



مطالعه عددی تأثیر ضریب نرخ دمش گاز بر مشخصات کاویتی در جریان سوپر کاویتاسیون گازدهی شد*

محمد رضا عرفانیان^۱، محمد مقیمان^{۲*}

۱- دانشجوی دکتری، مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

۲- استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

moghiman@um.ac.ir ۹۱۷۷۵-۱۱۱۱

* مشهد، صندوق پستی ۹۱۷۷۵-۱۱۱۱

چکیده

در این مقاله جریان سوپر کاویتاسیون گازدهی شده بر روی یک مدل پرتابه‌ای در شرایط پایدار با استفاده از روش دینامیک سیالات محاسباتی در نرم افزار تجاری سی اف ایکس و بکارگیری مدل آشتفتگی کی-امگا اس-اس-تی و تکنیک حجم سیال به صورت سه‌بعدی شبیه‌سازی شده است. به منظور صحبت‌سنجی مدل عددی، ابعاد کاویتی گازدهی شده حاصل از تابع شبیه‌سازی با داده‌های آزمایشگاهی موجود، مقایسه و دقت حل عددی مشخص شده است. نتایج عددی نشان می‌دهد که در یک عدد فرود ثابت و با افزایش ضریب نرخ دمش گاز، ابعاد کاویتی گازدهی شده در ابتدا افزایش یافته و پس از رسیدن به یک مقدار بحرانی تقریباً ثابت می‌ماند. همچنین مشاهده شده است که در کاویتی‌های بزرگتر، اثر نیروی جاذبه موجب انحراف قسمت انتهایی کاویتی به سمت بالا می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش ضریب نرخ دمش گاز، الگوی خروج گاز از انتهای کاویتی از حالت جت بازگشته به حالت گردابه دوقلو تبدیل می‌شود. تغییرات ضریب نرخ دمش گاز بر حسب طول کاویتی تابعی از عدد فرود جریان کاویتاسیونی بوده و مقدار بحرانی ضریب نرخ دمش گاز بر حسب عدد فرود جریان به صورت خطی افزایش پیدا می‌کند.

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل

دریافت: ۱۱ آذر ۱۳۹۶

پذیرش: ۰۱ بهمن ۱۳۹۶

ارائه در سایت: ۲۶ بهمن ۱۳۹۶

کلید واژگان:

جریان توپلی

سوپر کاویتاسیون گازدهی شده

الگوی خروج گاز

ضریب نرخ دمش گاز

طول کاویتی

Numerical study of gas rate coefficient effect on ventilated supercavitating flow specifications

Mohammad-Reza Erfanian, Mohammad Moghiman*

Department of Mechanical Engineering, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran
* P.O.B. 91755-1111 Mashhad, Iran, moghiman@um.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper
Received 02 December 2017
Accepted 21 January 2018
Available Online 15 February 2018

Keywords:
Two phase flow
Ventilated supercavitation
Gas leakage mechanism
Ventilated gas rate coefficient
Cavity length

ABSTRACT

In this paper, the three dimensional ventilated cavitating flow in the steady condition around a projectile model is simulated using CFD method combined with a SST k- ω turbulence model and volume-of-fluid technique. With the aid of CFD software ANSYS CFX. The numerical model is validated using comparisons between numerical predictions and existing experimental data and fairly good agreement is revealed. The numerical results show that with increasing the ventilation gas rate at constant Froude number, the cavity length gradually increases to a critical value and then remains fixed upon further increase in gas ventilation rate. Also, it has been observed that rear portion of larger cavity moves upwards due to gravitational effect. With increasing the ventilation gas rate, the gas leakage mechanism at rear portion of ventilated supercavity changes from the re-entrant jet closure mode to twin vortex closure mode. The variation of ventilation gas rate versus cavity length is a function of Froude number and the critical ventilation gas rate increases linearly with Froude number.

راندمان سیستم هیدرودینامیکی اشاره کرد [۲]. هر چند که در مکانیک سیالات، کاویتاسیون به عنوان یک عامل مراحم و مخرب شناخته می‌شود که باید از آن دوری نمود و محدودیت‌های زیادی را در طراحی و ساخت وسایل هیدرودینامیکی و هیدرولیکی بوجود می‌آورد اما به وسیله تشكیل سوپر کاویتاسیون بر روی یک جسم زیرآبی متحرک می‌توان نیروی پسای اصطکاکی وارد بر آن را به طور قابل توجهی کاهش داد [۳]. همان‌گونه که از نام آن برمی‌آید، سوپر کاویتاسیون همان کاویتاسیون است که جباب حاصل از آن کاویتی نامیده می‌شود، تمام یا قسمت عمداتی از جسم متحرک در زیر آب را در بر گرفته است [۴]. پدیده کاویتاسیون عموماً توسط

پدیده کاویتاسیون از موضوعات مهمی است که از دیرباز تاکنون مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته است. این پدیده فیزیکی که شامل رشد و فعالیت حباب‌های گازی شکل در داخل مایع است، به دلیل کاهش فشار موضعی به کمتر از فشار اشباع بخار اتفاق می‌افتد [۱]. به دلیل وابستگی کاویتاسیون به مسئله افت فشار در مایع، امکان رخداد آن در وسایل کاربردی هیدرودینامیکی و هیدرولیکی از قبیل پمپ‌ها، پره‌های توربین، پروانه‌ها، سازه‌های دریابی بسیار محتمل است. از آثار مخرب کاویتاسیون می‌توان به خوردگی و فرسایش سطوح مرزی مجاور مایع، ارتعاش و سر و صدا و کاهش

برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:

Please cite this article using:

M. R. Erfanian, M. Moghiman, Numerical study of gas rate coefficient effect on ventilated supercavitating flow specifications, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 18, No. 02, pp. 443-450, 2018 (in Persian)

شرط ناپایا پرداخته‌اند. اشمیدت و همکاران [12] و اشنر و همکاران [13] در سال 2006 با استفاده از حل عددی معادلات بقاء جرم، مومنتوم و انرژی برای جریان مخلوط همگن، مدل کاوبیتاسیون تعادلی را ارائه نمودند. در این روش آب خالص و فاز بخار به وسیله معادلات حالت مناسب که در زمان و مکان هذلولوی می‌باشند، توصیف می‌شوند. این روش قابلیت محاسبه ویژگی‌های جریان دوفاز مانند تبدیل میان فازها و امواج چگالشی را دارد اما قادر به پیش‌بینی اثرات غیرتعادلی نمی‌باشد. جا و همکاران در سال 2006 یک حل عددی از سوپرکاوبیتاسیون گازدهی شده را ارائه و اثر نرخ دبی گاز بر ابعاد کاوبویتی را مورد بررسی قرار دادند [14]. ژانگ و همکاران در سال 2007 با استفاده از یک مطالعه آزمایشگاهی به مقایسه شکل و ابعاد کاوبویتی طبیعی و مصنوعی پرداختند و مشاهد کردند که اثرات جاذبه تأثیر بیشتری بر کاوبویتی مصنوعی پرداختند و مشاهد کردند که اثرات جاذبه تأثیر بیشتری بر کاوبویتی مصنوعی داشته است؛ به طوریکه با کاهش عدد فروود جریان، عدم تقارن کاوبویتی مصنوعی واضح‌تر می‌شود [15]. بین و همکاران در سال 2010 با استفاده از فرض مدل مخلوط همگن و استفاده از مدل انتقال جرم سه جزئی، جریان سوپرکاوبیتاسیون طبیعی و مصنوعی را در اطراف یک مدل آزمایشگاهی به صورت عددی شبیه‌سازی نمودند [8]. مورگات و همکاران در سال 2011 با استفاده از مدل مخلوط همگن و حل یک معادله انتقال برای حجم سیال مایع، جریان سوپرکاوبیتاسیون طبیعی بر روی یک هیدروفویل را شبیه‌سازی کردند. آنها با در نظر گرفتن جملات چشممه مختلف در معادلات بقاء جرم و حجم سیال به مقایسه بین مدل‌های انتقال جرم در پیشگویی کاوبویتی طبیعی تشکیل شده پرداختند [11]. نتایج آنها شامل شکل و ابعاد کاوبویتی تطبیق مناسبی با نتایج تحلیلی و آزمایشگاهی داشت. آنها با نادیده گرفتن اثر فروود جریان نتیجه گرفتند که نرخ گاز دمیده شده در حالت سوپرکاوبیتاسیون گازدهی شده، تأثیر زیادی بر ابعاد کاوبویتی تشکیل شده دارد. ژیان-هانگ و همکاران در سال 2011، با استفاده از فرض مدل مخلوط همگن و به کمک یک حلگر تجاری، مشخصات جریان کاوبیتاسیون طبیعی و گازدهی شده و برهمنکش میان آنها را بر روی یک پرتاپه مورد بررسی قرار دادند [16]. آنها با مقایسه کاوبویتی طبیعی و مصنوعی مشاهده کردند که اولاً در یک عدد کاوبیتاسیون مشخص، ساختار و ابعاد هر دو کاوبویتی به جز در ناحیه انتهایی کاوبویتی تقریباً یکسان است. ثانیاً با افزایش نرخ گاز دمیده شده، کاوبویتی طبیعی کوچک شده و در مقادیر نسبتاً زیاد نرخ گاز، عدد کاوبیتاسیون مصنوعی وابستگی بسیار کمی به عدد کاوبیتاسیون طبیعی داشته و تنها تابعی از مقدار گاز می‌باشد. جاوه و همکاران در سال 2012 با استفاده از روش حل عددی، اثر نرخ جریان گاز را بر ابعاد و مشخصات کاوبویتی تشکیل شده را با چشم پوشی از اثرات جاذبه مورد بررسی قرار دادند [17]. شانگ در سال 2013 جریان سوپرکاوبیتاسیون طبیعی را در اطراف یک زیردریایی بهصورت عددی شبیه‌سازی و وجود باله بر روی بدنه را مورد بررسی قرار داد [10]. وانگ و همکاران در سال 2015 به کمک روش‌های آزمایشگاهی و عددی، اثر تغییرات ضریب نرخ دمشن بر مشخصات کاوبویتی گازدهی شده را یک بازه محدود از عدد فروود موردد مطالعه قرار دادند و مشاهده کردند که با افزایش عدد فروود در یک ضریب نرخ دمشن ثابت، اندازه کاوبویتی کاهش و اثر جاذبه کمتر شده است [18].

اگرچه تاکنون مطالعات زیادی بر روی وابستگی ابعاد کاوبویتی گازدهی شده به ضریب نرخ دمشن انجام شده است، اما تأثیر عدد فروود جریان در این خصوص کمتر مورد توجه قرار گرفته است. هدف از انجام این پژوهش بررسی اثر ضریب نرخ دمشن بر نحوه تغییرات ابعاد کاوبویتی گازدهی شده و الگوی

پارامترهای بدون بعد عدد کاوبیتاسیون (G)، ضریب نرخ دمشن (C_0) و عدد فروود (Fr) توصیف شده و به صورت روابط (3-1) تعریف می‌گردد [6]:

$$\sigma = \frac{P_0 - P_c}{0.5\rho U_\infty^2} \quad (1)$$

$$C_q = \frac{\dot{Q}}{D_n^2 U_\infty} \quad (2)$$

$$Fr = \frac{U_\infty}{\sqrt{D_n g}} \quad (3)$$

در روابط فوق، P_0 فشار داخل حباب کاوبیتاسیون، P_c فشار داخل حباب کاوبیتاسیون، U_∞ سرعت سیال، \dot{Q} نرخ گاز دمیده شده، D_n قطر کاوبیتاتور و g شتاب جاذبه زمین می‌باشد. سوپرکاوبیتاسیون بر دو نوع است: طبیعی و مصنوعی (گازدهی شده). در سوپرکاوبیتاسیون طبیعی نیاز است تا مومنتوم جریان آنقدر افزایش یابد تا ناحیه‌ای که در آن فشار کمتر از فشار اشباع است، قسمت عمده‌ای از جسم را بیوشاند. این روش به دلیل دشواری‌های زیاد در تولید سرعت بالا در زیر آب، معمولاً ناممکن است. در سوپرکاوبیتاسیون گازدهی شده با دمیدن گاز از مجرای نزدیک به ابتدای جسم، ناحیه کم‌فشار اطراف جسم توسط لایه‌ای از گاز پوشانده شده و جسم به جای آب با یک گاز که لزحت کمتری دارد در تماس است. سوپرکاوبیتاسیون گازدهی شده یک راهکار مؤثر و فناوری موفق در کاهش نیروی پسای اصطکاکی اجسام در حال حرکت و مغروف در آب است [7]. با وجود شباهت‌های زیاد بین حباب سوپرکاوبیتاسیون گازدهی شده و طبیعی، دو اختلاف عمده میان این دو وجود دارد: اولاً ویژگی غیرقابل چگالش گاز دمیده شده، رفتار متفاوتی را در قسمت انتهایی کاوبویتی موجب می‌شود. ثانیاً، اثرات نیروی گرانش می‌تواند برای حباب‌های بزرگ حتی در سرعت‌های کم نیز پدیدار شود [8].

در دهه اخیر، پیشرفت روش‌های دینامیک سیالات محاسباتی از یکسو و افزایش چشمگیر قدرت پردازش سیستم‌های رایانه‌ای از سوی دیگر سبب شده است که توجه اکثر محققان در حوزه حل مسائل چندفازی و جریان‌های کاوبیتاسیونی و سوپرکاوبیتاسیونی به روش‌های عددی جلب شود [9]. از طریق مشاهدات آزمایشگاهی، تا حدودی ویژگی‌های جریان کاوبیتاسیونی کشف شده است اما علی رغم پیشرفت‌ها در حوزه جریان کاوبیتاسیونی، حل عددی جریان سوپرکاوبیتاسیون به دلیل آشکار نمون خصوصیاتی که توسط حل تحلیلی و اندازه‌گیری آزمایشگاهی قابل مشاهده نیست، یکی از موضوعات مورد علاقه پژوهشگران در سال‌های اخیر بوده است [10].

در این سال‌ها برای شناخت هرچه بیشتر جریان‌های کاوبیتاسیونی، مطالعات عددی زیادی توسط محققان انجام شده است. اغلب پژوهش‌های انجام شده مبتنی بر رویکرد سیال همگن می‌باشند [11] که در آن جریان چند فازی به عنوان یک مخلوط همگن و با چگالی متغیر از مایع و گاز درنظر گرفته می‌شود. استفاده از حلگرهای تجاری دینامیک سیالات محاسباتی مانند سی‌اف‌ایکس نیز در شبیه‌سازی جریان‌های کاوبیتاسیونی بسیار رایج شده است. در این نرم‌افزارها معمولاً روش مخلوط همگن بر پایه مدل معادله انتقال، به کار گرفته شده و معادلات بقاء جرم و مومنتوم برای مخلوط و معادله انتقال برای مایع (یا بخار) حل می‌شود. در معادلات بقاء جرم و حجم سیال، جملات چشممه مناسب به منظور محاسبه انتقال جرم میان فازها در نظر گرفته می‌شود. در سال‌های اخیر بیشتر پژوهش‌های عددی به بررسی ویژگی‌هایی از جریان سوپرکاوبیتاسیونی که از طریق مشاهدات تجربی و حل تئوری قابل مشاهده نیست، مانند ساختار جت بازگشتی در محل انسداد کاوبویتی، نحوه بسته شدن کاوبویتی، شکل‌گیری حباب کاوبویتی و نابودی آن در

$$P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (10)$$

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (11)$$

ثابت‌های موجود در روابط فوق از قبیل σ_ω و σ_k یک ترکیب خطی از مقادیر متضاد آن‌ها در مدل‌های آشفتگی کی-اپسیلون ($\sigma_{\omega 1}$ و $\sigma_{\omega 2}$) و کی-امگا (σ_{k1} و σ_{k2}) بوده و به شکل روابط (13,12) تعریف می‌شود:

$$\sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega 1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \quad (12)$$

$$\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2} \quad (13)$$

در روابط بالا، F_1 و F_2 توابع آشفتگی بوده و به صورت روابط (17-14) بیان می‌شوند:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (14)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500v}{d^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right] \quad (15)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (16)$$

$$\arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500v}{d^2 \omega} \right) \quad (17)$$

که در آن d فاصله تا سطح بعدی و $CD_{k\omega}$ مثبت عبارت دیفیوژن در رابطه (9) بوده و به صورت رابطه (18) تعریف می‌شود:

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (18)$$

و در نهایت لزجت آشفتگی به صورت رابطه (19) محاسبه می‌شود:

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (19)$$

که در آن Ω قدر مطلق ورتیسیته جریان است.

2-3- مدل حجم سیال

در این پژوهش از مدل حجم سیال برای محاسبه مرز بین فاز مایع و گاز استفاده شده است. حجم سیال مایع (α_l) به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\begin{cases} 1 & \text{برای مایع} \\ 0 & \text{برای گاز} \end{cases} = \alpha_l$$

معادله انتقال به منظور محاسبه حجم سیال مایع در شرایط غیرقابل تراکم به صورت رابطه (20) ارائه می‌شود:

$$\frac{\partial(\alpha_l \rho_l)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_l \rho_l u_j)}{\partial x_j} = \dot{m} \quad (20)$$

باید توجه داشت با توجه به آنکه جریان دوفاز فقط شامل آب و گاز می‌باشد، لزومی به حل معادله انتقال برای جزء گاز نبوده و کسر جرمی گاز از رابطه (21) محاسبه می‌شود:

$$\alpha_g = 1 - \alpha_l \quad (21)$$

در رابطه (20)، \dot{m} جمله چشممه است که بیانگر نرخ انتقال جرم بین فازهای مایع و بخار در شرایط وقوع کاویتاسیون طبیعی است. با توجه به اینکه عدد کاویتاسیون طبیعی در این پژوهش مقدار زیادی داشته و امکان رخداد کاویتاسیون وجود ندارد، لذا از عبارت چشممه در معادله انتقال حجم سیال چشمپوشی می‌گردد [23].

3- روش عددی

در این پژوهش از حل‌گر نرم‌افزار تجاری سی-اف-ایکس برای انجام حل عددی جریان سوپرکاویتاسیون گازدهی شده در شرایط سه‌بعدی در اطراف

خروج گاز از انتهای کاویتی می‌باشد. محاسبه ضریب نرخ دمش بحرانی که از مهمترین مسائل در طراحی سیستم دمش گاز در پرتتابه‌های زیرآبی است، از دیگر اهداف کار حاضر است. همچنین در این پژوهش تغییرات ضریب نرخ دمش بحرانی به عدد فرود جریان نیز مورد بررسی قرار گرفته و یک رابطه برای محاسبه آن بر حسب عدد فرود جریان ارائه می‌گردد.

2- مدل‌سازی ریاضی

2-1- معادلات حاکم

در این پژوهش از مدل معادلات ناولر استوکس سه‌بعدی در شرایط پایدار همراه با روش حجم سیال برای شبیه‌سازی جریان سوپرکاویتاسیون گازدهی اطراف یک جسم مغروف در آب استفاده شده است. برای این منظور حلگر کد تجاری نرم‌افزار سی-اف-ایکس که توانایی و کاربرد زیادی در تحلیل گستره زیادی از مسائل مهندسی در حوزه جریان‌های چندفازی را دارد [19]، به کار گرفته شده است. معادلات بقا جرم و مومنت در مختصات کارتزین به ترتیب به صورت روابط (5,4) ارائه می‌شوند:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \rho f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] \quad (5)$$

که در آن ρ و f_i به ترتیب سرعت، فشار مخلوط و نیروی حجمی هستند. μ چگالی مخلوط و μ_t لزجت مخلوط هستند و به صورت روابط (7,6) تعریف می‌شوند:

$$\rho = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_g \quad (6)$$

$$\mu = \alpha_l \mu_l + (1 - \alpha_l) \mu_g \quad (7)$$

که در آن α حجم سیال هر گونه و پایین نویس‌های l و g به ترتیب نمایان‌گر مایع و گاز هستند. μ_l لزجت آشفتگی، μ_g نماد کرونیکر و پایین نویس‌های l و g ز نمایان‌گر جهات در سیستم مختصات کارتزین می‌باشد. به منظور بسته شدن دستگاه معادلات ذکر شده در بالا لازم است تا عبارت لزجت آشفتگی مدل شود.

2-2- مدل‌سازی آشفتگی

مدل آشفتگی کی-امگا اس-اس-تی که توسط منتر [20] و بر پایه فرضیه بوزینسک ارائه شده است، از پرکاربردترین مدل‌ها برای شبیه‌سازی آشفتگی در دینامیک سیالات مهندسی و بستن دستگاه معادلات حاکم است [21]. این مدل که ترکیبی از دو مدل آشفتگی است، برای نواحی خارج لایه مرزی از مدل کی-امگا و برای نواحی خارج لایه مرزی از مدل کی-اپسیلون استفاده می‌کند [22]. در مدل آشفتگی کی-امگا اس-اس-تی، انرژی جنبشی آشفتگی (k) و نرخ اتلاف ایده‌ها (ϵ) به ترتیب از طریق معادلات انتقال (9,8) محاسبه می‌شوند:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \gamma P - \beta^* \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (9)$$

که در آن P و τ_{ij} که تانسور تنش برشی می‌باشد، به صورت روابط (11,10) تعریف می‌شود:

شرط مرزی دیواره با شرط عدم لغزش استفاده شده است. با توجه به وجود تقارن در مسأله و حل نیمی از آن، از شرط مرزی تقارن برای صفحه در راستای عمود بر محور لا استفاده شده است (شکل 2).

3-3- شبکه‌بندی دامنه محاسباتی

برای شبکه‌بندی دامنه محاسباتی از نرم‌افزار آنسیس-مشینگ استفاده شده است. الگوی کلی شبکه‌بندی دامنه محاسباتی بر روی صفحه تقارن آن در شکل 3 نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌گردد، در اطراف جسم که محل تشکیل کاوتینی گازدهی شده می‌باشد، از شبکه بسیار ریز و از نوع سازمان یافته استفاده شده است و به تدریج و با دور شدن از کاوتینی، به سبب کاهش حجم محاسبات اضافی شبکه درشت‌تر شده است. به منظور بررسی عدم وابستگی نتایج عددی به تعداد المان محاسباتی، سه شبکه با اندازه مختلف با یکدیگر مقایسه شده‌اند. شبکه ((الف)) با تعداد المان محاسباتی در حدود 500 هزار، شبکه ((ب)) با تعداد المان محاسباتی در حدود 800 هزار و شبکه ((ج)) با تعداد المان محاسباتی در حدود 1 میلیون و 200 هزار درنظر گرفته شده‌اند. نتایج توزیع ضربی فشار روی بدنه برای سه شبکه مختلف در شکل 4 نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌گردد، نتایج مربوط به شبکه‌های ((ب)) و ((ج)) بر روی یکدیگر متنطبق شده‌اند. همچنین در جدول 1 طول بی‌بعد کاوتینی تشکیل شده در یک دبی جرمی یکسان برای سه شبکه مختلف ارائه گردیده است. همان‌طور که دیده می‌شود، اختلاف بسیار ناچیزی میان شبکه ((ب)) و ((ج)) وجود دارد و بنابراین جهت انجام تمامی محاسبات عددی انجام شده در این تحقیق از شبکه با کیفیت متوسط، ((ب)), استفاده می‌شود. در این حالت معیار وای-پلاس بر روی دیواره بالایی و پایینی مدل مقداری کمتر از $1<\gamma<1.041$ زمان محاسبات برای هر اجرا در حالت اجرای موازی توسط یک سیستم با پردازش‌گر 8 هسته‌ای و 16 گیگا بایت حافظه داخلی در حدود 15 ساعت می‌باشد.

4- نتایج

4-1- صحه‌گذاری حل عددی

به منظور صحه‌گذاری نتایج حل عددی و مدل‌های به کار گرفته شده (شامل انتخاب مدل آشфтگی، مدل حجم سیال و شرایط مرزی) از نتایج آزمایشگاهی که توسط وانگ و همکاران [18] ارائه شده است، استفاده می‌شود. در شکل 5 کاوتینی گازدهی پیشگویی شده توسط حل عددی در شرایط $C_q=0.041$, $C_r=7.8$ و $Fr=12$, $C_q=0.11$ با حالت متناظر آن در مشاهدات آزمایشگاهی موجود مقایسه شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، اندازه و محل انسداد کاوتینی گازدهی حاصل از حل عددی در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی

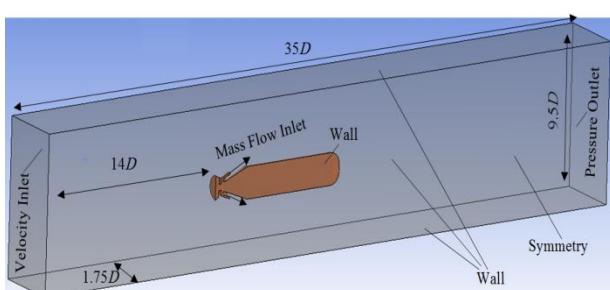


Fig. 2 The computational domain extent and boundary conditions

شکل 2 ابعاد دامنه محاسباتی و شرایط مرزی

یک جسم مستقر در توپل آب استفاده شده است. در این نرم‌افزار روش حجم محدود در شرایط فشار مینا برای تبدیل معادلات غیرخطی ذکر شده در بالا به معادلات جبری قابل حل توسط روش‌های عددی، به کار گرفته شده است. همچنین الگوریتم سیمپل برای ارتباط بین فشار و سرعت انتخاب شده است. معادلات بقاء جرم، مومنت و حجم سیال با استفاده از طرح تفاضل سازی درجه دو و در شرایط پایدار حل شده‌اند. در این تحقیق دو جزء سیال آب و هوا در محاسبات وجود دارند. لزجت و چگالی آب به ترتیب برابر 1.139×10^{-3} Pas و 1.098 kg/m^3 درنظر گرفته شده که متناظر با خواص آب خالص در دمای 25°C می‌باشد. از هوا در دمای 25°C نیز به عنوان فاز گاز استفاده شده که لزجت و چگالی آن به ترتیب برابر 1.831×10^{-5} Pas و 1.185 kg/m^3 می‌باشد.

3-1- مدل هندسی

در این پژوهش از مدل ارائه شده در [18] به منظور اعتبارسازی حل عددی و نیز مطالعه جریان کاوتیناسیون گازدهی شده است. جسم مورد نظر شامل یک کاوتیناتور دیسکی با لبه‌های تیز به قطر $D=1.5\text{ cm}$ در قسمت جلوی آن می‌باشد که در پشت کاوتیناتور مجرای خروج گاز جهت دمش گاز درنظر گرفته شده است. بدنه جسم به‌شكل مخروطی - استوانه‌ای و به طول $L=11\text{ cm}$ و قطر بدنه $D=2\text{ cm}$ می‌باشد. در شکل 1 نمایشی از جسم مورد نظر به همراه ابعاد آن ارائه شده است.

3-2- دامنه محاسباتی و شرایط مرزی

مشخصات دامنه محاسباتی و محل قرارگیری مدل بر اساس بستر آزمایشگاهی ارائه شده در [18] منظور شده است. همان‌طور که در شکل 2 مشاهده می‌شود، دامنه محاسباتی بهصورت مقطع آزمایش در توپل آب و به شکل مکعب-مستطیلی به ابعاد $35D$ در طول، $9.5D$ در ارتفاع و $3.5D$ در پهنای می‌باشد. همچنین مدل آزمایشگاهی در وسط مقطع آزمایش و به فاصله $14D$ از ورودی درنظر گرفته شده است. از شرط مرزی دریکله با یک مقدار معین برای سرعت (U_∞) و حجم سیال (۱ برای فاز آب و ۰ برای فاز گاز) به عنوان شرط مرزی ورودی استفاده شده است. برای شرط مرزی خروجی، از یک مقدار معین برای فشار و بر اساس عدد کاوتیناسیون دلخواه استفاده شده است. به منظور دمش گاز از شرط مرزی جرم ورودی با مقدار معین (۰ برای فاز آب و ۱ برای فاز گاز) برای سطح مجرای دمش گاز استفاده شده است. برای سطوح مرزی جانبی، پایینی، بالایی دامنه محاسباتی و همچنین سطح مدل از

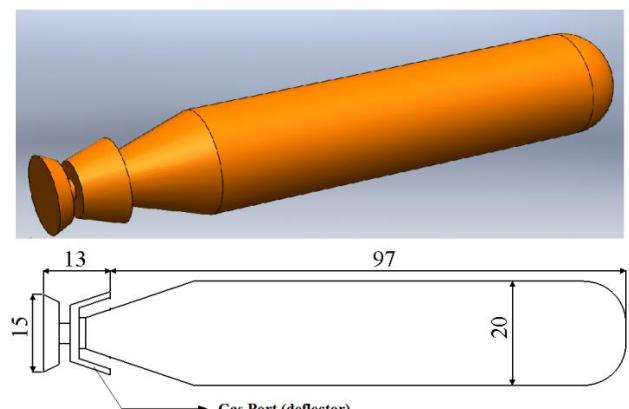


Fig. 1 The geometry of the model (dimension to mm)

شکل 1 هندسه مدل (ابعاد به میلی‌متر)

با استفاده از رابطه فوق برابر مقدار 8.25 محاسبه می‌شود. همانطور که در جدول 1 مشاهده گردید طول بی بعد کاویتی با استفاده از نتایج حل عددی در حدود 8.67 پیش‌بینی شده است. تطابق میان نتایج شبیه‌سازی و مقدار تحلیلی در محاسبه طول کاویتی، دقت روش حل عددی به کار گرفته شده را آشکار می‌کند.

4-2-تأثیر ضریب نرخ دمش بر مشخصات کاویتی

در این قسمت تأثیر نرخ دمش گاز با افزایش تدریجی دی جرمی گاز در یک عدد فرود ثابت و محاسبه طول کاویتی تشکیل شده مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل 6 شکل کاویتی محاسبه شده حاصل از نتایج عددی در ضرایب مختلف جریان گاز و در عدد فرود 7.8 ارائه و با نتایج آزمایشگاهی وانگ و همکاران [18] مقایسه شده است.

همان‌طور که دیده می‌شود، در مقادیر کم ضریب نرخ دمش هوا، کاویتی به صورت حباب‌های مجرایی از هوا شکل می‌گیرد که در ناحیه کم فشار پشت به سمت پایین دست جریان حرکت می‌کنند. با افزایش تدریجی ضریب نرخ دمش، کاویتی بزرگ‌تر شده تا آنکه با افزایش بسیار کمی در $C_q=0.049$ طول کاویتی با یک افزایش ناگهانی، کل جسم را پوشانده است. این رخداد به دلیل تغییر الگوی تخلیه هوا از انتهای کاویتی از حالت گردابه چرخشی به حالت گردابه دولوله‌ای می‌باشد. با افزایش بیشتر ضریب نرخ دمش هوا تا مقدار 0.081، ابعاد کاویتی رشد چندانی نداشته و تقریباً ثابت مانده است. زیرا پس از آن که یک کاویتی پایدار و شفاف تولید شد، الگوی نشت گاز از انتهای کاویتی تغییر نکرده و به صورت حباب‌های بزرگ از انتهای کاویتی تخلیه می‌شود. همچنین با افزایش ضریب نرخ دمش در یک عدد فرود ثابت، بزرگی اندازه کاویتی سبب شده است تا اثرات نیروی جاذبه بر کاویتی نیز بیشتر شده و انتهای کاویتی به سمت بالا متمایل گردد. تطابق نتایج پیش‌بینی شده و آزمایشگاهی موجود در ارائه تغییرات رشد کاویتی با افزایش ضریب نرخ دمش، بار دیگر دقت حل عددی به کار گرفته شده را نشان می‌دهد. در شکل 7 خطوط جریان بر روی توزیع پیوسته میدان فشار در اطراف ناحیه انسداد کاویتی و در شکل 8 الگوی نشت گاز از انتهای کاویتی در دو حالت جت بازگشته و گردابه‌های دوقلو نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود در الگوی نشت گاز جت بازگشته، خروج گاز از کاویتی دشوارتر از الگوی گردابه‌های دوقلو صورت می‌گیرد. با افزایش دبی گاز و کاهش اختلاف فشار بین خارج و داخل کاویتی در نهایت قدرت جت بازگشته کاهش یافته و نشت

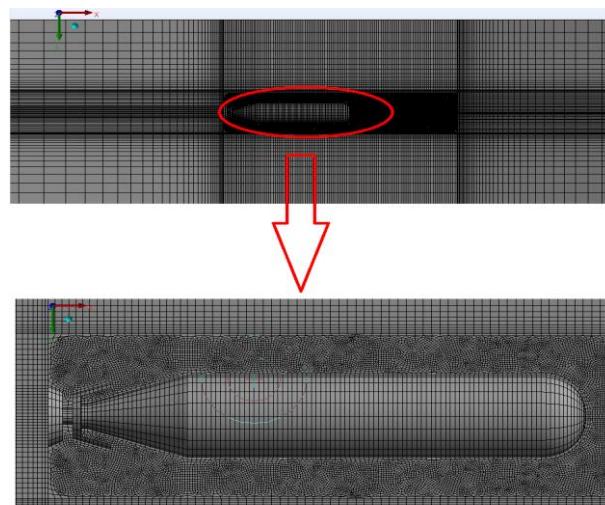


Fig. 3 Diagram of computational grid with medium-resolution

شکل 3 شبکه‌بندی دامنه محاسباتی با کیفیت متوسط

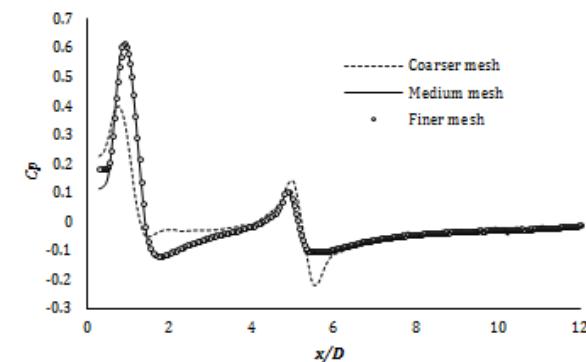


Fig. 4 Variation of pressure coefficient along the model for the different grid resolution levels at non-cavitating flow conditions

شکل 4 تغییرات ضریب فشار روی بدنه مدل برای سه شبکه‌بندی مختلف در شرایط بدون کاویتاسیون

جدول 1 مقایسه طول بی بعد شده کاویتی برای شبکه‌های با کیفیت مختلف در جریان سوپرکاویتاسیون گازدهی شده

Table 1 Comparison of non-dimensionalized cavity length for different grid resolution levels at ventilated supercavitating flow condition

| نوع شبکه | طول بی بعد کاویتی |
|------------|-------------------|
| شبکه درشت | 7.15 |
| شبکه متوسط | 8.67 |
| شبکه ریز | 8.62 |

وانگ و همکاران [18] به خوبی پیش‌بینی شده است. همچنین به عنوان مقایسه‌ای دیگر، طول کاویتی پیش‌گویی شده با نتایج تحلیلی گارابدین بر حسب عدد کاویتاسیون مقایسه شده است. رابطه تحلیلی گارابدین برای محاسبه طول کاویتی به صورت رابطه (22) ارائه می‌شود [24]:

$$\frac{L}{D} = \frac{\sqrt{C_{d0}(1 + \sigma) \ln \frac{1}{\sigma}}}{\sigma} \quad (22)$$

که در آن L طول کاویتی و C_{d0} ضریب پسا برای کاویتاتور دیسکی شکل در عدد کاویتاسیون صفر بوده و برابر 0.82 می‌باشد [25]. با توجه به اینکه در اینجا عدد کاویتاسیون در ضریب نرخ دمش 0.049 (با توجه به مقدار فشار میانگین در داخل کاویتی) در حدود 0.16 بوده، لذا طول بی بعد شده کاویتی

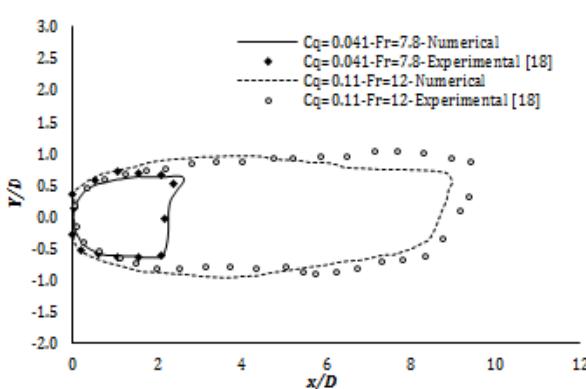


Fig. 5 The comparison of ventilated cavity shape between numerical predictions and experimental results [18]

شکل 5 مقایسه شکل کاویتی گازدهی شده بین نتایج عددی و آزمایشگاهی [18]

دوتایی صورت می‌گیرد. از آنجا که خروج گاز در این حالت به آسانی و توسط حباب‌های بزرگ انجام می‌گیرد، فشار داخل کاوتی از مقدار بیشینه آن در حالت قبل توانایی افزایش نخواهد داشت و در نتیجه عدد کاآویتاپسیون و طول کاوتی ثابت می‌ماند.

دست‌یابی به مقدار ضریب نرخ دمش بحرانی در طراحی اجسام پرسرعت زیرآبی بسیار حائز اهمیت است [27]. ضریب نرخ دمش بحرانی یک مقدار حداقلی برای حجم گاز مورد نیاز برای شکل‌گیری یک کاوتی پایدار که کل جسم را پوشاند، مشخص می‌کند. همان‌گونه که در شکل 8 مشاهده گردید، مقدار ضریب نرخ دمش بحرانی وابسته به عدد فرود می‌باشد. در شکل 10 تغییرات ضریب نرخ دمش بحرانی بر حسب عدد فرود ارائه شده است. همان‌طور که در شکل دیده می‌شود، با افزایش عدد فرود ضریب نرخ دمش به صورت خطی افزایش یافته است.

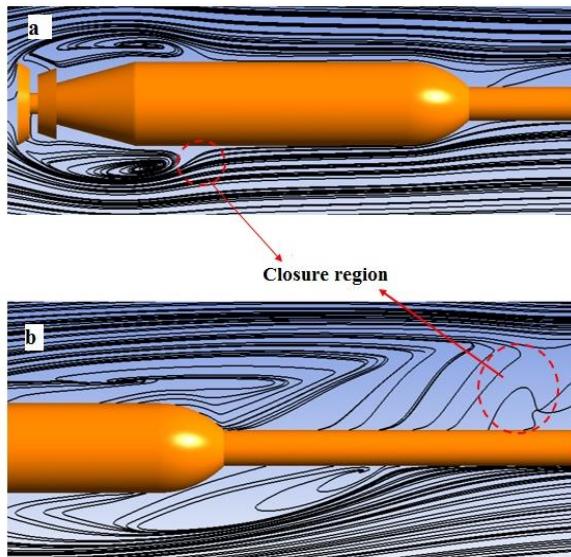


Fig. 7 The streamlines around the closure region in two modes: a) re-entrant jet and b) twin vortex

شکل 7 خطوط جریان در اطراف ناحیه بسته شدن کاوتی در دو حالت: a) جت بازگشتی و b) گردابهای دوقلو

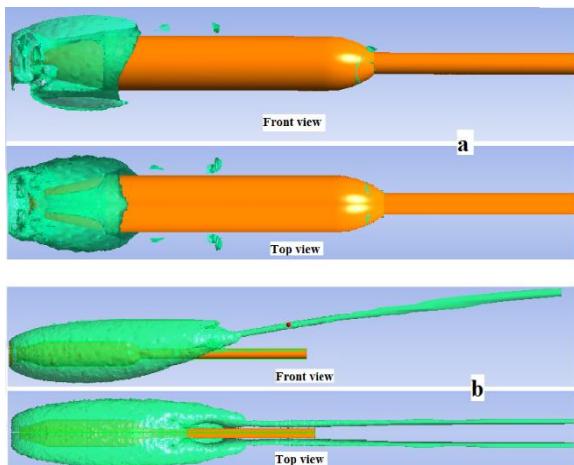


Fig. 8 The gas leakage from ventilated cavity in two modes: a) re-entrant jet and b) twin vortex

شکل 8 نشت گاز از انتهای کاوتی گازدهی شده در دو حالت: (a) جت بازگشتی و (b) گردابهای دوقلو

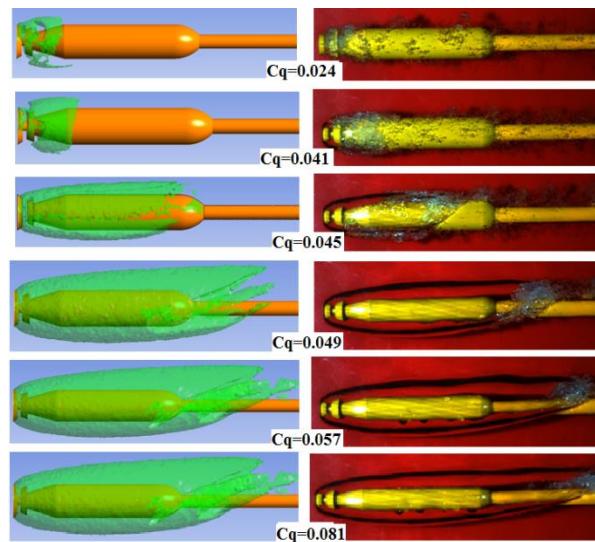


Fig. 6 Comparison of predicted and experimental cavity pattern at various gas entrainment coefficient

شکل 6 مقایسه نتایج عددی و آزمایشگاهی شکل کاوتی برای ضرایب مختلف نرخ دمش گاز در $Fr=7.8$

گاز از انتهای کاوتی آسان‌تر می‌شود. همان‌طور که در شکل 8 مشاهده می‌شود، در این حالت نشت گاز از انتهای کاوتی از طریق دو گردابه لوله‌ای شکل صورت می‌پذیرد.

به منظور بررسی وابستگی ضریب نرخ دمش به عدد فرود، اجرهای متعددی با اعداد فرود مختلف در هر ضریب نرخ دمش انجام شده و طول کاوتی در هر حالت محاسبه گردیده است. در شکل 9 منحنی تغییرات ضریب نرخ دمش هوا بر حسب طول بی‌بعد شده کاوتی برای اعداد فرود مختلف ارائه شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، در هر عدد فرود با افزایش ضریب نرخ دمش هوا، طول کاوتی در ابتدا با نرخ کمی افزایش یافته است و پس از آن با تغییر اندکی در ضریب نرخ دمش هوا، طول کاوتی به طور ناگهانی افزایش یافته است. با بیشتر شدن ضریب نرخ دمش، طول کاوتی افزایش قابل توجهی نداشته است. این رفتار در تمامی اعداد فرود مشاهده شده است. بنابراین در هر عدد فرود یک مقدار ضریب نرخ دمش بحرانی، C_{qc} ، وجود دارد که پس از رسیدن به آن طول کاوتی تقریباً ثابت مانده و افزایش قابل توجهی نخواهد داشت. باید توجه داشت که نقطه بسته شدن کاوتی و به بیان دیگر طول کاوتی گازدهی شده به اختلاف فشار داخل و خارج کاوتی مرتبط است. مکانیزم خروج گاز از انتهای کاوتی تا قبل از رسیدن به ضریب نرخ دمش بحرانی به صورت جت بازگشتی¹ است و در انتهای کاوتی یک ناحیه چرخشی وجود دارد که آب را به داخل حباب کاوتی می‌کشاند [26]. در این شرایط نشت گاز از انتهای کاوتی به سختی صورت می‌گیرد؛ بنابراین فشار داخل کاوتی افزایش می‌یابد. افزایش فشار داخل کاوتی منجر به کاهش عدد کاویتاپسیون گازدهی شده می‌شود و طبق روابط تحلیلی [24] طول کاوتی افزایش می‌یابد. با افزایش ضریب نرخ دمش، اندازه ناحیه چرخش در انتهای کاوتی کاهش یافته و طول کاوتی به سرعت افزایش می‌یابد. در این شرایط رژیم خروج گاز از انتهای کاوتی از حالت جت بازگشتی به حالت گردابه دوتابی² تغییر می‌کند. پس از رسیدن به ضریب نرخ دمش بحرانی، الگوی خروج گاز در انتهای کاوتی تمام‌توسط گردابه‌های

¹ Re-entrant jet

² Twin vortex

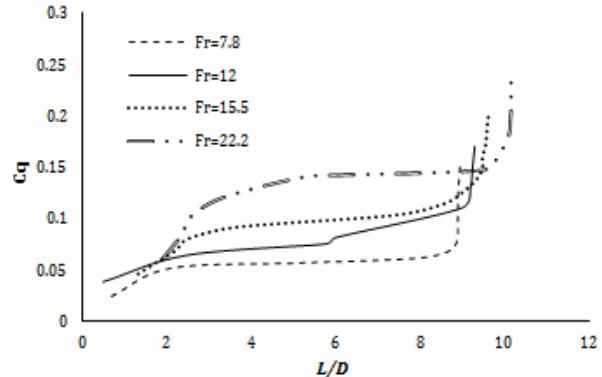
- ضریب نرخ دمش بحرانی تابع عدد فرود جریان بوده و با افزایش عدد فرود به صورت خطی افزایش می‌یابد.
- با افزایش ضریب نرخ دمش، اندازه ناحیه چرخش در انتهای کاویتی کاهش یافته و طول کاویتی به سرعت افزایش می‌یابد. در این شرایط رژیم خروج گاز از انتهای کاویتی از حالت جت بازگشتی به حالت گردابه دوتایی تغییر می‌کند.

6- فهرست عالیم

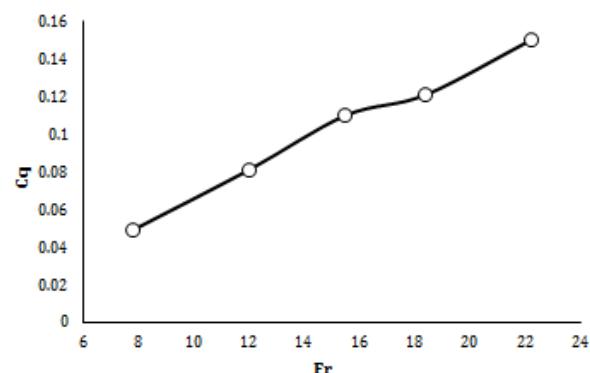
| | |
|---------------------|-----------|
| ضریب نرخ دمش | C_q |
| ضریب نرخ دمش بحرانی | C_{qc} |
| قطر کاویتاتور | D_n |
| عدد فرود | Fr |
| طول کاویتی | L |
| فشار | P |
| دی جرمی گاز | \dot{Q} |
| سرعت جریان | U |
| عالیم یونانی | |
| حجم سیال | α |
| لزجت دینامیکی | μ |
| چگالی | ρ |
| عدد کاویتاسیون | σ |
| زیرنویس‌ها | |
| غاز | g |
| فاز مایع | l |
| جریان آزاد | ∞ |

7- مراجع

- [1] F. R. Young, *Cavitation*, 1th Edition, pp. 10-21, Watford College, Imperial College Press, 1999.
- [2] R. F. Kunz, D. A. Boger, T. S. Chyczewski, D. Stinebring, H. Gibeling, T. Govindan, Multi-phase CFD analysis of natural and ventilated cavitation about submerged bodies, *Proceedings of the 3rd ASME-JSME Joint Fluids Engineering Conference*, San Francisco, California, july 1999.
- [3] M. Maerefat, S. Tahmasebi, M. R. Ansari, Numerical Simulation of Super-cavitating flow and calculation of cavity length around submersible vehicle, *Modares Mechanical Engineering* Vol.15, No. 8, pp. 187-196, 2015. (In Persian)
- [4] E. Amromin, G. Karafiat, B. Metcalf, Ship drag reduction by air bottom ventilated cavitation in calm water and in waves, *Journal of Ship Research*, Vol. 55, No. 3, pp. 196-207, 2011.
- [5] E. Amromin, J. Kopriva, R. E. Arndt, M. Wosnik, Hydrofoil drag reduction by partial cavitation, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 128, No. 5, pp. 931-936, 2006.
- [6] L. Epshtain, Characteristics of ventilated cavities and some scale effects, unsteady water flow with high velocities, *Proceedings of International Symposium IUTAM*, Moscow, Russia, 1973.
- [7] S. L. Ceccio, Friction drag reduction of external flows with bubble and gas injection, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 42, pp. 183-203, 2010.
- [8] J. Bin, X. W. Luo, X. X. Peng, Y. Zhang, Y. L. Wu, H. Y. Xu, Numerical investigation of the ventilated cavitating flow around an under-water vehicle based on a three-component cavitation model, *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, Vol. 22, No. 6, pp. 753-759, 2010.
- [9] S. Park, S. H. Rhee, Computational analysis of turbulent super-cavitating flow around a two-dimensional wedge-shaped cavitator geometry, *Computers & Fluids*, Vol. 70, pp. 73-85, 2012.
- [10] Z. Shang, Numerical investigations of supercavitation around blunt bodies of submarine shape, *Applied Mathematical Modelling*, Vol. 37, No. 20-21, pp. 8836-8845, 2013.
- [11] M. Morgut, E. Nobile, I. Biluš, Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around hydrofoil, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 37, No. 6, pp. 620-626, 2011.
- [12] S. J. Schmidt, I. H. Sezal, G. H. Schnerr, Compressible simulation of high-speed hydrodynamics with phase change, *Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics*, Egmond aan Zee, The



شکل ۹ تغییرات ضریب نرخ دمش بر حسب طول کاویتی بی بعد شده برای اعداد فرود مختلف



شکل ۱۰ تغییرات ضریب نرخ دمش بحرانی بر حسب عدد فرود جریان

بر اساس نتایج شکل ۱۰، رابطه (23) برای محاسبه ضریب نرخ دمش بحرانی بر حسب عدد فرود پیشنهاد می‌گردد:

$$C_{qc} = 0.007 \times Fr - 0.003 \quad (23)$$

با استفاده از رابطه بالا می‌توان ضریب نرخ دمش بحرانی را برای اعداد فرود بالاتر محاسبه و در طراحی سیستم تولید گاز مورد استفاده قرار داد.

5- نتیجه گیری

در این پژوهش، جریان کاویتاسیونی اطراف یک مدل پرتابه‌ای با استفاده از روش دینامیک سیالات محاسباتی و به کارگیری مدل دوفاری حجم سیال و مدل آشفتگی کی-امگا اس اس تی شبیه‌سازی شده است. برای حل معادلات حاکم از نرم‌افزار تجاری انسیس سی-اف-ایکس استفاده شد و دقت حل عددی، شبکه‌بندی محیط حل، شرایط مرزی انتخاب شده و الگوریتم مورد استفاده از طریق مقایسه نتایج عددی با نتایج آزمایشگاهی موجود مورد بررسی قرار گرفت و تطابق خوبی مشاهده گردید. بر اساس داده‌های شبیه‌سازی عددی، نتایج زیر بدست آمد:

- با افزایش ضریب نرخ دمش گاز، در ابتدا طول کاویتی گازدهی شده کمی افزایش یافته و پس از رسیدن به یک مقدار مشخص با افزایش کمی در طول کاویتی رشد ناگهانی خواهد داشت. پس از آن با افزایش بیشتر در ضریب نرخ دمش گاز، طول کاویتی تغییر زیادی نخواهد داشت.

- در کاویتی‌های گازدهی شده با طول بیشتر، اثر نیروی جاذبه بیشتر شده و انتهای کاویتی به سمت بالا منحرف می‌شود.

- twisted hydrofoil, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 51, pp. 33-43, 2013.
- [20] F. R. Menter, Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, 1994.
- [21] H. K. Versteeg, W. Malalasekera, *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*: Second Edition, pp. 271-315 , Pearson Education Limited, 2007.
- [22] P. Huang, *Physics and Computations of Flows with Adverse Pressure Gradients, Modeling Complex Turbulent Flows*, Vol. 7, pp. 245-258, 1999.
- [23] M. Ghaffari, M. Pasandideh Fard, M. Tabaki, Simulation of flow around axisymmetric projectiles with circular cavitator and ringed tip using control volume and boundary elementmethods, *Modares Mechanical Engineering* Vol. 16, No. 12, pp. 67-78, 2016 (in Persian).
- [24] P. Garabedian, Calculation of axially symmetric cavities and jets, *Pacific Journal of Mathematics*, Vol. 6, No. 4, pp. 611-684, 1956.
- [25] J. P. Franc, J. M. Michel, *Fundamentals of cavitation*, 1th Edition, pp. 311-315, Springer science & Business media, 2005.
- [26] E. Kawakami, R. E. Arndt, Investigation of the behavior of ventilated supercavities, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 133, No. 9, pp. 091305, 2011.
- [27] A. Kurn, R. E. A. Arndt, J. Hong, Gas entrainment behaviors in the formation and collapse of a ventilated supercavity, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 79, pp. 294-300, 2016.
- Netherlands, 2006.
- [13] G. H. Schnerr, S. J. Schmidt, I. H. Sezal, M. Thalhamer, Shock and wave dynamics of compressible liquid flows with special emphasis on unsteady load on hydrofoils and cavitation in injection nozzles, *Proceedings of The 6th International Symposium on Cavitation*, Wageningen, Netherlands, september 2006.
- [14] L. P. JIA, W. Cong, Y. J. Wei, H. B. Wang, J. Z. Zhang, K. P. Yu, Numerical simulation of artificial ventilated cavity, *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, Vol. 18, No. 3, pp. 273-279, 2006.
- [15] X. W. Zhang, Y. J. Wei, J. Z. Zhang, W. Cong, K. P. Yu, Experimental research on the shape characters of natural and ventilated supercavitation, *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, Vol. 19, No. 5, pp. 564-571, 2007.
- [16] J. H. Guo, C.J. Lu, Y. Chen, Characteristics of flow field around an underwater projectile with natural and ventilated cavitation, *Journal of Shanghai Jiaotong University (Science)*, Vol. 16, No. 2, pp. 236-241, 2011.
- [17] G. H. Gao, J. Zhao, F. Ma, W. D. Luo, Numerical study on ventilated supercavitation reaction to gas supply rate, *Advanced Materials Research*, Vols 418-420, pp. 1781-1785, 2012.
- [18] Z. Wang, B. Huang, G. Wang, M. Zhang, F. Wang, Experimental and numerical investigation of ventilated cavitating flow with special emphasis on gas leakage behavior and re-entrant jet dynamics, *Ocean Engineering*, Vol. 108, pp. 191-201, 2015.
- [19] B. Ji, X. Luo, Y. Wu, X. Peng, Y. Duan, Numerical analysis of unsteady cavitating turbulent flow and shedding horse-shoe vortex structure around a