

مدل سازی سه بعدی جریان سوپرکاویتاسیونی برای بررسی اثر زوایه حمله روی ضریب پسا

کارشناس ارشد هوافضا، دانشکده مهندسی هوافضا- دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران
 استادیار، دانشکده فنی مهندسی- دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات تهران، تهران، ایران
 دانشیار، دانشکده مهندسی هوافضا- دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران

علی چراغی
 رضا آقائی طوق*
 رضا ابراهیمی

چکیده

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 می‌گردد. 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 اندازه‌گیری 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 به دست آمده است. نتایج تحلیل عددی با نتایج روابط نیمه‌تجربی مقایسه شده است. در نهایت، با استفاده از نتایج بدست آمده از تحلیل عددی رابطه‌ای 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, Cavitation, Two-Phase.

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

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

$$\sigma = \frac{p - p_c}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (1)$$

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

۱-مقدمه

در جریان‌های مایع کاویتاسیون زمانی رخ می‌دهد که فشار موضعی به پایین‌تر از فشار بخار اشباع می‌رسد. در حالت کلی کاویتاسیون پدیده‌ای خطرناک و مخرب محسوب می‌شود و دارای آثار نامطلوبی می‌باشد. امروزه از مزایای سوپرکاویتاسیون برای کاهش نیروی پسا در پرتابه‌های زیرسطحی استفاده می‌شود. سوپرکاویتاسیون یک فرآیند هیدرودینامیکی است که در آن جسم در یک لایه از گاز احاطه شده است. مبدا تشکیل حفره، کاواکزا می‌باشد که در نوک پرتابه نصب می‌شود. حفره هم به واسطه تشکیل کاویتاسیون بخاری (سوپرکاویتاسیون طبیعی) و هم با تزریق گاز در منطقه کم‌فشار یک گردابه (سوپرکاویتاسیون مصنوعی) تولید می‌گردد. با افزایش سرعت آب

* نویسنده مکاتبه کننده، آدرس پست الکترونیکی: reza_tog@srbiau.ac.ir

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

دسته دوم روش‌های مخلوط چندفازی هستند که به مدل جریان تعادلی همگن نیز مشهورند. در این روش‌ها از یک سیال مشترک برای مدل‌سازی دو فاز جدا استفاده می‌شود. تفاوت بین مدل‌های گوناگون در این روش در مشخص کردن میدان چگالی است. دلانوی و کوئنی [۷-۸] 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 حبایی مشهور شده، از معادله رایلی-پلست به جای معادله حالت برای تعیین میدان چگالی استفاده می‌گردد. به علت اینکه معادله رایلی-پلست وابسته به زمان است این روش به جریان غیر دائم در کاویتاسیون ابری محدود می‌گردد.

ونتیکوس و تزاییراس [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 به دست 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 می‌شود. سینگهال و همکاران وی [۱۳] در سال ۱۹۹۷، مرکل و همکاران وی [۱۴] در سال ۱۹۹۸ و کانز و همکارانش [۱۵-۱۶] و مدل‌های 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 کانز، جمله تبخیر تابع فشار و جمله تقطیر تابع کسر حجمی می‌باشد. یکی از مهم‌ترین مزیت‌های این روش خاصیت جابجایی آن است که می‌تواند اثراتی مانند نیروی اینرسی را بر روی حفره (جدا شدن و حرکت حباب‌ها) به خوبی مدل کند. آلائی بگوویچ [۱۷] در سال ۱۹۹۹ یک مدل دو سیاله را با استفاده از جملات چشمه بر اساس معادله رایلی-پلست برای تعیین انتقال جرم پیشنهاد نمود. سواتر و اشتر [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. اهوچا 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

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 سوپرکاویتاسیون، اعداد کاویتاسیون پایین نیاز است. سه روش مختلف برای کاهش عدد کاویتاسیون وجود دارد. با افزایش سرعت جریان (افزایش سرعت پرتابه به بالای 45m/s در سطح دریا که با افزایش عمق پرتابه سرعت بالاتری نیاز است)، کاهش فشار محیط (فقط در تونل آب با اتاق آزمون بسته امکان‌پذیر است) و یا تزریق گاز می‌توان سوپرکویتیتی 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 سوپرکاویتاسیون 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 می‌گرفت. با این حال؛ کاواک‌زاهای متقارن محوری و جریان‌های سه‌بعدی نیز به صورت تحلیلی مورد تحقیق واقع شده‌اند. عدم توانمندی در تحلیل جریان حول هندسه‌های پیچیده، و معادلات غیرخطی که برای یافتن مکان واقعی سطح آزاد حفره‌ای می‌بایست حل می‌شد، از مشکلات اساسی این روش‌ها بوده است. در اوایل دهه ۱۹۷۰ توجه دانشمندان به حل عددی جریان‌های سوپرکاویتاسیون 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. شفتت 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 [۲-۳] مدل‌های مختلف شبیه‌سازی جریان کاویتاسیونی و سوپرکاویتاسیونی ارائه شده است. در ابتدای تحقیق به صورت مختصر به این کارها اشاره می‌گردد. این مطالعات را می‌توان 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 می‌گیرند. 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

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

$$\frac{\partial(\rho_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \bar{U}_m) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho_m \bar{U}_m)}{\partial t} + \rho_m (\bar{U}_m \cdot \nabla) \bar{U}_m = -\nabla(\rho_m) + \nabla \cdot (\bar{\tau} + \bar{\tau}_t) \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\alpha_l \rho_l)}{\partial t} + \bar{v} \cdot (\alpha_l \rho_l \bar{U}_m) = \dot{m}_l^v + \dot{m}_l^c \quad (4)$$

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

$$\rho_m = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v \quad (5)$$

$$\mu_{m,t} = \frac{\rho_m c_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

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 مومنوم و عبارت چشمه در معادله انتقال برای محاسبه کسر حجمی تشریح می‌شود.

۳- مدل آشفته‌گی

برای مدل‌سازی آشفته‌گی مدل‌های مختلفی در کدهای تجاری در دسترس است. انتخاب مدل آشفته‌گی بستگی به فیزیک حاکم بر جریان، دقت محاسبات، کیفیت شبکه و امکانات محاسباتی دارد، و یک مدل آشفته‌گی 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 می‌کند. مدل $k-\varepsilon$ جزء مدل‌های رینولدز بالا محسوب می‌شود، 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 می‌کند. 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 می‌کند. با وجود اینکه این مدل قابلیت‌های هر دو مدل را دارا است، اما به واسطه سوئیچ کردن از یک مدل به مدل دیگر ممکن است با ناپایداری‌هایی در حل و یا همگرایی ضعیف مواجه باشد. در این تحقیق از مدل توربولانسی SST استفاده می‌گردد.

و همکاران وی [۲۰] در سال ۲۰۰۲ با به کار بردن معادلات پیوستگی و مومنوم 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 اینستیتیوی فیزیک و تکنولوژی مسکو محاسبات مربوط به نیروهای وارد بر اجسام دوبعدی و متقارن محوری را در سال ۲۰۱۵ انجام داده است. در سال ۲۰۱۵ لیندائو [۲۳] مطالعاتی را برای کاهش ضریب حفره‌ای با استفاده از محاسبات حجم محدود انجام داده است. کوچین و همکاران وی [۲۴] 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 می‌شود. سپس با انتخاب مدل کاویتاسیونی مناسب، جریان سوپرکاویتاسیونی به صورت سه‌بعدی حول کاواکزا دیسکی تحلیل می‌شود. در پرتابه‌های زیرسطحی، کاواکزا با زاویه نسبت به صفحه عمود بر پرتابه نصب می‌شود. هدف اصلی تحقیق پیش‌رو بررسی تغییرات ضریب پسا با تغییر زاویه نصب بوده که در واقع نوآوری کار حاضر نیز محسوب می‌گردد.

۲- معادلات جریان دوفازی

جریان دوفازی، جریانی است که در حضور یک یا چندین سطح مشترک جدا کننده در مرز فازها مشخص می‌شود. مثال‌های متعددی از جریان دوفازی را در سیستم‌های مهندسی و پدیده‌های طبیعی مشاهده می‌شود. جریان دوفازی به دو صورت بدون تغییر فاز در جریان یا با تغییر فاز در پدیده‌های مانند کاویتاسیون و جوشش مشاهده می‌گردد. 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 سوپرکاویتاسیون 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 می‌شود. تعداد کم معادلات از ویژگی‌های مهم مدل مخلوط می‌باشد. سیستم معادلات شامل چهار معادله پیوستگی، اندازه حرکت و انرژی به همراه معادله انتقال می‌باشد. معادله انتقال برای محاسبه کسر حجمی به کار برده می‌شود. اگر در سیستم تغییر فاز کنترل شود و از رانش یا دیفیوژن جرم در معادله انتقال صرفنظر شود، این سیستم به مدل همگن ساده تبدیل می‌گردد. با توجه به محدودیت مدل دوسیاله در شبیه‌سازی جریان انتهای کویتی و سازگاری مدل مخلوط با جریان سوپرکاویتاسیونی در این ناحیه، در این تحقیق از مدل مخلوط استفاده شده است.

۴- عبارتهای چشمه

فرآیند کاویتاسیون شامل دو فاز و سه جزء می باشد. این سه جزء عبارتند از آب (w)، بخار (v) و گاز نامحلول (g). بین کسرهای حجمی رابطه (۷) برقرار است.

$$(\alpha_w + \alpha_g) + \alpha_v = 1 \quad (7)$$

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 α_g می باشد. بدین ترتیب کسرهای حجمی آب و گاز را با هم ترکیب نموده و کسر حجمی مایع با رابطه (۸) تعریف می شود.

$$\alpha_l = \alpha_w + \alpha_g \quad (8)$$

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

$$R_B \frac{dR_B}{dt} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_B}{dt} \right)^2 + \frac{2\sigma}{R_B} = \frac{p_v - p}{\rho_l} \quad (9)$$

که R_B شعاع 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 صرف نظر از عبارت کشش سطحی در معادله (۹) شکل ساده شده از معادله رایلی- پلست مطابق رابطه (۱۰) به دست می آید.

$$\frac{dR_B}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{p_v - p}{\rho_l} \right)} \quad (10)$$

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

$$\frac{dV_B}{dt} = 4\pi R_B^2 \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{p_v - p}{\rho_l} \right)} \quad (11)$$

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

$$\frac{dm_B}{dt} = 4\pi \rho_v R_B^2 \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{p_v - p}{\rho_l} \right)} \quad (12)$$

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

$$\alpha_v = \frac{4}{3} \pi R_B^3 N_B \quad (13)$$

و در نهایت آهنگ انتقال جرم کل عبارت خواهد بود از:

$$\dot{m} = \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{p_v - p}{\rho_l} \right)} \quad (14)$$

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

$$\dot{m} = F \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{p_v - p}{\rho_l} \right)} \text{sgn}(p_v - p) \quad (15)$$

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 می شود: از عبارت مثبت برای تبخیر (فرآیند تولید بخار)، رابطه (۱۶) و عبارت منفی برای چگالش (فرآیند نابودی حباب)، رابطه (۱۷) استفاده شده است.

$$\dot{m}_l^v = -F \frac{3\alpha_{nuc} (1 - \alpha_v) \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{p_v - p}{\rho_l} \right)} \text{sgn}(p_v - p) \quad (16)$$

$$\dot{m}_l^c = F \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{p_v - p}{\rho_l} \right)} \text{sgn}(p_v - p) \quad (17)$$

که R_B شعاع هسته های کاویتاسیون، α_{nuc} کسر حجمی هسته های کاویتاسیون، F^c و F^v ثابت های تجربی هستند [۲۷].

در بیشتر مدل های کاویتاسیونی، عبارت های چشمه به اختلاف بین فشار موضعی و فشار بخار $p - p_v$ وابسته است. در ادامه مقایسه ای بین مدل های مختلف انجام می شود. این مدل ها به صورت روابط تابع $p - p_v$ نوشته شده اند. در این عبارتها معمولاً کسر حجمی (α) نیز مشاهده می شود. برای اینکه این روابط فقط به $p - p_v$ وابسته شود، از قانون باروتروپیک دلانوی استفاده می گردد. براساس قانون حالت می توان اختلاف فشار را به کسر حجمی مرتبط نمود و در نهایت پارامتر کسر حجمی را در عبارت های چشمه از بین برد. واضح است که انتخاب قانون حالت مخصوص دل خواه بوده است. ارائه روابط براساس اختلاف فشار تنها برای مقایسه روش ها ضروری است.

در همه مدل ها ثابت های تجربی C_{prod} و C_{dest} مشاهده می شود. از این ضرایب برای تنظیم آهنگ انتقال جرم استفاده می شود. در مقالات مختلف، ضرایب متفاوتی برای عبارت های چشمه ارائه شده است. برای هندسه های مختلف و شرایط جریان متفاوت، این ضرایب از نتایج آزمایشگاهی و گاهی اوقات از نتایج تحلیلی و عددی استخراج می گردد. در تحقیق حاضر، مدل های ارائه شده توسط کانز [۱۵]، سینگهال [۱۳] و مرکل [۱۴] مقایسه می شود. برای مقایسه ساده تر بین مدل ها، ضرایب تجربی طوری تنظیم شده است که مقدار بیشینه و کمینه یکسانی برای عبارت های چشمه به دست آید. این مطلب به دلیل امکان پذیر نبودن مقایسه ضرایب تجربی با توجه اهداف خاص محققان و شرایط عملکردی متفاوت آن می باشد. برای سازگاری مدل های مختلف از ضرایب زیر استفاده شده است.

در جدول ۱ مدل های پیشنهادی کانز، مرکل و سینگهال ارائه شده است. برای مدل کانز $C_{prod}=10$ و $C_{dest}=10$ ، سینگهال $C_{prod}=0.004$ و $C_{dest}=1/4$ و مرکل $C_{prod}=1$ و $C_{dest}=1000$ اعمال می گردد. تفاوت مدل سینگهال و مدلی که از ساده سازی مدل رایلی- پلست به دست آمد، در ضرایب آن می باشد. در شکل های ۱ و ۲ مدل های 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 در تخمین آهنگ تبخیر در شروع کاویتاسیون تطابق بهتری دارند. در شروع کاویتاسیون آهنگ تبخیر در مدل سینگهال مقدار بیشتری دارد. بعد از نقطه بیشینه تبخیر ($p - p_v = 500$) مدل سینگهال تقریباً میانگین مدل کانز و مرکل می باشد. همین روند در آهنگ چگالش هم مشاهده می شود. باید به این نکته توجه کرده که مدل های بررسی شده همگی تابع اختلاف فشار بوده و عبارت های مربوط به کسر حجمی با استفاده از مدل باروتروپیک دلانوی با فشار جایگزین شده اند.

حاکم با تقریب‌های جبری و استفاده از روش‌های عددی به دست می‌آید. کد حاضر از روش حجم محدود بر پایه المان استفاده می‌کند. حل معادلات ناوبر- 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 گرادین 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.

$$\phi = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \bar{t} \quad (18)$$

که مقدار کمیت ϕ در گره بالادست، بردار \bar{t} بردار بین گره بالادست و گره محاسبه شونده است. $\beta \nabla \phi \cdot \Delta \bar{t}$ تصحیح جابجایی عددی نامیده می‌شود که خاصیت ضد دیفیوژن داشته و به طرح رو به باد افزوده می‌گردد. انتخاب $\beta = 0$ به طرح رو به باد مرتبه اول منجر می‌شود، در حالیکه $\beta = 1$ دارای دقت مرتبه دوم است. در محاسبات کار حاضر از یک طرح میانه استفاده شده است. این طرح از یک دستورالعمل غیر خطی برای محاسبه β در هر گره استفاده می‌کند. شارهای جابجایی با معلوم بودن مقادیر β و $\nabla \phi$ در گره بالادست ارزیابی می‌شود. در این روش ابتدا بیشترین و کمترین مقدار ϕ در هر گره محاسبه می‌گردد. سپس برای نقاط انتگرال‌گیری حول گره، معادله (۱۸) با قید اینکه مقادیر بدست آمده برای ϕ ، بین ϕ_{min} و ϕ_{max} باشد، حل می‌شود. نهایتاً β کمترین مقدار از نقاط انتگرال‌گیری حول گره را به خود اختصاص می‌دهد. این طرح در جلوگیری از نوسانات غیر فیزیکی و همچنین بهبود آهنگ همگرایی بسیار توانمند بوده و در این مقاله از این طرح برای گسسته‌سازی معادلات جابجایی استفاده شده است [۲۷].

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 آشفته‌گی و مقیاس طول) مشخص می‌شوند. انرژی جنبشی آشفته و استهلاك به ترتیب از رابطه‌های (۱۹) و (۲۰) محاسبه می‌شوند [۲۷].

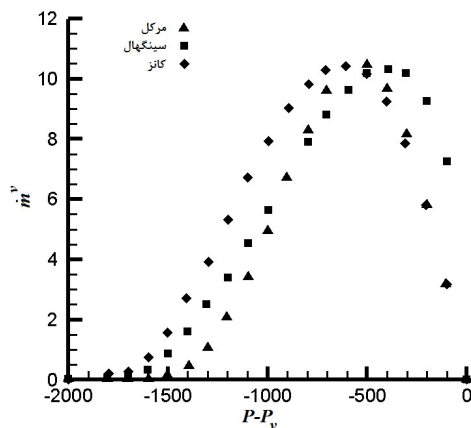
$$k_{inlet} = \frac{3}{2} I^2 U^2 \quad (19)$$

$$\epsilon_{inlet} = \frac{k^{3/2}}{L_t} \quad (20)$$

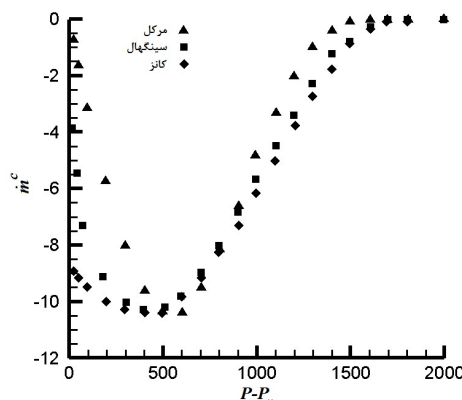
که شدت آشفته‌گی می‌باشد که معمولاً برای تونل‌های آب $0.1 < I < 0.2$ در نظر گرفته می‌شود. همچنین L_t نیز مقیاس طول گردابه است. در نهایت کسر حجمی‌ها نیز باید در مرز ورودی مشخص شوند که برای مایع ۱ و برای بخار صفر تنظیم می‌شود.

جدول ۱- مدل‌های کاونتاسیونی مختلف

| مدل | عبارت‌های چشمه |
|---------|--|
| کانز | $\dot{m}^v = \frac{C_{prod} \rho_v \alpha_1 \text{Min}(0, p - p_v)}{\left(\frac{1}{2} \rho_1 U_\infty^2\right) t_\infty}$ $\dot{m}^c = \frac{C_{dest} \rho_1 \alpha_1^2 (1 - \alpha_1)}{t_\infty}$ |
| مرکل | $\dot{m}^v = \frac{C_{prod} \rho_1 \alpha_1 \text{Min}(0, p - p_v)}{\rho_v \left(\frac{1}{2} \rho_1 U_\infty^2\right) t_\infty}$ $\dot{m}^c = \frac{C_{dest} (1 - \alpha_1) \text{Max}(0, p - p_v)}{\left(\frac{1}{2} \rho_1 U_\infty^2\right) t_\infty}$ |
| سینگهال | $\dot{m}^v = C_{prod} \frac{U_\infty}{\gamma} \rho_1 p_v (1 - \alpha_v) \left[\frac{2}{3} \frac{\text{Min}(0, p - p_v)}{\rho_1} \right]^{1/2}$ $\dot{m}^c = C_{dest} \frac{U_\infty}{\gamma} \rho_1 p_v \alpha_v \left[\frac{2}{3} \frac{\text{Max}(0, p - p_v)}{\rho_1} \right]^{1/2}$ |



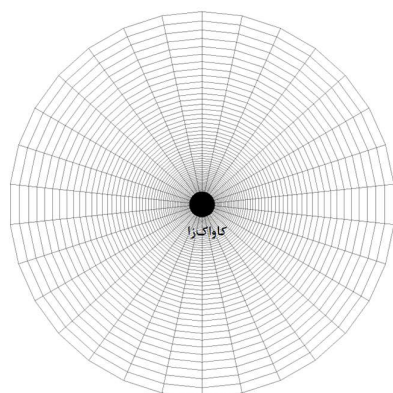
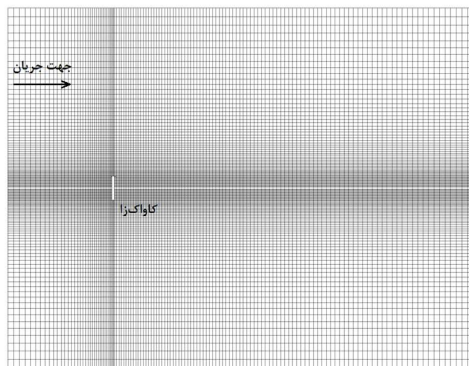
شکل ۱- عبارت تخمین آهنگ تبخیر



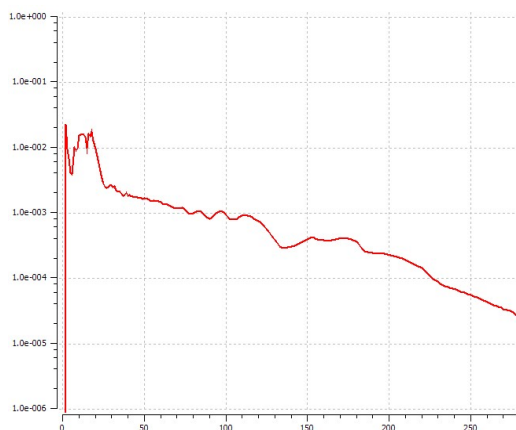
شکل ۲- عبارت تخمین آهنگ چگالش

۵- تحلیل عددی

حل تحلیلی معادلات ناوبر- استوکس برای جریان‌های خاص در شرایط ایده‌آل امکان‌پذیر است. حل جریان واقعی با جایگزینی معادلات



شکل ۳- شبکه بندی میدان حل در دو نمای مختلف



شکل ۴- همگرایی کسر حجمی در حل

۸- صحنه گذاری نتایج

در تحقیق پیش رو، از مدل رایلی- پلست برای مدل سازی کاویتاسیون استفاده شده است. ابتدا جریان بدون زاویه حمله تحلیل شده و پارامترهای حفره (طول و عرض بیشینه) به دست آمده است. به علت ناپایداری های ناحیه ای انتهایی حفره، مشخص نمودن مرز دقیق سوپرکویتیتی مشکل می باشد. بنابراین برای محاسبه طول سوپرکویتیتی، فاصله کاواکزا 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 $\alpha_1 = 1/5$

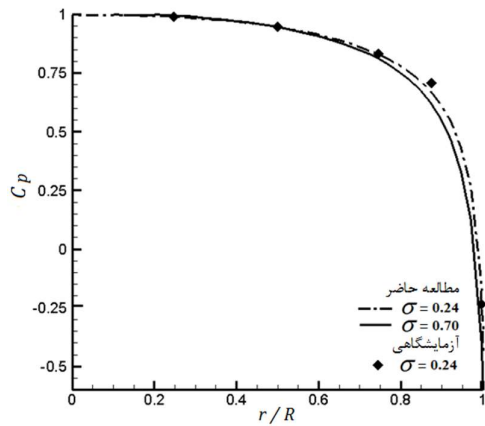
در خروجی معمولاً اطلاعات کمی در مورد جریان وجود دارد. به همین دلیل، مرز خروجی حتی الامکان دورتر از ناحیه مفید پایین دست انتخاب می شود. در مرز خروجی فشار استاتیکی نسبی بر اساس عدد کاویتاسیون تنظیم می گردد. سایر کمیت های جریان در این مرز از حل جریان به دست می آید.

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 می شود که بخاری در مرحله اول وجود ندارد. به عبارت دیگر کسر حجمی مایع ۱ و کسر حجمی بخار صفر تنظیم می شود. در هر موردی که مطالعه شده، سرعت ورودی به عنوان سرعت اولیه نیز در نظر گرفته می شود. شدت آشفتگی متوسط (معمولاً شدت آشفتگی ورودی تونل آب) و مقیاس طول نیز برابر درصدی از قطر ورودی میدان حل فرض می شود. از آنجایی که تحلیل به صورت دائم انجام می شود، 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 سوپرکویتیتی انتخاب شده و جریان از پایین دست متاثر نمی شود. نمای از شبکه به کار گرفته شده در شکل ۳ نشان داده شده است. زاویه حمله جریان با استفاده از تنظیم مولفه های سرعت در ورودی و همچنین حول میدان حل تنظیم می شود. در مرز خروجی، فشار استاتیکی بر حسب عدد کاویتاسیون انتخاب می گردد. برای زاویه 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 می آید. برای محاسبه عدد کاویتاسیون از مقدار سرعت در راستای افقی استفاده شده است. تحلیل عددی با ۳ شبکه مختلف (۱ میلیون، ۱/۵ میلیون و ۲ میلیون المان انجام شده است. با توجه به مطالعات شبکه ای، شبکه دوم برای تحلیل جریان حول کاواکزای دیسکی انتخاب شد. کیفیت شبکه از لحاظ ضریب منطری، کشیدگی و اعوجاج المان ها 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 10^{-5})، ارضاء شده است.

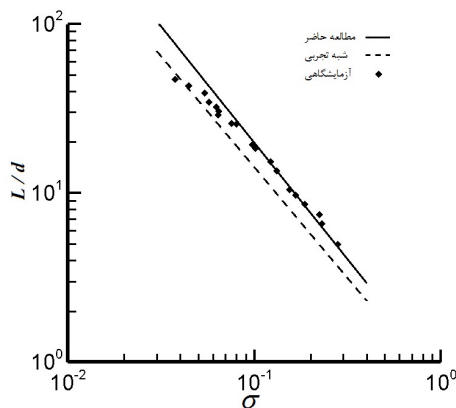


شکل ۶- ضریب فشار روی سطح مرطوب دیسک

در شکل ۷، سوپرکوییتی از کانطور کسر حجمی استخراج و ارائه شده است. در شکل های ۸ و ۹ پارامترهای حفره (طول و قطر مرکز حفره) بر حسب عدد کاویتاسیون ارائه شده است. نتایج تجربی و نتایج نیمه تجربی حاصل از روابط ریچارد برای اعتبار بخشی نتایج عددی در این نمودارها آورده شده است. برای اعداد کاویتاسیون در محدوده ۰/۱ تا ۰/۱۲ نتایج عددی تطابق خیلی خوبی با نتایج تجربی دارد. برای اعداد کاویتاسیون کوچک تر نیز نتایج قابل قبول است. مقایسه نشان می دهد نتایج تحلیل عددی نسبت به داده های تجربی و تحلیلی ابعاد بزرگتری برای سوپرکوییتی پیش بینی می کند.

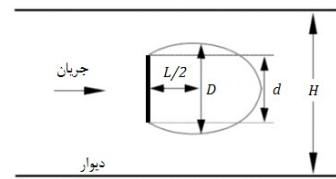


شکل ۷- سوپرکوییتی از کانطور کسر حجمی



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

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



شکل ۵- طرحواره حفره حول کاواک زای دیسکی

که d 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 داده های مختلف انجام شده است. توزیع فشار با استفاده از داده های برن برای سطح مرطوب دیسک مقایسه شده است [۳۲]. در شکل ۶ این مقایسه آورده شده است. نتایج برن برای عدد کاویتاسیون ۰/۲۴ و نتایج حاصل از حل عددی برای اعداد کاویتاسیون ۰/۲۴ و ۰/۷۰ مشاهده می شود. نتایج عددی و تجربی در مرکز دیسک و لبه آن تطابق خیلی مناسبی دارند.

ابعاد سوپرکوییتی با داده های توسط سلف و ریپکین [۳۳] و همچنین رابطه نیمه تجربی ریچارد [۳۴] مقایسه شده است. سلف و ریپکین طول و بیشترین قطر حفره های 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 نیمه تجربی (تحلیلی) برای به دست آوردن طول و قطر بیشینه حفره به صورت رابطه های (۲۱) و (۲۲) ارائه نموده است [۳۴].

$$\frac{L}{D} = \frac{\sigma + 0.008}{\sigma(1.7\sigma + 0.066)} \quad (21)$$

$$\frac{D}{d} = \left[\frac{C_D(\sigma)}{\sigma(1 - 0.132\sigma^{1/2})} \right]^{1/2} \quad (22)$$

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

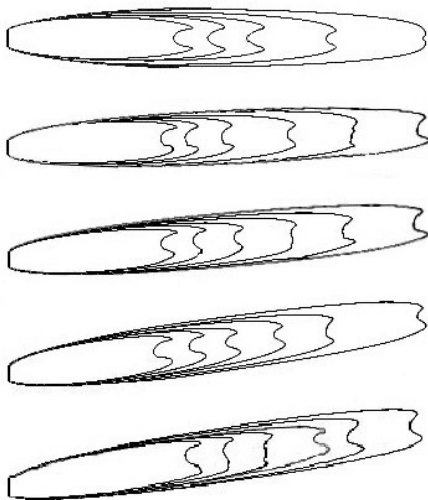
$$C_D(\sigma) = C_D(0) [1 + \sigma] \quad (23)$$

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

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 می‌شود.

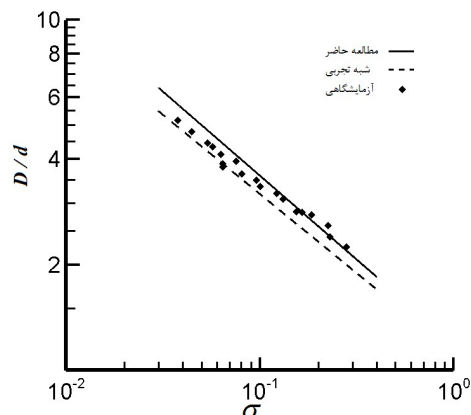
$$C_D = \frac{\int p dA}{\frac{1}{2} \rho U^2 A} \quad (24)$$

در شکل ۱۱ تغییرات الگوی سوپرکویتی با عدد کاویتاسیون و زاویه حمله مشاهده می‌شود. همانطور که از تصاویر مشخص است، سوپرکویتی در جهت جریان و پشت کاواک‌زا تشکیل می‌گردد. 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 می‌باشد.



شکل ۱۱- تغییرات حفره در زاویای حمله جریان با عدد کاویتاسیون مختلف (زاویای حمله: ۰/۰، ۰/۲۵، ۰/۵، ۰/۷۵ و ۱۰/۰ درجه و عدد کاویتاسیون: ۰/۱۲۳، ۰/۱۰۳، ۰/۰۸۲، ۰/۰۶۸ 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 ۰/۸ پیشنهاد کرده است، در حالی که رابطه ارائه شده در این تحقیق مقدار ۰/۷۹۱۳ را برای عدد کاویتاسیون صفر نشان می‌دهد. مقایسه‌ها نشان از دقت مناسب حل عددی در برآورد ضریب پسا در زاویه حمله ۰ درجه می‌باشد.



شکل ۹- تغییرات قطر بی بعد مرکز حفره با عدد کاویتاسیون و مقایسه با نتایج آزمایشگاهی [۴۱] و شبه تجربی [۴۲]

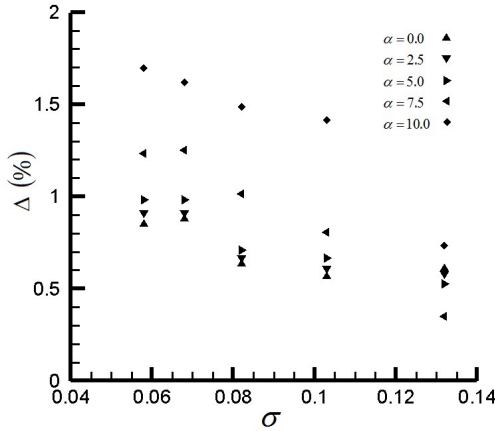
۹- نتایج جریان با زاویه حمله

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 علاوه بر ایجاد حفره وظایف متفاوت دیگری نیز دارد. تولید نیروی برآ برای حفظ مسیر مستقیم پرتابه، حفظ و کنترل زاویه پیچ و حفظ و پایداری پرتابه در کانال سمت از جمله این وظایف است. عموماً با تزریق گاز به داخل حفره و افزایش فشار داخل آن سوپرکویتی با ابعاد مناسب برای پرتابه تولید می‌شود. سوپرکاویتاسیون 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 می‌توان معادل یکدیگر دانست [۱].

در ادامه تحقیق جریان کاویتاسیونی حول کاواک‌زای دیسکی در چندین زاویه حمله تحلیل شده و تغییر شکل سوپرکویتی و ضریب پسا با زاویه حمله مطالعه شده است. جریان در زاویای حمله ۰/۰، ۰/۲۵، ۰/۵، ۰/۷۵ و ۱۰/۰ درجه، در اعداد کاویتاسیون مختلف شبیه‌سازی شده است. شکل ۱۰ حفره را در عدد کاویتاسیون و زاویه حمله مشخص نشان می‌دهد. حفره به صورت سطح ثابت کسر حجمی مایع در $\alpha = 0/5$ ، ارائه داده شده است.



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



شکل ۱۴- محاسبه اختلاف نتایج عددی و رابطه ریچارد

۱۰- نتیجه گیری و پیشنهادات

در ابتدای تحقیق مدل های کاویتاسیونی سینگهال، مرکل و کانز مطالعه شد. مقایسه ها نشان می دهد تفاوت این مدل ها به تفاوت هندسه های مورد نظر بر می گردد و از هر مدلی با ضرایب مناسب آن هندسه استفاده نمود. این ضرایب از داده های تجربی استخراج می شود.

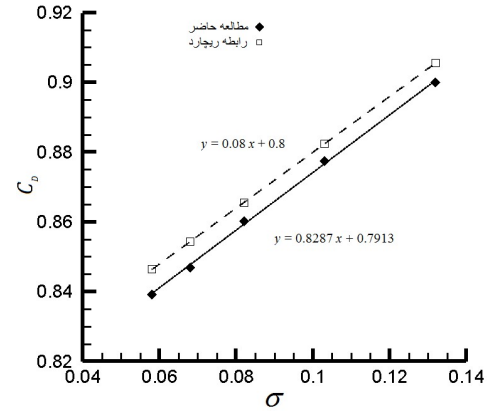
برای شبیه سازی عددی، از مدل رایلی- پلست استفاده شده است. مدل سینگهال از این مدل با ضرایب خاصی استخراج شده است. تحلیل عددی در محدوده وسیعی از عدد کاویتاسیون و برای ضرایب حمله مختلف انجام شد. اثر زاویه حمله روی ضریب پسای کاواکزا بررسی شد و نتایج ارائه شد. با توجه به نتایج به دست آمده می توان با اطمینان کافی از دینامیک سیالات محاسباتی در شبیه سازی 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 می باشد. در این تحقیق مدل توربولانسی بر اساس تجربه و پیشنهادات سایر محققان انتخاب شده است. ادامه این تحقیق می توان اثر مدل های توربولانسی مختلف را روی ضریب پسای و الگوی سوپرکویتیتی بررسی کرد.

۱۱- فهرست علائم

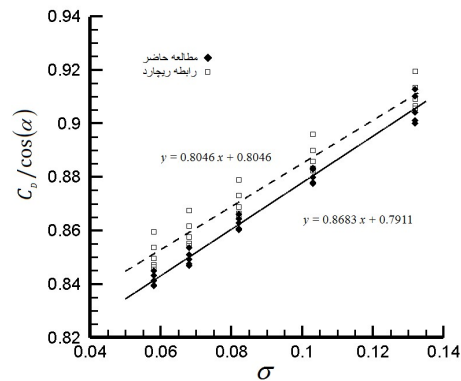
علائم لاتین

| | |
|-----------|---|
| A | مساحت (m ²) |
| D | بیشینه حفره (m) |
| d | قطر کاواکزا (m) |
| k | انرژی جنبشی آشفته (m ² s ⁻²) |
| L | طول حفره (m) |
| \dot{m} | عبارت های چشمه کاویتاسیون (kg m ⁻³ s ⁻¹) |
| P | فشار استاتیکی (pa) |
| r, R | شعاع کاواکزا (m) |



شکل ۱۲- تغییرات ضریب پسای با عدد کاویتاسیون در زاویه حمله درجه

در شکل ۱۳ ضریب پسای برای زاویه های مختلف ارائه شده است. در این نمودار نسبت ضریب پسای بر کسینوس زاویه حمله بر حسب عدد کاویتاسیون ارائه شده است. رابطه ریچارد هم بر کسینوس زاویه حمله تقسیم شده است. مقایسه نشان می دهد که محدوده تغییرات ضریب پسای ناشی از نتایج عددی کمتر از محدوده محاسبه شده از رابطه ریچارد است. در این نمودار رابطه ای برای ضریب پسای بر حسب عدد کاویتاسیون و زاویه حمله ارائه شده است. البته واضح است که مرتبط نمودن ضریب پسای و عدد کاویتاسیون و زاویه حمله به راحتی میسر نمی شود و این رابطه از تقریب خطی داده ها به دست آمده است.



شکل ۱۳- تغییرات ضریب پسای با عدد کاویتاسیون در زوایای حمله مختلف

در شکل ۱۴ اختلاف نتایج عددی با رابطه ریچارد برای نسبت ضریب پسای بر کسینوس زاویه 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 می باشد.

شعاع کاواکزا (m)

[13] Singhal A.K. et al. 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 Machinery*, 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] Eriksa 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 axisymmetric 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., Hammit F.G., *Cavitation*, McGraw-Hill Inc., New York, pp. 187-198, 1970.

| | |
|--|------------|
| اندازه سرعت ($m s^{-1}$) | U |
| علائم یونانی | |
| کسر حجمی و زاویه حمله جریان ($^{\circ}$) | α |
| چگالی ($kg m^{-3}$) | ρ |
| آهنگ استهلاك آشفته ($m^2 s^{-3}$) | ϵ |
| لزجت دینامیکی ($kg m^{-1} s^{-1}$) | μ |
| عدد کاویتاسیون | σ |
| خطا (%) | Δ |
| زیر نویس | |
| ضریب چگالش | $dest$ |
| فاز گاز | g |
| فاز مایع | l |
| مخلوط | m |
| ضریب تبخیر | $prod$ |
| آشفته | t |
| فاز بخار | v |
| فاز آب | w |
| بالا نویس | |
| تقطیر | c |
| تبخیر | v |

۱۲-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)

[2] Cheraghi A., Numerical Modeling of Supercavitating Flow on 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 non-equilibrium in cavitating flows, *Trans. of ASME, J. Fluids Eng.* 118, pp. 172–178 March 1996.

[6] Deshpande M., Feng J., Numerical modeling of the thermodynamic effects of cavitation, *Trans. of ASME, J. Fluids Eng.* 119, pp. 420–427, June 1997.

[7] Delannoy Y., Kueny J.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 cavitating flows, *Computers and Fluids* 24, 7, pp. 799–809. Elsevier Science Ltd, 1995.