مدلسازی سهبعدی جریان سوپرکاویتاسیونی برای بررسی اثر زوایه حمله روی ضریب پسا

علی چراغی	کارشناس ارشد هوافضا، دانشکده مهندسی هوافضا- دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران
رضا آقائي طوق*	استادیار، دانشکده فنی مهندسی- دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات تهران، تهران، ایران
رضا ابراهیمی	دانشیار، دانشکده مهندسی هوافضا- دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران

چکیدہ

پرتابههای زیرسطحی سرعت بالا برای حرکت در رژیم سوپرکاویتاسیونی طراحی میشوند. در این شرایط، پسای اصطکاکی کاهش یافته و پسای فشاری نیروی غالب در مقابل حرکت پرتابه می گردد. مدلهای کاویتاسیونی مختلفی توسط محققین برای شبیهسازی انواع جریانهای کاویتاسیونی ارائه شده است. در کار حاضر با انتخاب یک مدل کاویتاسیونی مناسب، جریان سوپرکاویتاسیون حول یک کاواکزای دیسکی مدل شده است. پارامترهای حفره اندازه گیری شده و با نتایج تجربی و تحلیلی مقایسه گردیده است. در این تحقیق، جریان سوپرکاویتاسیونی در زوایای حمله مختلف شبیهسازی شده و ضریب پسا در اعداد کاویتاسیون مختلف بهدست آمده است. نتایج تحلیل عددی با نتایج روابط نیمه تجربی مقایسه شده است. در نهایت، با استفاده از نتایج بدست آمده از تحلیل عددی رابطه ای برای محاسبه ضریب پسا در زوایای حمله مختلف برای محدودهای از عدد کاویتاسیون پیشنهاد شده است.

واژههای کلیدی: سوپرکاویتاسیون، ضریب پسا، زاویه حمله، کاواکزا، دوفازی.

Three-Dimensional Modeling of Supercavitating Flow to Investigate the Effect of Attack Angle on Drag Coefficient

A. Cheraqi	Department of Aerospace Engineering, KNTU, Tehran, Iran.
R. Aghaei tog	Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran
R. Ebrahimi	Department of Aerospace Engineering, KNTU, Tehran, Iran

Abstract

The high-speed submersion projectiles are designed to move in the supercavitation regime. In these conditions, the frictional drag decreases and the pressure drag becomes the dominant force against the projectile movement. A number of cavitation models have been suggested by researchers in order to simulate various types of cavitation flows. In the present work, by choosing a proper cavitation model, the supercavitation flow is modeled around a disk cavity. The supercavitation parameters are measured and compared with the experimental and analytical results. In this research, the supercavitating flow is simulated in different angles of attack and the drag coefficient is obtained in different cavitation numbers. The results of numerical analysis are compared with the results of quasi-empirical relations. Finally, using the results of numerical analysis, a correlation coefficient is proposed for calculating the drag coefficient at different attack angles for a range of cavitation numbers.

Keywords: Supercavitation, Drag Coefficient, Attack Angle, Cavitator, Two-Phase.

۱–مقدمه

درجریانهای مایع کاویتاسیون زمانی رخ می دهد که فشار موضعی به پایین تر از فشار بخار اشباع می رسد. در حالت کلی کاویتاسیون پدیده ای خطرناک و مخرب محسوب می شود و دارای آثار نامطلوبی می باشد. امروزه از مزایای سوپر کاویتاسیون برای کاهش نیروی پسا در هیدرودینامیکی است که در آن جسم در یک لایه از گاز احاطه شده است. مبدا تشکیل حفره، کاواکزا می باشد که در نوک پر تابه نصب می شود. حفره هم به واسطه تشکیل کاویتاسیون بخاری (سوپر کاویتاسیون طبیعی) و هم با تزریق گاز در منطقه کم فشار یک گردابه (سوپر کاویتاسیون مصنوعی) تولید می گردد. با افزایش سرعت آب

عدد کاویتاسیون به عنوان یک معیار در جریانهای کاویتاسیونی استفاده میشود. عدد کاویتاسیون از رابطه (۱) محاسبه میشود.

$$\sigma = \frac{p - p_c}{\frac{1}{2}\rho U^2} \tag{1}$$

که p فشار مرجع (بسته به عمق پرتابه)، p فشار بخار مایع و مخرج کسر بیانگر فشار دینامیکی است.

^{*} نویسنده مکاتبه کننده، آدرس پست الکترونیکی: reza_tog@srbiau.ac.ir تاریخ دریافت: ۳/۱۰۰۹۹۹

در لبه کاواکزا، فشار تا فشار بخار متناظر با دمای آب کاهش یافته و یک حباب در اطراف دماغه سیستم شکل می گیرد. چنانچه سرعت پرتابه به اندازه کافی زیاد باشد، کل سیستم درون حباب قرار می گیرد. به این ترتیب پسای ناشی از اصطکاک پوستهای تقریباً از بین رفته و پسای فشاری نقش اصلی را بازی می کند.

با کاهش عدد کاویتاسیون شرایط تولید کاویتاسیون در مایع فراهم میشود. با کاهش عدد کاویتاسیون رژیمهای متفاوت کاویتاسیونی قابل رویت است. برای رسیدن به رژیم سوپر کاویتاسیون، اعداد کاویتاسیون پایین نیاز است. سه روش مختلف برای کاهش عدد کاویتاسیون وجود دارد. با افزایش سرعت جریان (افزایش سرعت پرتابه به بالای 8/4m در سطح دریا که با افزایش عمق پرتابه سرعت بالاتری نیاز است)، کاهش فشار محیط (فقط در تونل آب با اتاق آزمون بسته امکان پذیر است) و یا تزریق گاز میتوان سوپرکویتی ایجاد کرد.

افزودن گاز به منطقه کم فشار، بدون این که در سرعت و فشار مطلق تغییری ایجاد نماید، به واسطه کاهش عدد کاویتاسیون سبب تشکیل حفره مصنوعی خواهد شد. اگر آهنگ تزریق گاز بیش از یک حد معین شود، ناپایداریهایی ایجاد خواهد شد. این ناپایداریها با امواجی روی سطح حفره و نوسانات در طول و عرض حباب مشخص خواهند شد. اگر از نوسانات صرفنظر شود، در صورتی که ابعاد حباب تزریقی و حباب طبیعی پس از تشکیل با یکدیگر مشابه باشند، این دو حباب را میتوان معادل یکدیگر دانست.

مطالعات پایهای روی پدیده سوپر کاویتاسیون از حدود یک قرن پیش آغاز شده است. تحقیقات اولیه تنها مفاهیم ریاضی در بر داشتند. جریان سوپرکاویتاسیون زیر مجموعهای از کاویتاسیون ثابت در نظر گرفته میشد. بنابراین جریانی مورد مطالعه واقع میشد که یک بخش آن به مرز جامد و بخش دیگر آن به ناحیهای فشار ثابت محدود شده بود. بیشتر کارهای این دوره برای جریانهای دو بعدی و با استفاده از نظریه پتانسیل مختلط انجام می گرفت. با این حال؛ کاواکزاهای متقارن محوری و جريان هاى سهبعدى نيز به صورت تحليلي مورد تحقيق واقع شدهاند. عدم توانمندی در تحلیل جریان حول هندسه های پیچیده، و معادلات غیرخطی که برای یافتن مکان واقعی سطح آزاد حفرهای میبایست حل می شد، از مشکلات اساسی این روش ها بوده است. در اویل دهه ۱۹۷۰ توجه دانشمندان به حل عددی جریانهای سوپر کاویتاسیون معطوف شد. کارهای عددی اولیه براساس استفاده از نظریه جریان پتانسیل استوار بود. در این روشها مقادیر مرزی مهم بود (روش المان مرزی) و هدف نهایی یافتن سطح آزاد حفره با استفاده از ارضای یک شرط مرزی دینامیکی میباشد. این روش هنوز هم بهطور گسترده در بسیاری از مطالعات مهندسی کاربرد دارد. شفقت کارهای تحلیلی و همچنین مطالعات عددی بر پایه نظریه جریان پتانسیل و روش المان مرزی را به صورت مفصل در رساله دکتری خود ارائه کرده است [۱]. مطالعات بعدی جریان سوپرکاویتاسیونی بر اساس استفاده از معادلات ناویر- استوکس انجام شده است. در مرجعهای [۳–۲] مدلهای مختلف شبیهسازی جریان کاویتاسیونی و سوپرکاویتاسیونی ارائه شده است. در ابتدای تحقیق به صورت مختصر به این کارها اشاره می گردد. این مطالعات را می توان به دو دسته کلی طبقهبندی کرد. دسته اول همانند روشهای عددی بر پایه نظریه جریان پتانسیل، روش تعقیب مرز مشترک میباشد. در این روشها برای ناحیه حفره فشار ثابتی برابر فشار بخار در دمای مایع را در نظر می گیرند. این فرضیه کاملاً فیزیکی است و توسط کارهای تجربی تایید شده است. بر اساس این فرض، مرز مشترک بخار و مایع قابل ردیابی بوده و شکل حفره در طی فرآیند تکرار به دست میآید. این روش در مدل کردن کاویتاسیون ورقهای کاربرد دارد، ولی برای حالتی که با رشد حباب همراه است و جدایش رخ میدهد مناسب نیست. همچنین به دلیل

اینکه ردیابی مرز مشترک در جریانهای سه بعدی مشکل می باشد، تاکنون به جریانهای دو بعدی و متقارن محوری محدود شده است. مثالهایی از این دست را می توان در کارهای چن و هیستر [۵-۴] و دشپاند و همکارن [۶] مشاهده کرد.

دسته دوم روش های مخلوط چندفازی هستند که به مدل جریان تعادلی همگن نیز مشهورند. در این روش ها از یک سیال مشتر ک برای مدل سازی دو فاز جدا استفاده می شود. تفاوت بین مدل های گوناگون در این روش در مشخص کردن میدان چگالی است. دلانوی و کوئنی [۸-۷] در سال ۱۹۹۰ یک معادله حالت باروتروپیک برای محاسبه میدان چگالی ارائه کردند. کوبوتا و همکاران وی [۹] مدلی را بر اساس معادله رایلی-پلست ارائه کردند. در این مدل که به مدل حبابی مشهور شده، از معادله رایلی- پلست به جای معادله حالت برای تعیین میدان چگالی استفاده می گردد. به علت اینکه معادله رایلی- پلست وابسته به زمان است این روش به جریان غیر دائم در کاویتاسیون ابری محدود می گردد.

ونتیکوس و تزابیراس [۱۰] در سال ۲۰۰۰ از مدل تبخیر در آنتالپی ثابت استفاده کردند. آنها در این مدل از معادلات ناویر- استوکس به همراه یک معادله حالت بر اساس جداول ترمودینامیکی آب و بخار، استفاده کردند. ایشان اثرات ترکم پذیری را نیز برای هر دو فاز مایع و بخار در نظر گرفتند.

ادواردز [۱۱] در سال ۲۰۰۰ از معادله حالت سانچز- لاکومبه استفاده کرد. وی معادله انرژی را هم به همراه معادلات ناویر- استوکس حل کرد. سال ۱۹۹۶ چن و هیستر [۱۲] مدلی دو فازی را توسعه دادند. آنها از یک معادله انتقال برای مشخص کردن میدان چگالی استفاده نمودند. این مدل چگالی مبنا نیز از معادله رایلی- پلست بهدست میآید.

در سالهای بعد روشهای دیگری توسعه یافتند که از معادله انتقال برای محاسبه دینامیک حفره استفاده میکنند. این روشها رفتار بسیار انعطاف پذیری دارند. در این رهیافت معادله انتقال برای کسر حجمی و یا کسر جرمی بخار یا مایع حل می شود. سینگهال و همکاران وی [۱۳] در سال ۱۹۹۷، مرکل و همکاران وی [۱۴] در سال ۱۹۹۸ و کانز و همکارانش [۱۵-۱۵] و مدل های مشابهی را بر اساس معادله انتقال ارائه کردند. تفاوت این مطالعات در جملههای چشمه میباشد. سینگهال از یک الگوریتم فشار مبنا استفاده نمود. مرکل و کانز تراکم پذیری مصنوعی را با توجه به استراتژی پیش شرطی به کار بردند. در کارهای سینگهال و مرکل جملات چشمه تابعی از فشار است. اما در جملات چشمه ارائه شده توسط كانز، جمله تبخير تابع فشار و جمله تقطير تابع کسر حجمی میباشد. یکی از مهمترین مزیتهای این روش خاصیت جابجایی آن است که می تواند اثراتی مانند نیروی اینرسی را بر روی حفره (جدا شدن و حركت حبابها) به خوبي مدل كند. آلاي بگوويچ [۱۷] در سال ۱۹۹۹ یک مدل دو سیاله را با استفاده از جملات چشمه بر اساس معادله رايلي- پلست براي تعيين انتقال جرم پيشنهاد نمود. سوآئر و اشنر [۱۸] مدلی مشابه مدل سینگهال و براساس دینامیک حباب ارائه نمودند. از جملات چشمه براساس معادله رایلی- پلست برای در نظر گرفتن انتقال جرم استفاده کردند. آنها اثرات دمایی را نیز در نظر گرفتند. برای این منظور یک معادله ساده شده برای آنتالپی مخلوط به دستگاه معادلات اضافه کردند. اهوجا و همکاران [۱۹] وی در سال ۲۰۰۰ الگوریتمی را برای در نظر گرفتن اثرات تراکم پذیری با استفاده از روشهای تراکم پذیری مصنوعی و سازگار با شبکههای بی سازمان توسعه دادند. سنوکاک

و همکاران وی [۲۰] در سال ۲۰۰۲ با به کار بردن معادلات پیوستگی و مومنتوم عمود بر مرز مشترک بخار و مایع و صرفنظر از اثرات لزجت و کشش سطحی و استفاده از تحلیل ابعادی مدل خود را بر اساس دینامیک مرز حباب ارائه نمود. بوزید [۲۱] در رساله دکتری خود در سال ۲۰۰۶ به بررسی عددی جریان کاویتاسیون و کاربردهای آن در ماشینهای هیدرولیکی پرداخت. وی این کار را براساس هر سه مدل، یعنی روش تعقیب مرز مشترک، مدل دوفازی همگن بر اساس معادله حالت و مدل دو- فازی همگن بر اساس معادله انتقال انجام داد. پتروف [۲۲] در انیستیتوی فیزیک و تکنولوژی مسکو محاسبات مربوط به نیروهای وارد در سال ۲۰۱۵ لیندائو [۳۲] مطالعاتی را برای کاهش ضربان حفرهای با بر اجسام دوبعدی و متقارن محوری را در سال ۲۰۱۵ انجام داده است. استفاده از محاسبات حجم محدود انجام داده است. کوچین و همکاران در سال ۲۰۱۵ لیندائو [۳۲] مطالعاتی را برای کاهش ضربان حفرهای با نیندان در سال ۲۰۱۵ با استفاده از مطالعات تجربی و نظریه فرآیند گسترش حفره را در زوایای حمله مختلف برای اجسام متحرک در نزدیکی سطح آزاد بررسی نمودهاند.

در کار حاضر، ابتدا یک مطالعه مقایسهای بین چند مدل کاویتاسیونی مشهور - مشابه کار انجام شده در مرجع [۲۵] انجام می شود. سپس با انتخاب مدل کاویتاسیونی مناسب، جریان سوپر کاویتاسیونی به صورت سهبعدی حول کاواکزا دیسکی تحلیل می شود. در پرتابههای زیر سطحی، کاواکزا با زوایه نسبت به صفحه عمود بر پرتابه نصب می شود. هدف اصلی تحقیق پیش رو بررسی تغییرات ضریب پسا با تغییر زوایه نصب بوده که در واقع نوآوری کار حاضر نیز محسوب می گردد.

۲-معادلات جریان دوفازی

جریان دوفازی، جریانی است که در حضور یک یا چندین سطح مشترک جدا کننده در مرز فازها مشخص می شود. مثال های متعددی از جریان دوفازی را در سیستمهای مهندسی و پدیدههای طبیعی مشاهده می شود. جریان دوفازی به دو صورت بدون تغییر فاز در جریان یا با تغییر فاز در پدیدههای مانند کاویتاسیون و جوشش مشاهده می گردد. تکنیکهای مختلفی برای مدل کردن کاویتاسیون وجود دارد. در پژوهش حاضر از مدل دوفازی همگن استفاده شده است. انتخاب مدل دوفازی به پدیده مورد بستگی دارد. مدل دو- سیاله، مدل مناسبی برای اکثر جریانهای دوفازی میباشد. در پدیده سوپر کاویتاسیون با یک رفتار کاملاً مخلوط در ناحیه بسته شدن حفره مواجه هستیم، به طوری که مرز بین فازهای آب و بخار به وضوح مشخص نیست. بنابراین مدل دو- سیاله با در نظر گرفتن هر فاز به طور جداگانه به برخی نتایج غیر واقعی منجر می شود. تعداد کم معادلات از ویژگی های مهم مدل مخلوط می باشد. سیستم معادلات شامل چهار معادله پیوستگی، اندازه حرکت و انرژی به همراه معادله انتقال ميباشد. معادله انتقال براي محاسبه كسر حجمي به کار برده می شود. اگر در سیستم تغییر فاز کنترل شود و از رانش یا ديفيوژن جرم در معادله انتقال صرفنظر شود، اين سيستم به مدل همگن ساده تبدیل می گردد. با توجه به محدودیت مدل دوسیاله در شبیهسازی جریان انتهای کویتی و سازگاری مدل مخلوط با جریان سوپر کاویتاسیونی در این ناحیه، در این تحقیق از مدل مخلوط استفاده شده است.

معادلههای پیوستگی، اندازه حرکت و انتقال برای محاسبه کسر حجمی مایع برای مخلوط در روابط (۲)، (۳) و (۴) ارائه شده است [-۲۶ ۲۷].

$$\frac{\partial \left(\rho_{m} \right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho_{m} \vec{U}_{m} \right) = 0 \tag{(Y)}$$

$$\frac{\partial \left(\rho_m \vec{U}_m\right)}{\partial t} + \rho_m \left(\vec{U}_m \cdot \nabla\right) \vec{U}_m = -\nabla \left(p_m\right) + \nabla \cdot \left(\bar{\vec{\tau}} + \bar{\vec{\tau}}_t\right) \tag{(7)}$$

$$\frac{\partial \left(\alpha_{l} \rho_{l}\right)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\alpha_{l} \rho_{l} \vec{U}_{m}\right) = \dot{m}_{l}^{v} + \dot{m}_{l}^{c} \tag{(f)}$$

چگالی مخلوط و لزجت آشفته به ترتیب از روابط (۵) و (۶) محاسبه میگردد[۲۷]:

$$\rho_{\rm m} = \alpha_{\rm l} \rho_{\rm l} + \alpha_{\rm v} \rho_{\rm v} \tag{(\Delta)}$$

$$\mu_{m,t} = \frac{\rho_m c_{\mu} k^2}{\epsilon} \tag{6}$$

در این معادلهها چگالی هر جزء ثابت فرض میشود. با استفاده از مدل مخلوط (همگن) برای تحلیل جریان کاویتاسیونی آشفته، سیستم معادلات به دو فرض دیگر برای بسته شدن نیاز دارد. در ادامه نحوه انتخاب مدل توربولانسی برای محاسبه ترمهای آشفته (نوسانی) در معادله مومنتوم و عبارت چشمه در معادله انتقال برای محاسبه کسر حجمی تشریح میشود.

۳–مدل آشفتگی

برای مدلسازی آشفتگی مدلهای مختلفی در کدهای تجاری در دسترس است. انتخاب مدل آشفتگی بستگی به فیزیک حاکم بر جریان، دقت محاسبات، کیفیت شبکه و امکانات محاسباتی دارد، و یک مدل آشفتگی یکتا برای کلیه جریانهای آشفته وجود ندارد. مدلهای دو معادلهای نسبت به سایر مدلهای توربولانسی دارای کاربرد عملی بیشتری هستند. مشهورترین مدل دو معادلهای، مدل $k - \varepsilon$ است. با شناخته شدن نقاط ضعف و قوت این مدل تلاشهای زیادی برای بهینهسازی این مدل انجام شده است. مدل $k-\omega$ نسبت به مدل استاندارد $k - \varepsilon$ در جریانهایی که کاهش سرعت و جدایش جریان در اثر گرادیان فشار معکوس وجود دارد، بهتر عمل می کند. مدل $k - \varepsilon$ جزء مدلهای رینولدز بالا محسوب می شود، بنابراین در نواحی نزدیک دیوار (رینولدز پایین) عملکرد خوبی ندارد. مدل $k - \omega$ با استفاده از المانهای متراکم در نزدیک دیوار، به صورت مناسبی جریان تا نزدیکی دیوار را پیشبینی می کند. منتر به منظور استفاده همزمان از مزایای این دو مدل، از ترکیب این مدلها استفاده کرد [۳۰–۲۸]. مدلی که منتر معرفی کرد به مدل SST معروف است. این مدل در بسیاری از جریانها مثل جریانهای دارای گرادیان فشار معکوس دقیقتر و مطمئنتر عمل می کند. با وجود اینکه این مدل قابلیتهای هر دو مدل را دارا است، اما به واسطه سوئيچ كردن از يک مدل به مدل ديگر ممكن است با ناپایداریهایی در حل و یا همگرایی ضعیف مواجه باشد. در این تحقیق از مدل توربولانسی SST استفاده می گردد.

(Y)

۴-عبارتهای چشمه

فرآیند کاویتاسیون شامل دو فاز و سه جزء میباشد. این سه جزء عبارتند از آب (w)، بخار (v) و گاز نامحلول (g). بین کسرهای حجمی رابطه (Y) برقرار است.

$$\left(\alpha_{\mathbf{W}}+\alpha_{g}\right)+\alpha_{\mathbf{V}}=1$$

در بسیاری از مسائل کاویتاسیون فرض بر آن است که گاز نامحلول کاملاً با فاز مایع مخلوط شده و کسر حجمی آن ثابت و برابر م_g میباشد. بدین ترتیب کسرهای حجمی آب و گاز را با هم ترکیب نموده و کسر حجمی مایع با رابطه (۸) تعریف میشود.

 $\alpha_l = \alpha_w + \alpha_g$

اکثر مدلهای کاویتاسیونی بر اساس معادله رایلی- پلست بنا شدهاند. این معادله برای رشد یک حباب بخار را در داخل مایع در رابطه (۹) ارائه شده است.

$$R_{\rm B}\frac{dR_{\rm B}}{dt} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR_{\rm B}}{dt}\right)^2 + \frac{2\sigma}{R_{\rm B}} = \frac{p_{\rm v} - p}{\rho_{\rm l}} \tag{9}$$

که R معاع حباب، p_v فشار داخل حباب (فشار بخار در دمای مایع فرض می شود)، p فشار مایع اطراف حباب و σ ضریب کشش سطحی بین مایع و بخار است. توجه داریم که معادلات از تعادل مکانیکی به دست می آیند و فرض می شود که هیچ مانع حرارتی برای رشد حباب وجود ندارد. با استفاده از تخمین مرتبه اول و صرفنظر از عبارت کشش سطحی در معادله (۹) شکل ساده شده از معادله رایلی- پلست مطابق رابطه (۱۰) به دست می آید.

$$\frac{dR_{B}}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{p_{v} - p}{\rho_{l}} \right)}$$
(1.)

بنابراین آهنگ تغییر حجم را میتوان به صورت رابطه (۱۱) نوشت.

$$\frac{dV_{\rm B}}{dt} = 4\pi R_{\rm B}^2 \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{|\mathbf{p}_{\rm v} - \mathbf{p}|}{\rho_{\rm l}}\right)} \tag{11}$$

و آهنگ تغییر جرم حباب نیز از رابطه (۱۲) محاسبه می شود.

$$\frac{dm_{\rm B}}{dt} = 4\pi\rho_{\rm v}R_{\rm B}^2 \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{|\mathbf{p}_{\rm v} - \mathbf{p}|}{\rho_{\rm l}}\right) \tag{11}$$

اگر N_B تعداد حبابهای موجود در واحد حجم باشد، کسر حجمی فاز بخار به صورت رابطه (۱۳) نوشته می شود.

$$\alpha_{\rm v} = \frac{4}{3} \pi R_{\rm B}^3 N_{\rm B} \tag{17}$$

و در نهایت آهنگ انتقال جرم کل عبارت خواهد بود از:
$$n = \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{|p_v - p|}{\rho_l}\right)}$$
(١٣)

این بیان با فرض رشد حباب (یعنی تبخیر) است. در حالت کلیتر معادله (۱۴) را می توان به شکل معادله (۱۵) نوشت.

$$\dot{m} = F \frac{3\alpha_{v}\rho_{v}}{R_{B}} \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{\left|p_{v} - p\right|}{\rho_{l}}\right)} \operatorname{sgn}\left(p_{v} - p\right)$$
(12)

که F ضریب تجربی بوده و برای تبخیر و میعان ممکن است متفاوت باشد (معمولاً میعان خیلی آهسته تر از تبخیر است). با وجود اینکه معادله (۱۵) حالت کلی تبخیر و میعان است اما در مورد تبخیر به یک سری اصلاحات نیاز است. شروع تبخیر به هسته های کاویتاسیون بستگی دارد. به طوری که با افزایش کسر حجمی بخار، چگالی هسته های کاویتاسیون کمتر می شود.

در مقالات عبارت چشمه به دو بخش تقسیم میشود: از عبارت مثبت برای تبخیر (فرآیند تولید بخار)، رابطه (۱۶) و عبارت منفی برای چگالش (فرآیند نابودی حباب)، رابطه (۱۷) استفاده شده است.

$$\dot{m}_{l}^{v} = -F \frac{3\alpha_{nuc} \left(1 - \alpha_{v}\right) \rho_{v}}{R_{B}} \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{|\mathbf{p}_{v} - \mathbf{p}|}{\rho_{l}}\right)} \operatorname{sgn}\left(\mathbf{p}_{v} - \mathbf{p}\right)$$
(19)

$$\dot{m}_{l}^{c} = F \frac{3\alpha_{v}\rho_{v}}{R_{B}} \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{|p_{v} - p|}{\rho_{l}}\right)} sgn(p_{v} - p)$$
(1)

که RB شعاع هستههای کاویتاسیون، ۵_{nuc} کسر حجمی هستههای کاویتاسیون، F^v و ^CF ثابتهای تجربی هستند [۲۷].

ور بیشتر مدلهای کاویتاسیونی، عبارتهای چشمه به اختلاف بین در بیشتر مدلهای کاویتاسیونی، عبارتهای چشمه به اختلاف بین فشار موضعی و فشار بخار v-p وابسته است. در ادامه مقایسهای بین م مدلهای مختلف انجام میشود. این مدلها به صورت روابطی تابع v-p نوشته شدهاند. در این عبارتها معمولاً کسر حجمی (α) نیز مشاهده میشود. برای اینکه این روابط فقط به v-p وابسته شود، از قانون باروتروپیک دلانوی استفاده می گردد. براساس قانون حالت میتوان اختلاف فشار را به کسر حجمی مرتبط نمود و در نهایت پارامتر کسر حجمی را در عبارتهای چشمه از بین برد. واضح است که انتخاب قانون حالت مخصوص دل خواه بوده است. ارائه روابط براساس اختلاف فشار تنها برای مقایسه روشها ضروری است.

در همه مدلها ثابتهای تجربی C_{prod} و C_{dest} مشاهده میشود. از این ضرایب برای تنظیم آهنگ انتقال جرم استفاده میشود. در مقالات مختلف، ضرایب متفاوتی برای عبارتهای چشمه ارائه شده است. برای هندسههای مختلف و شرایط جریان متفاوت، این ضرایب از نتایج آزمایشگاهی و گاهی اوقات از نتایج تحلیلی و عددی استخراج میگردد.

در تحقیق حاضر، مدلهای ارائه شده توسط کانز [1۵]، سینگهال [۱۳] و مرکل [۱۴] مقایسه میشود. برای مقایسه سادهتر بین مدلها، ضرایب تجربی طوری تنظیم شده است که مقدار بیشنه و کمینه یکسانی برای عبارتهای چشمه به دست آید. این مطلب به دلیل امکانپذیر نبودن مقایسه ضرایب تجربی با توجه اهداف خاص محققان و شرایط عملکردی متفاوت آن میباشد. برای سازگاری مدلهای مختلف از ضرایب زیر استفاده شده است.

در جدول ۱ مدلهای پیشنهادی کانز، مرکل و سینگهال ارائه شده است. برای مدل کانز ۱۰=Cprod و ۲۰۰ها کو ۲۰۰۰۹ حمال Cprod=۱۰ و ۲۰۱۴ کو مرکل ۱۵هما و ۲۰۰۰ حاکما عمال می گردد. تفاوت مدل سینگهال و مدلی که از سادهسازی مدل رایلی-پیش گفته مقایسه شده است. در این نمودارها بیشینه و کمینه مقدار پیش گفته مقایسه شده است. در این نمودارها بیشینه و کمینه مقدار آهنگ تبخیر و چگالش برای هر سه مدل برابر است. مدل کانز و مرکل شروع کاویتاسیون آهنگ تبخیر در شروع کاویتاسیون تطابق بهتری دارد. در شروع کاویتاسیون آهنگ تبخیر در مدل سینگهال مقدار بیشتری دارد. مدل کانز و مرکل می باشد. همین روند در آهنگ چگالش هم مشاهده مدل کانز و مرکل می باشد. همین روند در آهنگ چگالش هم مشاهده امع اختلاف فشار بوده و عبارتهای مربوط به کسر حجمی با استفاده از مدل باروتروپیک دلانوی با فشار جایگزین شدهاند.

جدول ۱- مدل های کاویتاسیونی مختلف مدل عبارتهای چشمه $\dot{m}^{v} = \frac{C_{prod}\rho_{v}\alpha_{1}\operatorname{Min}(0, p - p_{v})}{\left(\frac{1}{2}\rho_{1}U_{\infty}^{2}\right)t_{\infty}}$ $\dot{m}^{c} = \frac{C_{dest}\rho_{v}\alpha_{1}^{2}(1-\alpha_{1})}{t_{\infty}}$ $\dot{m}^{v} = \frac{C_{prod}\rho_{1}\alpha_{1}\operatorname{Min}(0, p - p_{v})}{\rho_{v}\left(\frac{1}{2}\rho_{1}U_{\infty}^{2}\right)t_{\infty}}$ $\dot{m}^{c} = \frac{C_{dest}(1-\alpha_{1})\operatorname{Max}(0, p - p_{v})}{\left(\frac{1}{2}\rho_{1}U_{\infty}^{2}\right)t_{\infty}}$ $\dot{m}^{v} = C_{mod} \frac{U_{\infty}}{2}\rho_{10}\rho_{0}(1-\alpha_{1})\left[-\frac{2}{2}\operatorname{Min}(0, p - p_{v})\right]^{1/2}$

$$\begin{split} \dot{\mathbf{m}} &= \mathbf{C}_{\text{prod}} \frac{1}{\gamma} \rho_{l} \rho_{v} (1 - \alpha_{v}) \left[-\frac{3}{3} \frac{1}{\rho_{l}} \right] \\ \dot{\mathbf{m}}^{c} &= \mathbf{C}_{\text{dest}} \frac{\mathbf{U}_{\infty}}{\gamma} \rho_{l} \rho_{v} \alpha_{v} \left[\frac{2}{3} \frac{\text{Max}(0, \mathbf{p} - \mathbf{p}_{v})}{\rho_{l}} \right]^{1/2} \end{split}$$



۵–تحلیل عددی

حل تحلیلی معادلات ناویر- استوکس برای جریان های خاص در شرایط ایده آل امکان پذیر است. حل جریان واقعی با جایگزینی معادلات

حاکم با تقریبهای جبری و استفاده از روشهای عددی بهدست میآید. کد حاضر از روش حجم محدود بر پایه المان استفاده می کند.

حل معادلات ناویر- استوکس به خاطر نبودن یک معادله مستقل برای فشار پیچیده است. از این گذشته معادله پیوستگی در جریانهای تراکمناپذیر یک متغیر حاکم ندارد. بنابراین پایستاری جرم پیش از آنکه یک معادله دینامیکی باشد، یک قید سینماتیکی برای میدان سرعت است. یک راه حل خروج از این مشکل، طراحی میدان فشار با هدف تضمین ارضای معادله پیوستگی است. این مساله با اینکه مقداری عجیب به نظر میرسد ولی در یک جریان تراکمناپذیر فشار مطلق اهمیت چندانی ندارد و تنها گرادیان فشار است که بر جریان تاثیر میگذارد. در جریانهای تراکمپذیر، معادله پیوستگی را میتوان برای محاسبه چگالی به کار برد، که در این حالت فشار از معادله حالت به دست میآید. این روش برای جریان تراکمناپذیر یا جریانهای با عدد ماخ پایین مناسب نیست.

طرحهای مختلفی برای گسستهسازی معادلات جابجایی موجود است. در حالت کلی این فرآیند طبق رابطه (۱۸) انجام میشود. (۱۸) $\phi = \phi_{\rm up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r}$

که ϕ_{up} مقدار کمیت φ در گره بالادست، بردار \bar{r} ، بردار بین گره بالادست و گره محاسبه شونده است. $\bar{r}\Delta \cdot \varphi \nabla \beta$ تصحیح جابجایی عددی نامیده می شود که خاصیت ضد دیفیوژن داشته و به طرح رو به باد افزوده می گردد. انتخاب $\Theta = \beta$ به طرح رو به باد مرتبه اول منجر می شود، در حالیکه $I = \beta$ دارای دقت مرتبه دوم است. در محاسبات کار حاضر از یک طرح میانه استفاده شده است. این طرح از یک دستورالعمل غیر نحطی برای محاسبه β در هر گره استفاده می کند. شارهای جابجایی با معلوم بودن مقادیر $\beta = \varphi \nabla$ در گره بالادست ارزیابی می شود. در این روش ابتدا بیشترین و کمترین مقدار φ در هر گره محاسبه می گردد. سپس برای نقاط انتگرال گیری حول گره، معادله (۱۸) با قید اینکه مقادیر بدست آمده برای φ ، بین ϕ_{map} و ϕ_{max} بقد اینکه مقادیر می دهد. این طرح در جلوگیری از نوسانات غیر فیزیکی و همچنین بهبود آهنگ همگرایی بسیار توانمند بوده و در این مقاله از این طرح برای آهنگ همگرایی بسیار توانمند بوده و در این مقاله از این طرح برای

۶-شرایط مرزی و اولیه

در مرز ورودی همه کمیتها باید تعیین شوند. بر اساس مولفههای پروفیل سرعت و یا آهنگ جریان جرمی، شرط مرزی ورودی را میتوان تعیین کرد. کمیتهای آشفته نیز مستقیم یا غیر مستقیم (بر اساس شدت آشفتگی و مقیاس طول) مشخص میشوند. انرژی جنبشی آشفته و استهلاک به ترتیب از رابطههای (۱۹) و (۲۰) محاسبه میشوند[۲].

$$k_{\text{inlet}} = \frac{3}{2} I^2 U^2 \tag{19}$$

$$\varepsilon_{\text{inlet}} = \frac{k^{3/2}}{L_t} \tag{(Y \cdot)}$$

که ۱ شدت آشفتگی میباشد که معمولا برای تونلهای آب ۰/۰۱ در نظر گرفته میشود. همچنین L₄ نیز مقیاس طول گردابه است. در نهایت کسر حجمیها نیز باید در مرز ورودی مشخص شوند که برای مایع ۱ و برای بخار صفر تنظیم میشود.

در خروجی معمولاً اطلاعات کمی در مورد جریان وجود دارد. به همین دلیل، مرز خروجی حتی الامکان دورتر از ناحیه مفید پایین دست انتخاب میشود. در مرز خروجی فشار استاتیکی نسبی بر اساس عدد کاویتاسیون تنظیم می گردد. سایر کمیتهای جریان در این مرز از حل جریان به دست می آید.

قبل از شروع حل، باید مقادیری به عنوان مقادیر اولیه در میدان محاسباتی وجود داشته باشد، که حل معادلات با استفاده از این مقادیر آغاز گردد. بنابراین فرض میشود که بخاری در مرحله اول وجود ندارد. به عبارت دیگر کسر حجمی مایع ۱ و کسر حجمی بخار صفر تنظیم میشود. در هر موردی که مطالعه شده، سرعت ورودی به عنوان سرعت اولیه نیز در نظر گرفته میشود. شدت آشفتگی متوسط (معمولاً شدت آشفتگی ورودی تونل آب) و مقیاس طول نیز برابر درصدی از قطر ورودی میدان حل فرض میشود. از آنجایی که تحلیل به صورت دائم انجام میشود، شرایط فوق برای شروع حل مناسب خواهد بود.

۷-میدان حل و تولید شبکه

قطر میدان حل ۲۰ برابر قطر دیسک، فاصله کاواکزا تا خروجی ۶۰ برابر قطر دیسک و فاصله ورودی تا کاواکزا ۳۰ برابر قطر دیسک انتخاب شده است. بنابراین مرز خروجی به اندازه کافی دور از انتهای سوپرکویتی انتخاب شده و جریان از پایین دست متاثر نمی شود. نمایی از شبکه به کار گرفته شده در شکل ۳ نشان داده شده است. زاویه حمله جریان با استفاده از تنظیم مولفههای سرعت در ورودی و همچنین حول میدان حل تنظیم می شود. در مرز خروجی، فشار استاتیکی بر حسب عدد كاويتاسيون انتخاب مي گردد. براي زاويه حمله صفر درجه، سرعت ورودی ۲۰ فرض می شود. مولفه های سرعت متناظر با زاویه حمله مورد نظر، از تصویر کردن سرعت در راستای افقی و عمودی میدان حل بدست میآید. برای محاسبه عدد کاویتاسیون از مقدار سرعت در راستای افقی استفاده شده است. تحلیل عددی با ۳ شبکه مختلف ۱میلیون، ۱/۵ میلیون و ۲ میلیون المان انجام شده است. با توجه به مطالعات شبکه یی، شبکه دوم برای تحلیل جریان حول کاواکزای دیسکی انتخاب شد. کیفیت شبکه از لحاظ ضریب منظری، کشیدگی و اعوجاج المانها نیز بررسی شده و همگی در محدوده مجاز بوده است.

در شکل ۴ همگرایی کسر حجمی به عنوان نمونه آورده شده است. تعداد تکرار به حدی بزرگ انتخاب شده است که معیار همگرایی (از مرتبه ۲۰۰۵) ، ارضاء شده است.





۸-صحهگذاری نتایج

در تحقیق پیش رو، از مدل رایلی- پلست برای مدلسازی کاویتاسیون استفاده شده است. ابتدا جریان بدون زاویه حمله تحلیل شده و پارامترهای حفره (طول و عرض بیشینه) به دست آمده است. به علت ناپایداریهای ناحیهی انتهایی حفره، مشخص نمودن مرز دقیق سوپرکویتی مشکل میباشد. بنابراین برای محاسبه طول سوپرکویتی، فاصله کاواکرا تا ضخامت بیشینه حفره اندازه گیری و برابر L/2 در نظر گرفته شده است. ابعاد حفره مانند کارهای ارائه شده توسط کانز و همکاران، از خطوط و سطوح همتراز کسر حجمی مایع در ۵/ = ۱

محاسبه می گردد. در شکل ۵ طرحواره حفره و پارامترهای هندسی آن نشان داده شده است.



H قطر کاواکزا، L طول حفره، D ضخامت بیشینه حفره و H ارتفاع میدان حل (ارتفاع تونل آب) است.

صحه گذاری نتایج در چند مرحله و با دادههای مختلف انجام شده است. توزیع فشار با استفاده از دادههای برنن برای سطح مرطوب دیسک مقایسه شده است [۳7]. در شکل ۶ این مقایسه آورده شده است. نتایج برنن برای عدد کاویتاسیون ۲/۲۴ و نتایج حاصل از حل عددی برای اعداد کاویتاسیون ۲/۲۴ و ۲/۷۰ مشاهده می شود. نتایج عددی و تجربی در مرکز دیسک و لبه آن تطابق خیلی مناسبی دارند.

ابعاد سوپرکویتی با دادههای توسط سلف و ریپکین [۳۳] و همچنین رابطه نیمهتجربی ریچارد [۳۴] مقایسه شده است. سلف و ریپکین طول و بیشترین قطر حفرههای بخار متقارن محوری را در تونل آب جت آزاد و در محدوده وسیعی از اعداد کاویتاسیون اندازه گیری کرده-اند. رینولدز جریان در تحلیل عددی برابر مقدار گفته شده در مرجع (۳۳] لحاظ شده است. همچنین ریچارد با آزمایشاتی که در تونل آب انجام داده، روابطی نیمهتجربی (تحلیلی) برای به دست آوردن طول و قطر بیشینه حفره به صورت رابطههای (۲۱) و (۲۲) ارائه نموده است [۳۴].

$$\frac{L}{D} = \frac{\sigma + 0.008}{\sigma(1.7\sigma + 0.066)} \tag{(1)}$$

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{d}} = \left[\frac{\mathrm{C}_{\mathrm{D}}(\sigma)}{\sigma\left(1 - 0.132\sigma^{1/2}\right)}\right]^{1/2} \tag{YY}$$

هم چنین ضریب پسا مطابق معادله (۲۳) محاسبه می گردد.

$$C_{D}(\sigma) = C_{D}(0) [1+\sigma]$$
(77)

ریچارد برای (C_D(0) ، مقدار ۸/۰ پیشنهاد کرده است. نتایج تجربی وی به اعداد کاویتاسیون زیر ۰/۱۲ محدود بوده و برای اعداد کاویتاسیون بالاتر نتایج برونیابی میشود. در این تحقیق ضریب پسا با رابطه ریچارد در زاویه حمله صفر درجه مقایسه شده است.



در شکل ۲، سوپرکویتی از کانتور کسر حجمی استخراج و ارائه شده است. در شکلهای ۸ و ۹ پارامترهای حفره (طول و قطر مرکز حفره) بر حسب عدد کاویتاسیون ارائه شده است. نتایج تجربی و نتایج نیمهتجربی حاصل از روابط ریچارد برای اعتبار بخشی نتایج عددی در این نمودارها آورده شده است. برای اعداد کاویتاسیون در محدوده ۲/۰ تا ۲۱/۰ نتایج عددی تطابق خیلی خوبی با نتایج تجربی دارد. برای اعداد کاویتاسیون کوچکتر نیز نتایج قابل قبول است. مقایسه نشان میدهد نتایج تحلیل عددی نسبت به دادههای تجربی و تحلیلی ابعاد بزرگتری برای سوپرکویتی پیشبینی میکند.



شکل ۸- تغییرات طول بیبعد حفره با عدد کاویتاسیون و مقایسه با نتایج آزمایشگاهی [۴۱] و شبه تجربی [۴۲]



شکل ۹- تغییرات قطر بی بعد مرکز حفره با عدد کاویتاسیون و مقایسه با نتایج آزمایشگاهی [۴1] و شبه تجربی [۴۲]

۹-نتایج جریان با زوایه حمله

نتایجی که در بخش قبلی ارائه شد، حاکی از مدلسازی مناسب جریان سوپرکاویتاسیون سهبعدی حول کاواکزای دیسکی و دقت مناسب این مدلسازی است. پرتابههای زیرسطحی به سیستم کاهش پسا مجهزند. این سیستم شامل کاواکزای (دیسکی یا مخروطی) و دمش گاز گرم میباشند. دیسک جلوی پرتابه متحرک نصب میشود و در زوایای متفاوتی تنظیم میشود. این دیسک علاوهبر ایجاد حفره وظایف متفاوت دیگری نیز دارد. تولید نیروی برآ برای حفظ مسیر مستقیم پرتابه، حفظ وظایف است. عموماً با تزریق گاز به داخل حفره و افزایش فشار داخل آن وظایف است. عموماً با تزریق گاز به داخل حفره و افزایش فشار داخل آن بررسی شده در این تحقیق، سوپرکاویتاسیون طبیعی بوده و حفره در اثر سرعت پرتابه و بدون تزریق گاز تولید شده است. در صورتی که ابعاد حفره حاصل از تزریق با ابعاد حفره طبیعی مشابه باشد، این دو حفره را

در ادامه تحقیق جریان کاویتاسیونی حول کاواکزای دیسکی در چندین زاویه حمله تحلیل شده و تغییر شکل سوپرکویتی و ضریب پسا با زوایه حمله مطالعه شده است. جریان در زوایای حمله ۰/۰، ۲/۵، ۰/۵، 0/4 و ۰/۰۱ درجه، در اعداد کاویتاسیون مختلف شبیهسازی شده است. شکل ۱۰ حفره را در عدد کاویتاسیون و زوایه حمله مشخص نشان می-دهد. حفره به صورت سطح ثابت کسر حجمی مایع در ۵/۰= α ، ارائه داده شده است.



شکل ۱۰- حفره در زاویه حمله ۵ درجه و عدد کاویتاسیون ۰/۰۶۸

در ادامه، تغییرات ضریب پسا با زاویه حمله با عدد کاویتاسیون مختلف بررسی شده است. ضریب پسایی که در این تحقیق گزارش شده است، فقط ناشی از نیروهای فشاری وارد بر کاواکزا در جهت جریان بوده و از پسای حاصل از نیروهای لزج صرفنظر شده است. ضریب پسا از رابطه (۲۴) بهدست میآید. برای زاویههای حمله غیر صفر؛ نیروی پسا از برآیند نیروهای فشاری وارد بر کاواکزا در جهت جریان محاسبه می شود.

$$C_{\rm D} = \frac{\int_{\rm s}^{\rm s} p \, dA}{\frac{1}{2} \rho U^2 A} \tag{YF}$$

در شکل ۱۱ تغییرات الگوی سوپرکویتی با عدد کاویتاسیون و زاویه حمله مشاهده می شود. همانطور که از تصاویر مشخص است، سوپرکویتی درجهت جریان و پشت کاواکزا تشکیل می گردد. با افزایش زاویه حمله تقارن سوپرکویتی از بین رفته است این عدم تقارن در ناحیه بسته شدن به وضوح مشخص بوده و حاکی از سهبعدی بودن جریان می باشد.



شکل ۱۱– تغییرات حفره در زاویای حمله جریان با عدد کاویتاسیون مختلف (زوایای حمله: ۰/۰، ۲/۵، ۰/۵، ۵/۷ و ۱۰/۰ درجه و عددکاویتاسیون: ۰/۱۳۲۰، ۰/۱۳۸۰، ۰/۰۸۸۰، ۱۹۵۸ و ۰/۰۵۸

در شکل ۱۲ ضریب پسای ناشی از نیروهای فشاری (نیروی غالب) ارائه شده است. نتایج به صورت خطی تقریب زده شده و با رابطه ریچارد مقایسه شده است. ریچارد برای عدد کاویتاسیون صفر ضریب پسا ۸/۸ پیشنهاد کرده است، در حالی که رابطه ارائه شده در این تحقیق مقدار پیشنهاد کرده است، در حالی که رابطه ارائه شده در این تحقیق مقدار میانه می دهد. مقایسه ها نشان از دقت مناسب حل عددی در برآورد ضریب پسا در زاویه حمله ۰ درجه می باشد.



در شکل ۱۳ ضریب پسا برای زاویههای مختلف ارائه شده است. در این نمودار نسبت ضریب پسا بر کسینوس زاویه حمله بر حسب عدد كاويتاسيون ارائه شده است. رابطه ريچارد هم بر كسينوس زاويه حمله تقسیم شده است. مقایسه نشان میدهد که محدوده تغییرات ضریب پسای ناشی از نتایج عددی کمتر از محدوده محاسبه شده از رابطه ریچارد است. در این نمودار رابطهای برای ضریب پسا بر حسب عدد کاویتاسیون و زاویه حمله ارائه شده است. البته واضح است که مرتبط نمودن ضریب پسا و عدد کاویتاسیون و زاویه حمله به راحتی میسر نمی شود و این رابطه از تقریب خطی دادهها به دست آمده است.



حمله مختلف

در شکل ۱۴ اختلاف نتایج عددی با رابطه ریچارد برای نسبت ضريب پسا بر كسينوس زاويه حمله محاسبه شده و به صورت درصد خطا ارائه گشته است. برای هر عدد کاویتاسیون (غیر از عدد کاویتاسیون ۰/۱۳۲) حد پایین خطا در زاویه حمله صفر درجه و حد بالای خطا در زاویه حمله بزرگتر میباشد.

شعاع کاواکزا (m)



۱۰-نتیجه گیری و پیشنهادات

در ابتدای تحقیق مدلهای کاویتاسیونی سینگهال، مرکل و كانز مطالعه شد. مقايسهها نشان مىدهد تفاوت اين مدلها به تفاوت هندسههای مورد نظر بر می گردد و از هر مدلی با ضرایب مناسب آن هندسه استفاده نمود. این ضرایب از دادههای تجربی استخراج می شود.

برای شبیهسازی عددی، از مدل رایلی- پلست استفاده شده است. مدل سینگهال از این مدل با ضرایب خاصی استخراج شده است. تحلیل عددی در محدوده وسیعی از عدد کاویتاسیون و برای ضرایب حمله مختلف انجام شد. اثر زاویه حمله روی ضریب یسای کاواکزا بررسی شد و نتایج ارائه شد. با توجه به نتایج به دست آمده می توان با اطمینان کافی از دینامیک سیالات محاسباتی در شبیهسازی جریان سوپرکاویتاسیونی استفاده کرد.

نکته قابل توجه در تحلیل عددی سوپرکاویتاسیون، انتخاب مدل دوفازی و کاویتاسیونی مناسب به همراه مدل توربولانسی سازگار با فیزیک جریان میباشد. در این تحقیق مدل توربولانسی بر اساس تجربه و پیشنهادات سایر محققان انتخاب شده است. در ادامه این تحقیق می توان اثر مدل های توربولانسی مختلف را روی ضریب پسا و الگوی سوپرکویتی بررسی کرد.

11-فهرست علائم

	علائم لاتين
(m^2) مساحت	Α
بیشینه حفره (m)	D
قطر کاواکزا (m)	d
انرژی جنبشی آشفته (m² s ⁻²)	k
طول حفرہ (m)	L

- طول حفره (m)
- $(kg m^{-3} s^{-1})$ عبارتهای چشمه کاویتاسیون ṁ
 - فشار استاتیکی (pa)

Р

شعاع کاواکزا (m) r,R

- [13] Singhal A.K. etal. Mathematical basis and validation of the full cavitation model, Trans. of ASME, J. Fluids Eng. 124, pp. 617-624 2002
- [14]Merkle C.L., Feng J.Z., Buelow P.E., Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation, In Proc. Third Int. Symposium on Cavitation, Grenoble, France, pp. 307-311, April 1998.
- [15]Kunz R.F., et al., A preconditioned Navier-stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction, AIAA-99-3329, pp. 1-9, 1999.
- [16]Kunz R.F., et al., Peltier, Unsteady RANS and detached eddy simulations of cavitating flow over a hydrofoil, In 5th Int. Symposium on Cavitation, Workshop on physical models and CFD tools for computation of cavitating flows, no.Cav03 OS-1-12, Osaka Japan3, November 1-4 2003.
- [17] Alajbegovic A., Grogger H.A., Philippe H., Calculation of transient cavitation in nozzle using two-fluid model, In 12th Annual Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems, pp. 373-377, Indianapolis, may 16-19, 1999.
- [18] Sauer J., Schnerr G.H., unsteady cavitating flow a new cavitation model based on modified front capturing method and bubble dynamics, In Proc. Of FEDSM'00 4th Fluids Engineering Summer Conference, FEDSM2000-11095, 2000.
- [19] Ahuja V., Hosangadi A., Arunajatesan S., Simulations of Cavitating Flows Using Hybrid Unstructured Meshes, Trans. of ASME, J. Fluids Eng. 123, pp. 331-340, June 2001.
- [20] Senocak I., Shyy W., A pressure-based method for turbulent cavitating flow computations, J. Comput. Phys., 176, pp. 363-383, 2002
- [21] Ait-Bouziad Y., Physical modelling and simulation of leading edge cavitation: Computational Methodologies and Application to Hydraulic Machineary, phd thesis, University Paris VI, France, 2006.
- [22]Petrov A., On the Calculation of Forces in Case of Planar and Axially Symmetric Flow around the Cavitating Body, In Proc. 9th Int. Symposium on Cavitation, Lausanne, Switzerland, Dec 2015.
- [23]Lindau J., Finite Volume Computation of the Mitigation of Cavity Pulsation, In Proc. 9th Int. Symposium on Cavitation, Lausanne, Switzerland, Dec 2015.
- [24]Kochin V., Moroz V., Serebryakov V., Nechitailo N., Hydrodynamics of Supercavitating Bodies at an Angle of Attacks under Conditions of Considerable Effect of Fluid Weightiness and Closeness of Free Border, Journal of Shipping and Ocean Engineering 5, pp. 255-265, 2015.
- [25]Frikha S., Coutier-Delgosha O., Astolfi J.A., Influence of the Cavitation Model on the simulation of Cloud Cavitation on 2D Foil Section, International Journal of Rotating Machinery, Vol. 2008, ID 146234, 2008.
- [26] Ishii M., Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow, Eyrolles, 1975.
- [27] CFX-ANSYS Canada Ltd., CFX-5.7: Solver Theory, Canada, 2004
- [28] Wilcox D.C., Turbulence Modeling for CFD, 2nd edition ed. DCW Industries Inc., 1998.
- [29] Versteegand H.K., Malalasekera W., An introduction to Computational Fluid Dynamics: The finite volume method, vol. Pearson Prentice Hall. pp. 176-190, 1995.
- [30] Ferziger J.H., Peri'c M., Computational Methods for Fluid Dynamics, 2nd ed, Springer, pp. 202-220, 1999.
- [31] Patankar S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corp., pp. 146-170, 1980.
- [32] Brennen C., A numerical solution of axisymmtric cavity flows, J.Fluid Mech, vol. 37, part 4, pp. 671-688, 1968.
- [33] Self M., Ripken J.F., steady-state cavity studies in a free-jet water tunnel, St. Anthony Falls Hydr. Lab. Rep, 47, 1955.
- [34] Knapp R.T., Daily J.W., Hammitt F.G., Cavitation, McGraw-Hill Inc., New York, pp. 187-198, 1970.

اندازه سرعت (m s⁻¹) علائم يونانى α کسر حجمي و زاويه حمله جريان (°) چگالی (kg m⁻³) ρ آهنگ استهلاک آشفته (m² s⁻³) ε $(kg m^{-1} s^{-1})$ لزجت دینامیکی μ σ عدد كاويتاسيون خطا (./) Δ

ضریب چگالش

فاز گاز

فاز مايع

ضريب تبخ

مخلوط

آشفته

فاز بخار

فاز آب

تقطير

تبخير

زيرنويس

r v dest g

1

т

t

ν

w

С

v

بالانويس

prod

جريان

سويركاويتاسيونى

- 11-مراجع
- [1] Shafaghat R., Numerical Study of Supercavitating Flow to Investigate the effect of cavitator Shape on its Performance. Phd Thesis, Science and Technology University, 2010. (In Persian)
- Cheraghi A., Numerical Modeling of Supercavitating Flow on [2] an Underwater Vehicle, MSc thesis, 2010. (In Persian)
- [3] Cheraghi A., Ebrahimi R., Shams M., Bazargani S.M., Numerical Modeling of Supercavitating Flow on an Underwater Vehicle, Journal of Mechanic and Aerospace, 2011. (In Persian)
- [4] Chen Y., S. D. Heister, A numerical treatment for attached cavitation, J. Fluids Eng. 116, pp. 613-618, September 1994.
- [5] Chen Y., Heister S.D., Modeling hydrodynamic nonequilibrium in cavitating flows, Trans. of ASME, J. Fluids Eng. 118, pp. 172-178 March 1996.
- Deshpande M., Feng J., Numerical modeling of the [6] thermodynamic effects of cavitation, Trans. of ASME, J. Fluids Eng. 119, pp. 420-427, June 1997.
- [7] Delannoy Y., KuenyJ.L., Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling, In ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum, vol. 109, pp. 153-159, 1990.
- [8] Kueny J.L., Desclaux J., Theoretical analysis of cavitation in rocket engine inducers, In ASME Pumping Machinery Symposium, San DiegoA, 1989.
- [9] Kubota A., Kato H., Yamaguchi H., A new modelling of cavitating flows: A numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section, J. Fluid Mech. 240, pp. 59-96, March 1992
- [10] Ventikos Y., Tzabiras G., A numerical method for the simulation of steady and unsteady cavitating flows, Computers and Fluid 29, pp. 63-88, 2000.
- [11]Edwards J.R., Franklin R.K., Liou M.S., Low-diffusion fluxsplitting methods for real fluid flows with phase transition, AIAA Journal 38, 9, pp. 1624-1633, September 2000.
- [12]Chen Y., Heister S.D., Two-phase modeling of cavitated Computers and Fluids 24, 7, pp. 799-809. flows, Elsevier Science Ltd, 1995.