:

*/multiphase/interPhaseChangeFoam/phaseChangeTwoPhaseMixtures.*

در این مدل‌ها  $\alpha$  کسر حجمی مایع بوده و مقدار آن بوسیله فشار بحرانی بدست می‌آید،  $C_v$ ،  $C_c$  و ثوابت تجربی می‌باشند؛ که بر اساس متوسط جریان تعیین می‌گردند. در زمان اجرای این حلگر معادلات به دو قسمت تقسیم می‌شوند؛ یکی  $\alpha$  loop می‌باشد، که در آن مقدار  $\alpha$  ثابت در نظر گرفته می‌شود و دیگری  $pressure\ loop$  که در آن مقدار  $p$  ثابت فرض می‌گردد.

لازم به ذکر است که الگوریتم کلی جریان دو فازی در حلگر *interPhaseChangeFoam* براساس روش *volume offluid (VOF)* بوده که برای تعیین رابطه کسر حجمی جریان‌های دو فازی یا کسر فازی  $\alpha$ ، در هر سلول محاسباتی بکار می‌رود. خواص مادی محاسبه شده مانند وزن میانگین براساس این کسر می‌باشد. روش *VOF* بدین معنی است که صفحه مشترک میان دو سیال دقیقاً محاسبه نشده اما با خصوصیات حوزه کسر فازی مشخص می‌گردد. از آنجا که کسر فازی می‌تواند مقادیری بین ۰ و ۱ داشته باشد، در صفحه مشترک میان دو سیال این عدد به وضوح بدست نمی‌آید اما در محاسبات

انجام شده عددی در آن حوزه حاصل شده، که نشان‌دهنده آن است که صفحه مشترک نازکی میان دو سیال وجود دارد.

در پوشه *constant* دایرکتوری‌هایی نظیر *controlDict* وجود دارد. در پوشه 0 شرایط اولیه وجود دارد. در این قسمت عباراتی نظیر *alpha1* و *P\_rgh* و *U* موجود است، که به ترتیب بیانگر: *alpha1*: فاز جریان را نشان می‌دهد، مقدار 1 به مایع (در اینجا آب) اشاره داشته و مقدار 0 به گاز (در اینجا بخار آب) اشاره دارد.

*P\_rgh*: نشان‌دهنده همان فشار می‌باشد، و به صورت  $P_{\text{منهای}} \rho gh$  است. در این حل مقدار اولیه برای جریان ورودی  $100000 Pa$  قرار داده شده است.

*U*: بیانگر سرعت جریان بوده، که در پیش فرض این حلگر سرعت ورودی جریان اولیه (0, 0, 20) قرار داده شده است که بدین معنی است که جریان دارای سرعت  $20 m/s$  در جهت *Z* می‌باشد. قبل از اجرای حلگر اگر تصمیم بر ایجاد تغییراتی در کد برنامه آن باشد، بایستی حلگر با یک نام جدید به مکان جدیدی منتقل گردد. نکته مهمی که در اینجا باید به آن اشاره شود آن است که در این حلگر یک فایل با پسوند *H* از حلگر دیگری به نام *interFoam* فراخوانی شده است، و برای اجرای حلگر جدید ایجاد شده بایستی فایل مربوطه از حلگر *interFoam* به داخل حلگر جدید تولید شده منتقل گردد و سپس در دایرکتوری نشان داده شده، خط مورد نظر به صورتی که دیده می‌شود، اصلاح گردد:

```
#include ".../interFoam/correctPhi.H"
```

خط بالا را در دایرکتوری *myInterPhaseChangeFoam.C* پیدا کرده و سپس به صورت زیر:

```
#include "correctPhi.H"
```

تبدیل گردد.

بعد از انجام مراحل فوق به دایرکتوری *Make/files* وارد شده و تغییرات به صورت آنچه در زیر آورده شده است اعمال گردد. در داخل آن جمله زیر را پیدا کرده:

```
EXE = $(FOAM_APPBIN)/myInterPhaseChangeFoam
```

وسپس به صورت زیر عبارت *USER* وارد آن گردد.

$$EXE = \$(FOAM\_USER\_APPBIN)/myInterPhaseChangeFoam$$

بعد از اتمام این فرایند در کانسول فرمان *wmake* نوشته و اجرا گردد. در صورت ندیدن هیچ خطایی در کانسول، حلگر جدید با موفقیت تولید شده است.

**هندسه مسأله:**

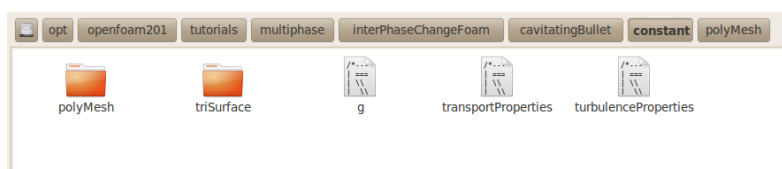
مختصات نقاط و صفحات در فایل *blockMeshDict* می‌باشد که در زیر آورده شده است. در شکل زیر مسیر فایل *blockMeshDict* آورده شده است:



شکل (۱) مسیر فایل *blockMeshDict*

### خواص سیال:

فایل *transportProperties* شامل خواص فیزیکی سیال می‌باشد که در این مسأله برای دو فاز ۱ و ۲ تفکیک شده است. مدل انتقال برای هر فاز توسط *transportModel* انتخاب شده است که در این مسأله برای هر دو فاز ۱ و ۲، *Newtonian* می‌باشد. *nu* بیانگر ویسکوزیته سینماتیکی بر حسب  $m^2/s$ ، *rho* بیانگر چگالی بر حسب  $kg/m^3$  و *sigma* بیانگر کشش سطحی بر حسب  $kg/s^2$  و  $N/m$  بوده که مقادیر آن‌ها برای هر دو فاز در جدول زیر داده شده است.



شکل (۲) مسیر فایل *transportProperties*

در این مسأله فایل *environmentalProperties* شامل شتاب ثقل می‌باشد که برابر است با:

$$g \quad [0 \quad 1 \quad -2 \quad 0 \quad 0 \quad 0] \quad (0 \quad -9.81 \quad 0)$$

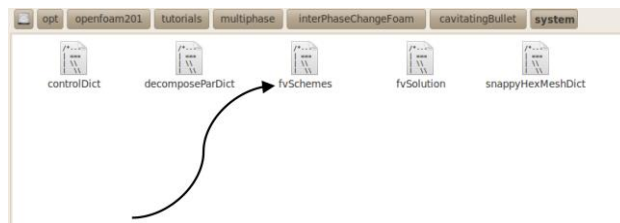
مقادیر داخل براکت بیانگر خصوصیات زیر و برای تعیین واحد کمیت مذکور می باشد.

[Kg m s K A mol cd]

که در این مساله ۱ توان  $m$  و ۲- توان  $s$  می باشد پس واحد  $g$  بر حسب  $m/s^2$  می باشد.

حل کننده مساله :

نام حل کننده این مساله *interPhaseChangeFoam* می باشد که برای دو سیال غیرقابل تراکم و ایزوترمال همراه با تغییر فاز می باشد. برای مشاهده ی کدهای مربوطه بایستی به فایل *fvSchemes* رجوع کرد.



شکل (۳) مسیر فایل *fvScheme*

```
*-----* C++ *-----*\
|=====|
|\ / Field | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
|\ / Operation | Version: 2.0.1 |
|\ / And | Web: www.OpenFOAM.com |
|\ / Manipulation |
\*-----*/
FoamFile
{
  version 2.0;
  format ascii;
  class dictionary;
  object fvSchemes;
}
// *****

ddtSchemes
{
  default Euler;
}
interpolationSchemes
{
  default linear;
}
divSchemes
{
```

```

default          none;
div(rhoPhi,U)    Gauss linearUpwind grad(U);
div(phi,omega)   Gauss linearUpwind grad(omega);
div(phi,k)       Gauss linearUpwind grad(k);

div(phi,alpha)   Gauss vanLeer;
div(phirb,alpha) Gauss interfaceCompression;
}
gradSchemes
{
default          Gauss linear;
}
laplacianSchemes
{
default          Gauss linear limited 0.5;
}
snGradSchemes
{
default          none;
snGrad(pd)       limited 0.5;
snGrad(rho)      limited 0.5;
snGrad(alpha1)   limited 0.5;
}
fluxRequired
{
default          none;
p_rgh;
pcorr;
  alpha1;
}
// ***** //

```

اجرای برنامه از طریق *Console*

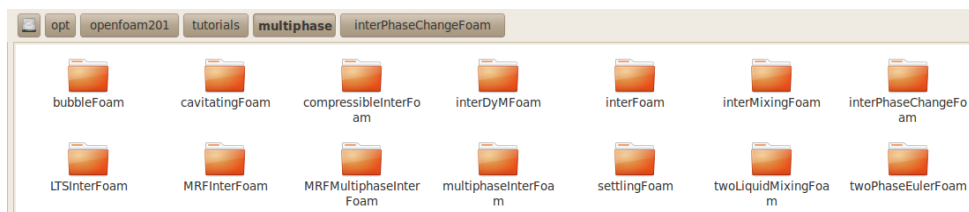
ابتدا بایستی فایل *interFoam* که در مسیر

```
opt>openfoam201>tutorials>multiphase>interPhaseChangeFoam
```

قرار دارد، کپی و در مسیر

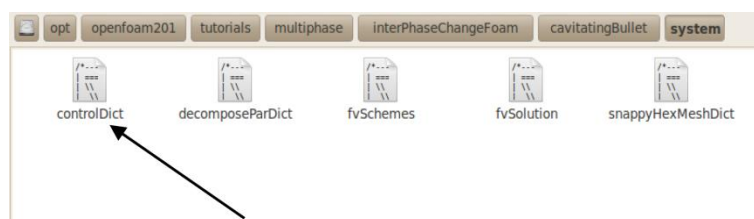
```
Home >OpenFoam> ubuntu-1.5-dev > run
```

قرار داده شود.



شکل (۴) مسیر فایل *interPhaseChangeFoam*

زمان شروع حل مساله ۰؛ زمان پایان ۱ و گام زمانی ۰/۵ می باشد که نتایج حل در بازه زمانی ۰/۰۰۱ به ۰/۰۰۱ چاپ می گردد. این اطلاعات در فایل *controlDict* قابل مشاهده می باشد. با کلیک بر روی فایل *controlDict*، کد مورد نظر دیده می شود که در زیر آورده شده است.



شکل (۱۲) مسیر فایل *controlDict*

```

/*----- C++ -----*\
|=====|
|\ \ / Field | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
|\ \ / O peration | Version: 2.0.1 |
| \ \ / A nd | Web: www.OpenFOAM.com |
| \ \ M anipulation |
\*-----*/
FoamFile
{
  version 2.0;
  formatascii;
  class dictionary;
  object controlDict;
}
// ***** //

application interPhaseChangeFoam;

startFrom latestTime;

startTime 0; ← زمان شروع حل مساله

```



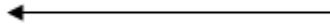
```
stopAtendTime;
```

```
endTime 0.05;
```



زمان اتمام حل مساله

```
deltaT 1e-8;
```



گام زمانی

```
writeControladjustableRunTime;
```

```
writeInterval 0.001;
```

```
purgeWrite 0;
```

```
writeFormatascii;
```

```
writePrecision 6;
```

```
writeCompression uncompressed;
```

```
timeFormat general;
```

```
runTimeModifiable yes;
```

```
adjustTimeStep on;
```

```
maxCo 1.0;
```

```
// ***** //
```

پس از حل، برای مشاهده‌ی شبکه و انیمیشن مسأله، بایستی دستور *paraFoam* در *console* تایپ شود.

**Model Zwart(file zwart.H):**

```

#ifndef zwart_H
#define zwart_H

#include "phaseChangeTwoPhaseMixture.H"

// *****

namespace Foam
{
namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures
{
/*-----*\
                Class zwart
\*-----*/
class zwart
:
public phaseChangeTwoPhaseMixture
{
// Private data

//- Bubble number density
dimensionedScalar n_;

//- Nucleation site diameter
dimensionedScalar dNuc_;

//- Condensation rate coefficient
dimensionedScalar Cc_;

//- Vapourisation rate coefficient
dimensionedScalar Cv_;

dimensionedScalar p0_;

//- Nucleation site volume-fraction
dimensionedScalar alphaNuc() const;

//- Reciprocal bubble radius
tmp<volScalarField>rRb(const volScalarField& limitedAlpha1) const;

//- Part of the condensation and vapourisation rates
tmp<volScalarField> pCoeff(const volScalarField& p) const;

```

public:

```
//- Runtime type information  
TypeName("zwart");
```

```
// Constructors
```

```
//- construct from components  
zwart  
(  
    const volVectorField& U,  
    const surfaceScalarField& phi,  
    const word& alpha1Name = "alpha1"  
);
```

```
//- Destructor  
virtual ~zwart()  
{}
```

```
// Member Functions
```

```
//- Return the mass condensation and vaporisation rates as a  
// coefficient to multiply (1 - alpha) for the condensation rate  
// and a coefficient to multiply alpha for the vaporisation rate  
virtual Pair<tmp<volScalarField> > mDotAlpha() const;
```

```
//- Return the mass condensation and vaporisation rates as an  
// explicit term for the condensation rate and a coefficient to  
// multiply (p - pSat) for the vaporisation rate  
virtual Pair<tmp<volScalarField> > mDotP() const;
```

```
//- Correct the zwart phaseChange model  
virtual void correct();
```

```
//- Read the transportProperties dictionary and update  
virtual bool read();
```

```
};
```

```
// ***** //
```

```
} // End namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures
```

```
} // End namespace Foam
```

```
// ***** //
```

```
#endif
```

## Model Zwart(file zwart.C):

```
#include "zwart.H"
#include "mathematicalConstants.H"
#include "addToRunTimeSelectionTable.H"

// ***** Static Data Members ***** //

namespace Foam
{
namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures
{
defineTypeNameAndDebug(zwart, 0);
addToRunTimeSelectionTable
(
    phaseChangeTwoPhaseMixture,
    zwart,
    components
);
}
}

// ***** Constructors ***** //

Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::zwart::zwart
(
    const volVectorField& U,
    const surfaceScalarField& phi,
    const word& alpha1Name
)
:
    phaseChangeTwoPhaseMixture(typeName, U, phi, alpha1Name),
    n_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("n")),           // n = 1e+6;
    dNuc_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("dNuc")),     // dNuc = 1;
    Cc_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cc")),         // Cc = 0.01;
    Cv_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cv")),         // Cv = 2.5e-2;

    p0_("0", pSat().dimensions(), 0.0)
{
    correct();
}

// ***** Member Functions ***** //
Foam::tmp<Foam::volScalarField>
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::zwart::pCoeff
(
    const volScalarField& p
```

```

) const
{
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));
    volScalarField rho
    (
        limitedAlpha1*rho1() + (scalar(1) - limitedAlpha1)*rho2()
    );

    return
        (3*rho2())*sqrt(2/(3*rho1()))
        *(n_)/(sqrt(mag(p - pSat()) + 0.01*pSat()));
}

```

```

Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField> >
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::zwart::mDotAlphal() const
{
    const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));

    volScalarField pCoeff(this->pCoeff(p));

    return Pair<tmp<volScalarField> >
    (
        Cc_*(1.0 - limitedAlpha1)*pCoeff*max(p - pSat(), p0_),

        Cv_*(limitedAlpha1)*pCoeff*min(p - pSat(), p0_)
    );
}

```

```

Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField> >
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::zwart::mDotP() const
{
    const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));

    volScalarField pCoeff(this->pCoeff(p));

    return Pair<tmp<volScalarField> >
    (
        Cc_*(1.0 - limitedAlpha1)*pos(p - pSat())*pCoeff,

        (-Cv_)*(limitedAlpha1)*neg(p - pSat())*pCoeff
    );
}

```

```

void Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::zwart::correct()

```

```
{}
```

```
bool Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::zwart::read()
{
    if (phaseChangeTwoPhaseMixture::read())
    {
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_ = subDict(type() + "Coeffs");

        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("n") >> n_;
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("dNuc") >> dNuc_;
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cc") >> Cc_;
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cv") >> Cv_;

        return true;
    }
    else
    {
        return false;
    }
}
```

کد عددی مربوط به مدل سینگال:

**Model Singhal(file singhal.H):**

```
\*-----*/
#ifndef Singhal_H
#define Singhal_H
#include "phaseChangeTwoPhaseMixture.H"
// ***** //
namespace Foam
{
namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures
{
\*-----*\
                Class Singhal
\*-----*/
class Singhal
:
public phaseChangeTwoPhaseMixture
{
// Private data

//- Condensation rate coefficient
dimensionedScalar Cc_;

//- Vapourisation rate coefficient
dimensionedScalar Cv_;

dimensionedScalar p0_;

//- Nucleation site volume-fraction
dimensionedScalar alphaNuc() const;

//- Reciprocal bubble radius
tmp<volScalarField>rRb(const volScalarField& p) const;

//- Part of the condensation and vapourisation rates
tmp<volScalarField> pCoeff(const volScalarField& p) const;

public:

//- Runtime type information
TypeName("Singhal");

// Constructors

//- construct from components
```

```

Singhal
(
    const volVectorField& U,
    // const volScalarField& k,
    const surfaceScalarField& phi,
    const word& alpha1Name = "alpha1"
);

//- Destructor
virtual ~Singhal()
{}

// Member Functions

//- Return the mass condensation and vaporisation rates as a
// coefficient to multiply (1 - alpha) for the condensation rate
// and a coefficient to multiply alpha for the vaporisation rate
virtual Pair<tmp<volScalarField>> mDotAlphal() const;

//- Return the mass condensation and vaporisation rates as an
// explicit term for the condensation rate and a coefficient to
// multiply (p - pSat) for the vaporisation rate
virtual Pair<tmp<volScalarField>> mDotP() const;

//- Correct the Singhal phaseChange model
virtual void correct();

//- Read the transportProperties dictionary and update
virtual bool read();

};

// ***** //

} // End namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures
} // End namespace Foam

// ***** //

#endif

```



## Model Singhal(file singhal.C):

```
/*-----*\

#include "Singhal.H"
#include "mathematicalConstants.H"
#include "addToRunTimeSelectionTable.H"

// ***** Static Data Members ***** //

namespace Foam
{
namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures
{
defineTypeNameAndDebug(Singhal, 0);
addToRunTimeSelectionTable
(
    phaseChangeTwoPhaseMixture,
    Singhal,
    components
);
}
}
// ***** Constructors ***** //
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::Singhal
(
    const volVectorField& U,
    const surfaceScalarField& phi,
    const word& alpha1Name
)
:
    phaseChangeTwoPhaseMixture(typeName, U, phi, alpha1Name),

    Cc_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cc")), // Cc = 0.01;
    Cv_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cv")), // Cv=0.02;

    p0_("0", pSat().dimensions(), 0.0)
{
    correct();
}

// ***** Member Functions ***** //

Foam::tmp<Foam::volScalarField>
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::rRb
(
    const volScalarField& p
```

```

) const
{
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));
    volScalarField rho
    (
        limitedAlpha1*rho1() + (scalar(1) - limitedAlpha1)*rho2()
    );

const volScalarField &k=U_.db().lookupObject<volScalarField>("k");
    return
        (pSat()+(0.195*rho*k));
}

Foam::tmp<Foam::volScalarField>
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::pCoeff
(
    const volScalarField& p
) const
{
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));
    volScalarField rho
    (
        limitedAlpha1*rho1() + (scalar(1) - limitedAlpha1)*rho2()
    );

const volScalarField &k=U_.db().lookupObject<volScalarField>("k");
volScalarField rRb(this->rRb(p));

    return
        (rho1()*rho2()*sqrt(2/(3*rho1()))*max(sqrt(k), n_)
        /(sigma()*sqrt(mag(p - rRb) + 0.01*rRb)));
}

Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField> >
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::mDotAlphal() const
{
    const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));

    volScalarField pCoeff(this->pCoeff(p));
    volScalarField rRb(this->rRb(p));

    return Pair<tmp<volScalarField> >
    (
        Cc_*(1.0 - limitedAlpha1)*pCoeff*max(p - rRb, p0_),

        Cv_*(limitedAlpha1)*pCoeff*min(p - rRb, p0_)
    )
}

```

```

    );
}

Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField> >
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::mDotP() const
{
    const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));

    volScalarField pCoeff(this->pCoeff(p));
    volScalarField rRb(this->rRb(p));

    return Pair<tmp<volScalarField> >
    (
        Cc_*(1.0 - limitedAlpha1)*pos(p - rRb)*pCoeff,

        (-Cv_)*(limitedAlpha1)*neg(p - rRb)*pCoeff
    );
}

void Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::correct()
{}

bool Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Singhal::read()
{
    if (phaseChangeTwoPhaseMixture::read())
    {
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_ = subDict(type() + "Coeffs");

        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cc") >> Cc_;
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cv") >> Cv_;

        return true;
    }
    else
    {
        return false;
    }
}

// ***** //

```

**Model Kunzl(fileKunz.H):**

```
/*-----*\

#ifdef Kunz_H
#define Kunz_H

#include "phaseChangeTwoPhaseMixture.H"

// ***** //
namespace Foam
{
namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures
{

/*-----*\
                Class Kunz
\*-----*/

class Kunz
:
public phaseChangeTwoPhaseMixture
{
// Private data

    dimensionedScalar UInf_;
    dimensionedScalar tInf_;
    dimensionedScalar Cc_;
    dimensionedScalar Cv_;

    dimensionedScalar p0_;

    dimensionedScalar mcCoeff_;
    dimensionedScalar mvCoeff_;

public:

    //- Runtime type information
    TypeName("Kunz");

// Constructors

    //- construct from components
    Kunz
```

```

(
    const volVectorField& U,
    const surfaceScalarField& phi,
    const word& alpha1Name = "alpha1"
);

//- Destructor
virtual ~Kunz()
{}

// Member Functions

//- Return the mass condensation and vaporisation rates as a
// coefficient to multiply (1 - alpha) for the condensation rate
// and a coefficient to multiply alpha for the vaporisation rate
virtual Pair<tmp<volScalarField> > mDotAlphal() const;

//- Return the mass condensation and vaporisation rates as an
// explicit term for the condensation rate and a coefficient to
// multiply (p - pSat) for the vaporisation rate
virtual Pair<tmp<volScalarField> > mDotP() const;

//- Correct the Kunz phaseChange model
virtual void correct();

//- Read the transportProperties dictionary and update
virtual bool read();
};

// ***** //

} // End namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures

} // End namespace Foam

// ***** //

#endif

// ***** //

```

## Model Kunzl(fileKunz.C):

```
\*-----*/

#include "Kunz.H"
#include "addToRunTimeSelectionTable.H"

// ***** Static Data Members ***** //

namespace Foam
{
namespace phaseChangeTwoPhaseMixtures
{
defineTypeNameAndDebug(Kunz, 0);
addToRunTimeSelectionTable(phaseChangeTwoPhaseMixture, Kunz, components);
}
}

// ***** Constructors ***** //

Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Kunz::Kunz
(
const volVectorField& U,
const surfaceScalarField& phi,
const word& alpha1Name
)
:
phaseChangeTwoPhaseMixture(typeName, U, phi, alpha1Name),

Uinf_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("UInf")), // UInf =7.2;
tInf_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("tInf")), // tInf =0.00625;
Cc_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cc")), // Cc =100;
Cv_(phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cv")), // Cv =100;

p0_("0", pSat().dimensions(), 0.0),

mcCoeff_(Cc_*rho2()/tInf_),
mvCoeff_(Cv_*rho2()/(0.5*rho1()*sqr(UInf_)*tInf_))
{
correct();
}

// ***** Member Functions ***** //

Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField> >
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Kunz::mDotAlphal() const
{
const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));
```

```

return Pair<tmp<volScalarField> >
(
    mcCoeff_*sqr(limitedAlpha1)
    *max(p - pSat(), p0_)/max(p - pSat(), 0.01*pSat()),

    mvCoeff_*min(p - pSat(), p0_)
);
}

Foam::Pair<Foam::tmp<Foam::volScalarField> >
Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Kunz::mDotP() const
{
    const volScalarField& p = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("p");
    volScalarField limitedAlpha1(min(max(alpha1_, scalar(0)), scalar(1)));

    return Pair<tmp<volScalarField> >
    (
        mcCoeff_*sqr(limitedAlpha1)*(1.0 - limitedAlpha1)
        *pos(p - pSat())/max(p - pSat(), 0.01*pSat()),

        (-mvCoeff_)*limitedAlpha1*neg(p - pSat())
    );
}

void Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Kunz::correct()
{}

bool Foam::phaseChangeTwoPhaseMixtures::Kunz::read()
{
    if (phaseChangeTwoPhaseMixture::read())
    {
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_ = subDict(type() + "Coeffs");

        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("UInf") >> UInf_;
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("tInf") >> tInf_;
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cc") >> Cc_;
        phaseChangeTwoPhaseMixtureCoeffs_.lookup("Cv") >> Cv_;

        mcCoeff_ = Cc_*rho2()/tInf_;
        mvCoeff_ = Cv_*rho2()/(0.5*rho1()*sqr(UInf_)*tInf_);

        return true;
    }
    else
    {
        return false;
    }
}
// *****

```

## پیوست ۴

### نحوه افزودن تأثیر دما به حلگرهای مورد استفاده:

پس از ورود به شاخه حلگر، ابتدا باید در صفحه اول آن و در پوشه createFields.H وارد شده و

خطوط زیر به ابتدای آن اضافه گردد:

```
Info<< "Reading transportProperties\n" <<endl;
IOdictionarytransportPropertiesDict
(
  IOobject
  (
    "transportProperties",
    runTime.constant(),
    mesh,
    IOobject::MUST_READ,
    IOobject::NO_WRITE
  )
);
dimensionedScalar DT
(
  transportPropertiesDict.lookup("DT")
);

Info<< "Reading field T\n" <<endl;
volScalarField T
(
  IOobject
  (
    "T",
    runTime.timeName(),
    mesh,
    IOobject::MUST_READ,
    IOobject::AUTO_WRITE
  ),
  mesh
);
```

توسط خطوط بالا جریان دمایی برای حلگرهای مورد نظر ما تعریف می‌گردد.

بعد از افزودن جریان دمایی برای افزودن معادله انتقال باید به ترتیب گفته شده در زیر عمل شود.



بدین منظور در همان صفحه اول حلگر پوشه‌ای با نام *TEqn.H* ساخته که شامل خطوطی که در ادامه قابل مشاهده است، می‌باشد:

```
{
fvScalarMatrixTEqn
(
fvm::ddt(T)
+ fvm::div(phi, T)
- fvm::laplacian(DT, T)
);
TEqn.solve();
}
```

حال داخل شاخه Solver.C و قبل از عبارت `twoPhaseProperties->correct();` خط زیر به این فایل اضافه می‌شود:

```
#include "TEqn.H"
```

از طرفی این موضوع مشخص است که در کد اولیه برای فشار بحرانی مقداری ثابت در نظر گرفته شده است و حال آن که در واقعیت مقدار فشار بحرانی تابعی از دما می‌باشد که این رابطه را می‌توان طبق معادله August-Roche-Magnus به کد مورد نظر اعمال نمود:

$$p_{\text{Sat}} \approx 610.94 \cdot \exp\left(\frac{17.625 T_{\text{Celsius}}}{T_{\text{Celsius}} + 243.04}\right) = 610.94 \cdot \exp\left(\frac{17.625 (T - 273.15)}{T - 273.15 + 243.04}\right)$$

$$= 610.94 \cdot \exp\left(\frac{17.625 (T - 273.15)}{T - 30.11}\right)$$

در معادله بالا دما بر حسب کلوین می‌باشد.

در حلگر مورد بحث فشار بحرانی در دو قسمت مورد استفاده قرار می‌گیرد، که یکی در حلقه مربوط به کسر حجمی<sup>۱</sup> و یکی در حلقه مربوط به فشار<sup>۲</sup> می‌باشد.

با اضافه کردن این معادله یک جریان جدید برای فشار بحرانی تعریف می‌گردد، نکته‌ای که باید در اینجا به آن اشاره شود این است که فشار بحرانی تنها هنگامی که جریان دمایی در طی حلگر بروز می‌شود و نه همیشه محاسبه می‌شود.

---

<sup>۱</sup>  $\alpha$ -loop

<sup>۲</sup> Pressure-loop

برای اضافه کردن جریان فشار بحرانی، باید همانند همان فایلی که برای TEqn.H ساخته شد، یک فایل با نام calcPSatField.H در کنار همان فایل، یعنی در صفحه اصلی حلگر فایلی ساخته شود که شامل خطوط زیر باشد:

```
{
constdimensionedScalar t30_11("30.11", dimensionSet(0,0,0,1,0,0,0), 30.11);
constdimensionedScalar t273_15("273.15", dimensionSet(0,0,0,1,0,0,0), 273.15);
constdimensionedScalar t1("1", dimensionSet(0,0,0,1,0,0,0), 1);
constdimensionedScalar p610_94("610.94", dimensionSet(1,-1,-2,0,0,0,0), 610.94);
// dimensionSet( [kg], [m], [s], [K], [kg*mol], [A], [cd]), [kg/(m*S^2)]=[Pa]

// August-Roche-Magnus formula
pSat = p610_94 * exp( 17.625*(T-t273_15) / max(t1, T-t30_11) );
//max(1,...) is included to avoid problems with devision by 0
}
```

همانطور که مشاهده می‌شود این عبارات در حقیقت همان معادله فشار بحرانی که به آن اشاره شد را برای حلگر تعریف می‌کند. لازم به ذکر است که در نرم افزار OpenFoam همه عباراتی که در یک معادله وارد می‌شوند بایستی در حلگر تعریف گردد برای این منظور در فایل CreatField.H ابتدا خط زیر از آن حذف می‌گردد:

```
constdimensionedScalar&pSat = twoPhaseProperties->pSat();
```

و در ادامه خطوط زیر در همین فایل و بعد از عبارت T volScalarField اضافه می‌شود، دلیل آن هم این است که جریان فشار بحرانی بر اساس جریان دمایی محاسبه خواهد شد:

```
volScalarFieldpSat
(
IOobject
(
"pSat",
runTime.timeName(),
mesh,
IOobject::NO_READ,
IOobject::AUTO_WRITE
),
p_rgh // initial value will be overwritten in calcPSatField.H
);
#include "calcPSatField.H"
```

از طرفی با توجه به این که بروز شدن جریان فشار بحرانی وابسته به بروز شدن  $T$  می‌باشد، در نتیجه بایستی خط زیر در فایل Solver.C بعد از عبارت. #include "TEqn.H" اضافه گردد:

```
#include "calcPSatField.H"
```

سپس در فایل phaseChangeTwoPhaseMixture.H ، باید همه خطوط زیر از آن پوشه حذف

گردد:

```
//- Saturation vapour pressure  
dimensionedScalar pSat_  
  
//- Return const-access to the saturation vapour pressure  
const dimensionedScalar &pSat() const  
{  
    return pSat_  
}
```

و بجای آنها عبارت به این فایل اضافه می‌شود:

```
//- Return const-access to the saturation vapour pressure  
const volScalarField &pSat() const  
{  
    const volScalarField &pSat = alpha1_.db().lookupObject<volScalarField>("pSat");  
    return pSat;  
}
```

در انتها بایستی در فایل phaseChangeTwoPhaseMixture.C واقع در همین پوشه، هر چیزی

که به فشار بحرانی مربوط می‌شود حذف گردد، یعنی عبارات زیر را:

```
pSat_(lookup("pSat"))
```

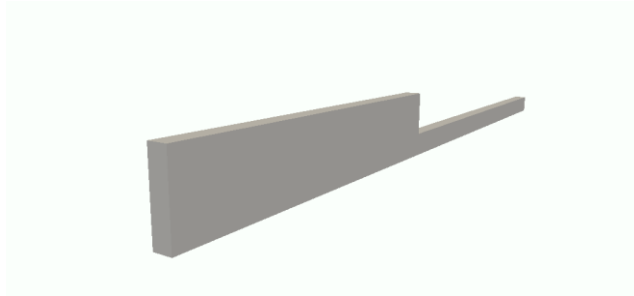
```
lookup("pSat") >> pSat_;
```

اکنون حلگر ما توانایی این را دارد که جریان دمایی و همچنین معادله انتقال را وارد حل نماید،

همچنین مقدار فشار بحرانی را تابعی از دما در نظر گرفته و به شرایط واقعی مسئله نزدیکتر باشد.

## پیوست ۵

پس از وارد کردن شبکه مورد نظر به صورت دوبعدی به محیط آپن فوم با استفاده از حلگر makeAxialMesh شرط مرزی متقارن محوری ایجاد می‌گردد.



هندسه دوبعدی اولیه وارد شده در آپن فوم

اولین گام استفاده از دستور زیر می‌باشد که بایستی در ترمینال لینوکس نوشته شود:

1- makeAxialMesh -axis center -wedge frontAndBack

با اتمام مراحل بالا هنوز فرآیند تولید مرز متقارن محوری به اتمام نرسیده است، حال باید دستور

زیر برای اتمام کار وارد گردد:

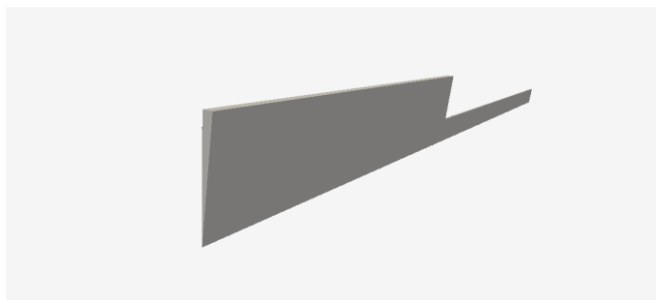
2- collapseEdges 1e-8 180

حال هندسه مورد نظر که ابتدا به صورت دوبعدی وارد آپن فوم شده بود به صورت یک هندسه

گوه‌ای شکل در آمده است که شرط متقارن محوری با این هندسه جدید قابل اعمال است، برای درک

بهتر در شکل زیر نمونه‌ای از هندسه دوبعدی وارد شده به آپن فوم قبل انجام این فرآیند و پس از

اعمال آن، آورده شده است:



هندسه دوبعدی تغییر یافته با شرط متقارن محوی در آپن فوم

## پیوست ۶

برای ایجاد پرابها بایستی به فایل system رفته و دستورات زیر به آن اضافه گردد:

```
// Fields to be probed. runTime modifiable!
fields
(
  PMean
);
// Locations to be probed. runTime modifiable!
probeLocations
(
  (0.0254 0.0253 0.0)
  (0.0508 0.0253 0.0)
  (0.0762 0.0253 0.0)
  (0.1016 0.0253 0.0)
  (0.1270 0.0253 0.0)
  (0.1524 0.0253 0.0)
  (0.1778 0.0253 0.0)
);
```

حال این دستورات در این کد خاص، مقدار میانگین فشار را به عنوان خروجی در مختصاتهای ذکر شده می دهد.

## **Abstract:**

It is important to prevent the occurrence of cavitation in internal flow such as valves and pumps, however in external flows This phenomenon has many advantages Including through the formation around a vehicle, reducing the frictional drag on it because of the reduced viscosity of vapor phase, one of the main reasons for the use of cavitation for natural or artificial underwater projectiles.

This thesis is to study the cavitation and comparing simulation models in the development of cloud cavity and its impact on the flow and the results compared with experimental results. Firstly, the definition of cavitation and the basic equations for the analysis of this phenomenon is shown in and finally introduced Mass transfer models used in this phenomenon. In the numerical study, in Beginning transient cavitation simulation models have been introduced, and three popular models for this field , ie, models Kunz, Singhal and Zwart Have been selected and then, for each a numerical code has been provided, and the strengths and weaknesses of each model has been studied. Numerical simulations carried out in this project to assess the strengths and weaknesses of these models is on the internal and external flows.

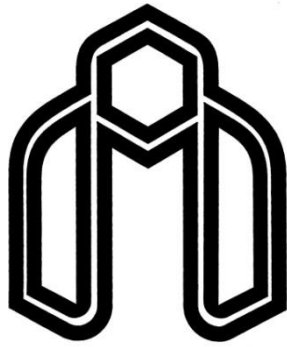
To achieve this purpose, a venturi and an orifice for cavitation on the internal flow and one hydrofoil NACA0015 for cavitation on the external flows with different attack angles, consistent with experimental results has been performed.

According to the results the best model for internal flows is Zwart model, but can not be ignored a good ability of Kunz model in numerical analysis for internal flows.

Also in this models for analysis of the external flows, the overall results were pretty close together and no one has not advantage, but in the end, select the Kunz model for investigation is recommended of the numerical solutions obtained in this model.

And then for more accurately simulate addition the temperature in the numeric codes, to selective mass transfer models have been developed. In the case of mass transfer models assumed that the critical pressure of the solution is constant and in actual it is a function of temperature. By adding the equation of August-Magnus the effect of temperature; models have the ability to refine a critical pressure proportional to the temperature at which it is located, was created. Finally, a comparison between the results from the numerical solution of these models by adding the effect of temperature and the results of numerical models without affecting the temperature with experimental results for parameters such as pressure ratio and discharge coefficient performed. Adding this ability to solvers improved results compared to non-thermal effect and results in higher accuracy compared with other reported results. Numerical simulation of cavitation with programming language C++ under Linux and then for run numerical codes, OpenFoam software was used.

**Keywords:** Cavitation, Mass transfer models, Cavitation modeling, Internal and external flows, adding the effect of temperature



**Shahrood University of Technology**

**Faculty of Mechanical Engineering**

# **Study of Cavitations' Models and Their Properties in Modeling**

Thesis

Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of  
Master of Science (M.Sc)

By :

**Vahid Najafi**

Supervisor :

**Dr. A. Sarreshteh dari**

**Date: February 2013**