مجله مهندسی مکانیک مدرس، مرداد 1396، دوره 17، شماره 5، ص‌ص 147-158

ماهنامه علمی پژوهشی

مهندسی مکانیک مدرس

mme.modares.ac.ir

# مقایسه کارایی روش‌های عددی مختلف در شبیه‌سازی جریان و تولید صدا حول سیلندر مربعی در زوایای حمله مختلف

محسن محمدرضایی[1]، علی‌اکبر دهقان[2*]، علیرضا موحدی[3]

1- فارغ التحصیل کارشناسی ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه یزد، یزد

2- دانشیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه یزد، یزد

3- دانشجوی دکتری، مهندسی مکانیک، دانشگاه یزد، یزد

* یزد، صندوق پستی 741 - 89195، adehghan@yazd.ac.ir

**اطلاعات مقاله**

مقاله پژوهشی کامل

دریافت: 02 اسفند 1395

پذیرش: 25 فروردین 1396

ارائه در سایت: 11 اردیبهشت 1396

*کلید واژگان:*

سیلندر مربعی

آشفتگی

سطح فشار صوت

مدل انتقال تنش برشی $\kappa - \omega$

**چکیده**

در پژوهش حاضر، جریان آشفته هوا بر روی سیلندر مربعی سه بعدی به روش عددی با استفاده از دو مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa - \omega$ و رهیافت گردابه‌های بزرگ در سه عدد رینولدز 5000، 46000 و 69000 شبیه‌سازی شده است. سطح فشار صوت در دوردست آکوستیکی و بر روی سطح سیلندر مربعی در شش زاویه حمله مختلف محاسبه شده است. با مقایسه نتایج حل عددی حاضر با نتایج تجربی موجود صحت نتایج و اعتبارسنجی انجام شده است. همچنین نتایج عددی حاضر با نتایج عددی انجام شده دیگر مورد مقایسه قرار گرفته است. مشخص گردید که نتایج حل جریان و سطح فشار صوت مطابقت قابل قبولی با نتایج تجربی و عددی دیگران دارند. نوسانات نیروی برآ، پسا و آشفتگی جریان از عوامل تأثیر گذار بر سطح فشار صوت هستند. در زاویه حمله 13 درجه کمترین سطح فشار صوت، ضریب درگ، ضریب نوسانات نیروی برآ و کمینه شدن ضریب برآ اتفاق افتاده است. با مقایسه نتایج عددی دو مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa - \omega$ و رهیافت گردابه‌های بزرگ محاسن و معایب هر روش بررسی شده است. هر دو مدل اغتشاشی نتایج را با اختلاف قابل قبولی پیش‌بینی کرده اند.

# Comparison of different methods of numerical simulation of flow and sound around a square cylinder at various incidence angles

**Mohsen Mohamadrezaei, Ali Akbar Dehghan*, Alireza Movahedi**

Department of Mechanical Engineering, Yazd University, Yazd, Iran

* P.O.B. 89195-741, Yazd, Iran, adehghan@yazd.ac.ir

**ARTICLE INFORMATION**

Original Research Paper

Received 20 February 2017

Accepted 14 April 2017

Available Online 01 May 2017

*Keywords:*

Square cylinder

Turbulence

sound pressure level

κ-ω SST

**ABSTRACT**

In current study turbulent flow around a 3D square cylinder is modeled using large eddy simulation and shear stress $k - \omega$ turbulence modeling for three values of Reynolds numbers 5000, 46000 and 69000. The flow and sound field simulations are conducted by using fluent commercial software. Sound pressure level in the acoustical far field and on the surface of the square cylinder at incidence is evaluated for six angles of attack. Flow induced sound at far field is predicted by employing FWH analogy while sound pressure level over the surface model is directly estimated by measuring the unsteady surface pressures. The results of the present study showed good agreement with the available experimental results. The fluctuating lift and drag forces acting on the square rod and flow turbulence are the main sources of the acoustic field generation. It is noticed that the minimum of drag coefficient, mean and root mean squared (rms) value of lift coefficient, and sound pressure level in acoustical far field occurred at $13^o$ angle of attack. The maximum Strouhal number occurred at $13^o$ angle of attack. The Strouhal number for all angles of attack is noticed to be independent of the flow Reynolds number. Both turbulence models considered in this study predict the acoustic and flow features within an acceptable accuracy.

## 1- مقدمه

بیش از یکصد سال پیش تاکنون جریان حول اجسام جریان‌بند توجه بسیاری از کارهای تحقیقاتی را به خود جلب کرده است. موضوع جریان حول این اجسام و پدیده ریزش گردابه ناشی از آن به خاطر وجود جنبه‌های علمی در مهندسی از اهمیت زیادی برخوردار است. یکی از جنبه‌های بررسی جریان حول سیلندرها که کمتر مورد بررسی قرار گرفته است، موضوع تولید صدا است. سیلندرها می‌توانند نقش مهمی در تولید صدا در زندگی روزمره ایفا کنند. لذا بررسی ارتباط جریان سیال و کمیت‌های آکوستیکی هندسه‌های ساده مهم است و کاربردهایی از این دست در صنعت نیز دیده می‌شوند. از این جمله می‌توان به مواردی مثل حصارهای به‌کار رفته در مهندسی معماری، کابل‌های محافظ در پل‌ها در مهندسی عمران، پانتوگراف قطارها، مجموعه چرخ هواپیما و ... اشاره نمود [1].

ریزش متناوب گردابه باعث نوسانات نیروهای آیرودینامیکی برآ و پسا می‌شود. ارتعاشی که در اثر این نیروهای نوسانی ایجاد می‌شود، ساختار

**برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:**

**Please cite this article using:**

M. Mohamadrezaei, A. A. Dehghan, A. Movahedi, Comparison of different methods of numerical simulation of flow and sound around a square cylinder at various incidence angles, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 17, No. 5, pp. 147-158, 2017 (in Persian)

مکانیکی جسم را تهدید می‌کند. از طرفی ریزش متناوب گردابه در مقطع عرضی سیلندر باعث تولید صدا نیز می‌شود، که این صدا می‌تواند تأثیرات نامطلوبی داشته باشد. به عبارت دیگر، این جریان ناپایا تولید امواج آکوستیک کرده که باعث آلودگی صوتی محیطی می‌شود. توانایی کنترل صدای تولید شده و طراحی وسایلی برای کاهش نویز ناشی از جریان حول اجسام جریان‌بند نیاز به شناخت مفاهیم مکانیزم تولید صدا دارد [2].

ضرایب نیروی برآ و پسا و نوسانات نیروی برآ تأثیر مستقیم در تولید صوت دارند. ویکری [3] در حالت آرام و آشفته نوسانات ضرایب نیروی برآ و پسا بر روی سیلندر مربعی طویل ($l/d$= 30) را به‌صورت تجربی بررسی کرد. براساس نتایج آزمایش‌ها، شدت آشفتگی جریان بالادست تأثیر به سزایی روی ضریب برآ و تأثیر کمی روی عدد استروهال دارد.

ایگاراشی [4] به‌صورت تجربی پارامترهای جریان حول سیلندر مربعی در زاویای حمله بین صفر تا 45 درجه را بررسی کرد.کمترین مقدار ضرایب برآ و پسا و نوسانات فشار و بیشترین مقدار عدد استروهال در محدوده زوایای حمله بین 13 و 14 درجه به‌دست آمد. کنیسلی [5] به‌صورت مشابه با بررسی مجموعه‌ای از سیلندرهای مستطیلی با نسبت اضلاع $0.04 \le B/D \le 1$ ($B$ بعد عرضی و $D$ بعد در راستای جریان سطح مقطع سیلندر) در زوایای حمله مختلف به این نتیجه رسید که بیشترین مقدار عدد استروهال و کمینه ضرایب برآ و پسا در محدوده زوایای حمله بین 13 و 14 درجه روی داده است. نوربرگ [6] نیروهای فشاری و فرکانس ریزش گردابه حول سیلندر مستطیلی با نسبت اضلاع مختلف را در محدوده زاویه حمله بین صفر تا 90 درجه و برای دو عدد رینولدز به صورت تجربی بررسی کرد. نتایج نشان می‌دهد که ضرایب برآ و پسا در اعداد رینولدز مختلف روند یکسانی دارند.

بررسی تولید صدا ناشی از برخورد سیال با سیلندر مربعی برای اولین بار توسط فوجیتا [7] و همکارانش انجام شد. او و همکارانش سیلندر مربعی را به صورت عمودی بین دو صفحه در خروجی دریچه تونل باد محصور کردند. صدای آیرودینامیکی تولید شده به وسیله جریان درمختصات (0،1،0) در زوایای حمله بین صفر تا 90 درجه را به روش تجربی بررسی کردند (محور $x$ در راستای جریان و فواصل برحسب متر است). نتایج نشان داد مقدار سطح فشار صوت از زاویه حمله صفر درجه با شیب سریعی به حداقل مقدار خود در زاویه حمله سیزده درجه می‌رسد و با شیب سریعی تا محدوده زاویه حمله پانزده درجه افزایش می‌یابد و سپس تقریباً ثابت می‌ماند. در زاویه حمله سیزده درجه جدایی جریان در لبه جلویی و اتصال به سطح در نزدیکی لبه عقبی رخ می‌دهد. به‌دلیل شرایط خاص جریان در این زاویه، زاویه سیزده درجه به زاویه حمله بحرانی نام‌گذاری شده است.

هاچسون و توماس [8] تأثیر زبری سطح و عدد رینولدز بر صدای تولید شده از یک سیلندر مربعی در زوایای حمله صفر، 30 و 45 درجه را به‌صورت تجربی مورد بررسی قرار دادند. نتایج نشان داد زبری سطح تغییرات قابل توجهی در حداکثر سطح شدت صوت و عدد استروهال ایجاد نمی‌کند.

ایگلسیاس و همکاران [9] نویز منتشر شده از سیلندرها با سطح مقطع مختلف شامل مربعی، دایره‌ای، مستطیلی و بیضوی را به‌صورت تجربی بررسی نمودند. در این مطالعه، وابستگی نویز آیرودینامیکی به عواملی مثل زاویه انحراف، شکل سطح مقطع سیلندر، سرعت جریان بالادست، زاویه حمله، زاویه انتشار صوت (انتشار جهتی) و ... مورد بررسی قرار گرفت.. سیلندر مربعی به‌عنوان پرصداترین و سیلندر بیضوی به عنوان کم‌صداترین هندسه مشخص شدند.

مارگنات [10] انتشار صدا ناشی از جریان آرام حول یک سیلندر مستطیلی تحت زوایای حمله مختلف را با یک روش عددی دو مرحله‌ای پیش‌بینی نمودند. یکی از نتایج مهم مطالعه حاضر این بود که قدرت صوت منتشر شده از سیلندر با توان دوم عدد ماخ، توان دوم نوسانات نیروهای برآ و پسا و نیز توان اول عدد استروهال متناسب است.

دورنینو [2] و همکارانش به صورت تجربی سطح فشارصوت منتشر شده ناشی از جریان حول سیلندر مربعی را در دوردست آکوستیکی بررسی کردند. نتایج نشان داد حداقل مقدار سطح فشار صوت در محدوده زوایای حمله بین 13 و 14 درجه روی داده است. سطح فشار صوت با افزایش زاویه حمله تا زاویه حمله 14 درجه کاهش می‌یابد و سپس با افزایش زاویه حمله سطح فشار صوت نیز افزایش می‌یابد.

مولر [11] مطالعه تجربی دورنینو [2] را به‌صورت عددی با مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ در عدد رینولدز 5000 و در سه زاویه حمله صفر، 13 و 45 درجه شبیه‌سازی کرد. شبیه‌سازی با شبکه‌ای با تعداد سلول‌های کم در مدل رهیافت گردابه‌های بزرگ بعضی از ویژگی‌های جریان را اصلاً پیش-بینی نمی‌کند؛ ولی در شبکه با تعداد سلول های مناسب نتایج پیش‌بینی شده برای زاویه حمله صفر درجه مطابقت خوبی با نتایج مطالعات دیگر دارد. شبیه‌سازی جریان برای زاویه حمله سیزده درجه پیچیده‌تر است. او نشان داد رهیافت گردابه‌های بزرگ با حداکثر تعداد سلول، الگوی متوسط جریان و سطح فشار صوت را با دقت مناسبی پیش‌بینی کرده است.

در مطالعه حاضر تعمیم کار تجربی دورنینو [2] و کار عددی مولر [11] برای پارامترهای بیشتر و همچنین بررسی توانایی مدل‌های اغتشاشی متفاوت انجام شده است. با استفاده از نرم‌افزار فلوئنت برای تعیین منابع نویز در اطراف و نزدیک جسم از دو مدل انتقال تنش برشی ($\kappa-\omega$ SST) و رهیافت گردابه‌های بزرگ (LES) استفاده شد. سپس به کمک آنالوژی فوکس ویلیامز-هاوکینگز، نویز در دوردست آیروآکوستیکی پیش‌بینی شد. از جهتی به عنوان نوآوری سطح فشار صوت بر روی سطح جسم جامد با استخراج داده‌های زمانی فشار در 32 نقطه بر روی سطح جسم جامد، از روابطی متفاوت با آنچه در نرم‌افزار فلوئنت وجود دارد محاسبه شده است. در مطالعه حاضرهمچنین پارامترهای جریان حول سیلندر مربعی در زاویای حمله بین صفر تا 45 درجه برای اعداد رینولدز مختلف، به صورت عددی بررسی و ارائه شده‌اند. نتایج شبیه‌سازی حاضر با کار تجربی دورنینو [2] و کار عددی مولر [11] مقایسه شده است.

## 2 - انتشار صوت

در مطالعه حاضر، از نرم‌افزار تجاری فلوئنت و از روش فوکس ویلیامز-هاوکینگز (FWH) [12] برای محاسبه سطح فشار صوت در دوردست آکوستیکی استفاده شده است. معادله دیفرانسیلی که در این روش حل می‌شود با کمی تغییر نسبت به معادله اولیه لایتهیل [13] با فرض این‌که منبع ایجاد صوت یک سطح بسته را تشکیل می دهد، به صورت رابطه (1) است.

$$\frac{1}{a_0^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial^2 t}-\nabla^2 p'=\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(T_{ij}H(f))-\frac{\partial}{\partial x_i}((P_{ij}n_j+\rho u_i(u_n-v_n))\delta(f))+\frac{\partial}{\partial t}((\rho_0 v_n+\rho(u_n-v_n))\delta(f)) \quad (1)$$

در این معادله اندیس $n$ نشان‌دهنده مولفه عمود بر صفحه تولید صدا است و اندیس $i$ نشان‌دهنده مولفه هر متغیر در راستای $x_i$ . $u$ سرعت جریان و $v$

سرعت صفحه تولید صداست. $H(f)$ تابع پله و $\delta(f)$ تابع دلتای دیراک هستند. متغیر $f$ به گونه‌ای است که مقدار صفر آن سطح تولید صدا و مقادیر بزرگ‌تر از صفر آن ناحیه انتشار موج را تشکیل می‌دهد. در این رابطه $T_{ij}$ تانسور تنش لایتهیل است.در انتشار صدا از اجسام جریان بند واقع در معرض جریان سیال عوامل مختلفی دخیل هستند. مطابق آنالوژی آکوستیکی کرل، یکی از مهم‌ترین این منابع، منابع دوقطبی سطحی تولید صدا هستند که به واسطه فشار نوسانی وارد به سطح سیلندر ایجاد می‌شوند. این منابع دو قطبی ناشی از اعمال نیروهای نوسانی به جسم، در واقع عکس العمل به نیروی وارد به جسم از سوی سیال است. در این زمینه نوسانات نیروهای برآ و پسا نقش دارند و برای هندسه‌هایی مثل سیلندرها عموماً نقش نوسانات نیروی برآ به مراتب از نقش نوسانات نیروی پسا بیشتر است. عامل مهم دیگر تانسور تنش رینولدز یا مولفه‌های متوسط و نوسانی سرعت و برهم‌کنش آن‌ها با یکدیگر است. در جریان حول سیلندرها، منابع برشی تولید صدا برخاسته از برهم کنش بین مولفه نوسانی سرعت و سرعت متوسط در تولید صدا نقشی به مراتب مهم‌تر از منابعی دارند که ناشی از برهم کنش بین مولفه‌های نوسانی سرعت با یکدیگرند. این مطلب در مورد جریان برشی آزاد برعکس است. در این جریان‌ها، برهم‌کنش مولفه‌های نوسانی سرعت با یکدیگر به عنوان منابع چهار قطبی نقش اساسی در تولید نویز دارند [14].

حل کامل معادله (1) با استفاده از انتگرال‌های سطحی و حجمی امکان‌پذیر است. انتگرال‌های سطحی معرف منابع صوت تک قطبی، دوقطبی و در برخی موارد چهارقطبی است. در حالی که انتگرال‌های حجمی معرف منبع صوت چهار قطبی هستند که نویز حجم سیال اطراف بدنه را مدل می‌کند. در نرم‌افزار فلوئنت از انتگراهای حجمی صرف‌نظر شده است زیرا منبع صوت چهارقطبی از منبع صوت دوقطبی بسیار ضعیف‌تر است [15]. فشار آکوستیکی برابر هر یک از فشارهای آکوستیکی تولید شده توسط منابع صوت تک قطبی و دو قطبی است که به‌صورت رابطه (2) به‌دست آمده است.

$$\begin{aligned}\acute{p}(\vec{x},t) &= \acute{p}_{\mathrm{T}}(\vec{x},t) + \acute{p}_{\mathrm{L}}(\vec{x},t)\\ 4\pi\acute{p}_{\mathrm{T}}(\vec{x},t) &= \int_{f=0}^{\cdot}\left[\frac{\rho_0(\dot{U}_n + U_{\dot{n}})}{r(1-M_r)^2}\right]ds \\ &\quad + \int_{f=0}^{\cdot}\left[\frac{\rho_0 U_n\{r\dot{M}_r + c_0(M_r - M^2)\}}{r^2(1-M_r)^3}\right]ds\\ 4\pi\acute{p}_{\mathrm{L}}(\vec{x},t) &= \frac{1}{c_0}\int_{f=0}^{\cdot}\left[\frac{\dot{L}_r}{r(1-M_r)^2}\right]ds \\ &\quad + \int_{f=0}^{\cdot}\left[\frac{L_r - L_M}{r^2(1-M_r)^2}\right]ds \\ &\quad + \frac{1}{c_0}\int_{f=0}^{\cdot}\left[\frac{L_r\{r\dot{M}_r + c_0(M_r - M^2)\}}{r^2(1-M_r)^3}\right]ds\end{aligned} \tag{2}$$

$$U_i = v_i + \frac{\rho}{\rho_0}(u_i - v_i) \tag{3}$$

$$L_i = P_{lJ}n_j + \rho u_i(u_n - v_n) \tag{4}$$

در رابطه (2) $\acute{p}_{\mathrm{T}}(\vec{x},t)$ و $\acute{p}_{\mathrm{L}}(\vec{x},t)$ منابع صوت تک قطبی و دوقطبی هستند. $L_r$ بیانگر ضرب دو متغیر است ($L_r = L_i r_i$)، اندیس $r$ نشان‌دهنده مولفه در راستای انتشار صوت (شعاعی) و $n$ نشان‌دهنده مولفه عمود بر صفحه تولید صدا و $M$ بردار عدد ماخ است. بر روی پارامترهایی که از نقطه استفاده شده، مفهوم مشتق زمانی را بیان می‌کند.

فرایند حل به این صورت است که ابتدا یک سطح بسته، حول جسم مورد مطالعه در نظر گرفته می‌شود. پس از حل معادلات ناویر استوکس در گام‌های زمانی کوچک و درون این سطح بسته، متغییرهای فشار، گرادیان فشار و سرعت در گام‌های زمانی مختلف بر روی سطح مشخص می‌گردند. با در اختیار داشتن این اطلاعات و با استفاده از تابع گرین انتگرال معادله‌ی موج آکوستیکی حل و فشار آکوستیکی در نقاط دوردست محاسبه می‌شود. سطح فشار صوت با استفاده از فشار آکوستیکی محاسبه شده از رابطه (2) و رابطه (5) قابل محاسبه است.

$$spl = 20\log\frac{\acute{p}_{\mathrm{rms}}}{p_0} \tag{5}$$

$p_0$ فشار مبنا و برابر با $20\mu\mathrm{Pa}$ [16] است.

با توجه به این‌که نرم‌افزار فلوئنت توانایی محاسبه سطح فشار صوت در دوردست آکوستیکی یعنی در محیطی که سیال ساکن است را داراست به منظور محاسبه سطح فشار صوت بر روی سطح جامد تغییرات فشار با زمان در 32 نقطه بر روی سطح سیلندر ثبت و با استفاده از رابطه (6) سطح فشار صوت روی سطح سیلندر محاسبه شده است.

$$\begin{aligned}SPL &= 20\log\left(\frac{\acute{p}_{\mathrm{rms}}}{p_0}\right)\\ \acute{p}_{\mathrm{rms}} &= \sqrt{\frac{(\acute{p_1}^2 + \acute{p_2}^2 + \cdots + \acute{p_n}^2)}{n}}\\ \acute{p_\iota} &= p_\iota - \overline{p_\iota}\end{aligned} \tag{6}$$

در این رابطه $p_0 = 20\mu\mathrm{Pa}$ ، $p_i$ مولفه نوسانی فشار لحظه‌ای برحسب Pa است. در هر گام زمانی فشار در هر 32 نقطه ثبت می‌شود. پارامتر $n$ برابر با تعداد نمونه هایی است که برای هر نقطه ثبت شده است، به عبارت دیگر این پارامتر با تعداد گام زمانی برابر است.

## 3 - رهیافت گردابه‌های بزرگ

رهیافت گردابه‌های بزرگ براساس تئوری کولموگروف پایه‌گذاری شده است [17]. در این تئوری فرض شده است که گردابه‌های بزرگ وابسته به هندسه جریان هستند و مشخصات گردابه‌های کوچک برای تمام هندسه‌ها یکنواخت است. توجیه این روش این است که گردابه‌های بزرگ‌تر بیشتر انرژی جریان را با خود حمل نموده و در جریان‌های مختلف بسیار متفاوت هستند. مقیاس‌های کوچک در مقایسه با مقیاس‌های بزرگ، بیشتر ایزوتروپیک، همگن، اتفاقی و بی‌قاعده بوده و دارای طول عمر کوتاه‌تری هستند. همچنین این گردابه‌ها سریع‌تر میرا شده و نیز کمتر تحت تاثیر شرایط مرزی قرار می‌گیرند و در اکثر جریان‌ها تا حدی مشابه هستند. این ویژگی اجازه می‌دهد که گردابه‌های بزرگ به‌طور صریح و دقیق حل شده و گردابه‌های کوچک به وسیله مدل‌سازی مقیاس زیر شبکه، مدل‌سازی شوند.

معادلات رهیافت گردابه‌های بزرگ با اعمال نمودن نوعی فیلتر عمومی مکانی بر معادلات اصلی جریان به دست می‌آیند. این کار برای محدود نمودن اندازه مقیاس‌های موجود در جریان انجام می‌گیرد. در این فرآیند، یک متغیر عمومی به یک مولفه با مقیاس بزرگ و یک مولفه با مقیاسی کوچک‌تر از اندازه شبکه تجزیه می‌شود. فیلتر نمودن سرعت به‌صورت رابطه (7) می‌باشد [18].

$$\overline{u_i} = \int G(x,\acute{x})u_i(\acute{x})d\acute{x} \tag{7}$$

در این رابطه منظور از $G(x,\acute{x})$ تابع فیلتر است که نوسانات مکانی با طولی کوچک‌تر از $\Delta x$ را میرا می‌کند. اگر معادلات ناویر استوکس فیلتر شوند معادلات به‌دست آمده شباهت زیادی با معادلات متوسط‌گیری شده زمانی ناویر استوکس (معادلات RANS) دارند. برای جریان تراکم‌ناپذیر بدون نیروی حجمی معادله ساده شده ناویر استوکس در شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ به‌صورت رابطه (8) است [18].

$$\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial\overline{u_i}\,\overline{u_j}}{\partial x_j} + \frac{\partial\tau_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2\overline{u_i}}{\partial x_j\partial x_j} \tag{8}$$

در مفاهیم رهیافت گردابه‌های بزرگ تنش‌های مقیاس زیر شبکه به صورت

معادله (9) است.

$$\tau_{ij} = \left(\overline{\overline{u_i}\,\overline{u_j}} - \overline{u_i}\,\overline{u_j}\right) + \left(\overline{\overline{u_i}\,u_j'} + \overline{\overline{u_j}\,u_i'}\right) + \overline{u_i'u_j'} \quad (9)$$

نقش تنش مورد اشاره در معادله فوق، در رهیافت گردابه‌های بزرگ مشابه تنش رینولدز در معادلات متوسط‌گیری شده ناویر استوکس است.

در همین ارتباط، در سال 1963 اسماگورینسکی تنش‌های مقیاس زیر شبکه را به صورت معادله‌ی (10) ارائه داد.

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -v_T\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right) = -2v_T\overline{S_{ij}} \quad (10)$$

که $\overline{S_{ij}}$ تانسور نرخ کرنش، $\delta_{ij}$ دلتا کرونکر و $v_T$ ویسکوزیته توربولانسی هستند. در این مطالعه از این مدل زیر شبکه استفاده شده است. این مدل نسبت به مدل‌های دیگر نتایج بهتری را شبیه‌سازی می‌کند [19]. مدل اسماگورینسکی پرکاربردترین مدل زیر شبکه در شبیه‌سازی عددی جریان آشفته به رهیافت شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ است،که توان‌مندی آن در مدل‌سازی جریان آشفته در هندسه‌های مختلف اثبات شده است. از جمله این هندسه‌ها می‌توان به سیلندر مستطیلی، سیلندر مربعی، مدل ساختمان‌های شهری و ... اشاره نمود.

## 4 - مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$

مدل انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ توسط منتر [20] به‌منظور آمیختن فرمول‌بندی مدل $\kappa-\omega$ در نواحی نزدیک دیوار با مدل $\kappa-\varepsilon$ در نواحی دور از دیواره ارائه شده است. این مدل هم‌زمان توانایی بالای مدل $\kappa-\omega$ در نواحی با عدد رینولدز پایین و توانایی بالای مدل $\kappa-\varepsilon$ در نواحی با عدد رینولدز بالا را در اختیار گرفته است. مدل استاندارد $\kappa-\omega$ و شکل تبدیل یافته‌ی مدل $\kappa-\varepsilon$ هر دو در یک تابع آمیختگی ضرب شده و سپس با یکدیگر جمع شده است.

معادله انتقال برای $\kappa$ و $\omega$ به صورت رابطه (11) و (12) است [20].

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = P_k - \beta^*\rho k\omega + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\mu + \sigma_k\mu_t)\frac{\partial k}{\partial x_i}\right] \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i\omega)}{\partial x_i} = \alpha\rho S^2 - \beta\rho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\mu + \sigma_\omega\mu_t)\frac{\partial\omega}{\partial x_i}\right] + 2(1-F_1)\rho\sigma_{\omega2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_i}\frac{\partial\omega}{\partial x_i} \quad (12)$$

$F_1$ تابع آمیختگی است که به‌صورت رابطه (13) تعریف می‌شود. تابع آمیختگی طوری طراحی شده است که در نواحی نزدیک دیوار دارای مقدار یک که باعث فعال شدن مدل $\kappa-\omega$ و در نواحی دور از دیوار دارای مقدار صفر که باعث فعال شدن مدل $\kappa-\varepsilon$ می‌شود. این خصوصیات باعث شده است که مدل انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ برای دسته وسیعی از جریانات حاوی گرادیان فشار معکوس و ایرفویل نسبت به مدل استاندارد $\kappa-\omega$ بسیار دقیق‌تر و مطمئن‌تر باشد. این روش می‌تواند قابلیت‌های هر دو مدل را افزایش قابل توجهی دهد [20].

$$F_1 = \left\{\left\{\min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right), \frac{4\rho\sigma_{\omega2}k}{CD_{k\omega}y^2}\right]\right\}^4\right\} \quad (13)$$

در رابطه (13) $y$ فاصله تا نزدیکترین دیوار و $CD_{k\omega}$ به‌صورت رابطه (14) تعریف می‌شود [20].

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\sigma_{\omega2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_i}\frac{\partial\omega}{\partial x_i}, 10^{-10}\right) \quad (14)$$

ویسکوزیته آشفتگی به صورت رابطه (15) تعریف می‌شود [20].

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1\omega, SF_2)} \quad (15)$$

که $S$ نرخ کرنش و $F_2$ دومین تابع آمیختگی است که به‌صورت رابطه (16) تعریف می‌شود [20].

$$F_2 = \tanh\left\{\left\{\left[\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^*\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right)\right]\right\}^2\right\} \quad (16)$$

با استفاده از رابطه (17) اگر $F_1$ برابر صفر باشد از ضرایب $\kappa-\varepsilon$ و اگر برابر یک باشد از ضرایب $\kappa-\omega$ استفاده می‌شود [20].

$$\alpha = \alpha_1 F_1 + \alpha_2(1-F_1) \quad (17)$$

ضرایب ثابت در این مدل ترکیبی از ضرایب ثابت مدل $\kappa-\varepsilon$ و $\kappa-\omega$ هستند. ضرایب در رابطه (18) آمده است [20].

$$\beta^* = 0.09, \alpha_1 = \frac{5}{9}, \beta_1 = \frac{3}{4}, \sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{\omega1} = 0.5$$
$$\alpha_2 = 0.55\ , \beta_2 = 0.0828\ , \sigma_{k2} = 1\ , \sigma_{\omega2} = 0.856 \quad (18)$$

عدد استروهال برای جریان حول یک سیلندر را می‌توان با استفاده از معادله (19) به دست آورد [11]:

$$St = \frac{fD}{U} \quad (19)$$

که $St$ عدد استروهال، $D$ طول ضلع سیلندر و $U$ سرعت جریان آزاد و $f$ فرکانس ریزش گردابه است. برای محاسبه فرکانس ریزش گردابه از نمودار تغییرات ضریب برآ استفاده می‌شود. در نمودار ضریب برآ در گام‌های زمانی مختلف فاصله بین دو قله یا دو دره متناوب بدست می‌آید. با استفاده از رابطه (20) فرکانس ریزش گردابه محاسبه می‌گردد.

$$f = \frac{1}{\Delta t} \quad (20)$$

در این رابطه $\Delta t$ فاصله زمانی بین دو قله متوالی است

## 5 - مدل‌سازی عددی

سیلندر مربعی با طول ضلع 36 میلی‌متر مطابق با آنچه دورنینو [2] به صورت تجربی آزمایش کرده است، مدل‌سازی شد و در همین راستا شبکه ای سه‌بعدی مطابق آنچه در "شکل 1" آمده است، تولید گشت. $D$ طول ضلع سیلندر، $x_{\text{up}}$ طول بالادست جریان با اندازه پانزده برابر طول ضلع سیلندر، $x_{\text{down}}$ طول پایین دست جریان با اندازه چهل برابر طول ضلع سیلندر و $x_b$ طول بافر با اندازه ده برابر طول ضلع سیلندر هستند. به این منظور منطقه بافر اضافه شده تا عمل میرا کنندگی امواج را انجام دهد زیرا در مطالعات عددی که قبل‌تر انجام شده [11] چنین نتیجه‌گیری شده است که در مرز خروجی نباید نوسانات فشار وجود داشته باشد. $H$ طول ارتفاع میدان حل با اندازه ده برابر طول ضلع سیلندر و $L$ طول بعد سوم میدان حل با اندازه 12.5 برابر طول ضلع سیلندر است.

ایجاد هندسه سه‌بعدی و شبکه محاسباتی با استفاده از نرم‌افزار گمبیت انجام گرفته و شبکه به‌صورت بی سازمان، غیریکنواخت و چهار وجهی است. به منظور افزایش دقت محاسباتی در نزدیکی سیلندر از شبکه با تراکم بیشتری استفاده شده است. در "شکل 2" شبکه تولید شده در نزدیکی سیلندر نشان داده شده است.

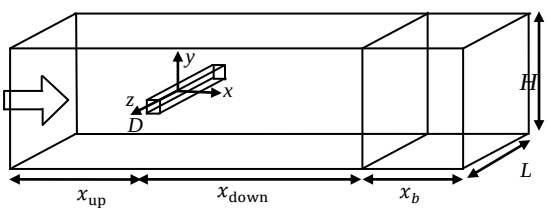



**Fig. 1** Computational domain

**شکل 1** دامنه محاسباتی

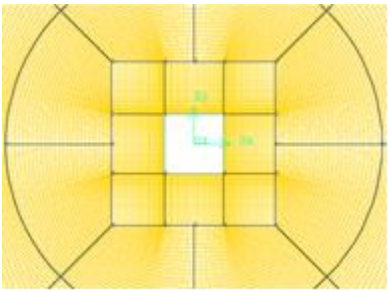


**Fig. 2** computational grid generated near the cylinder

**شکل 2** شبکه تولید شده در نزدیکی سیلندر

به منظور یافتن جواب‌های مستقل از شبکه محاسباتی، شبکه‌هایی در محدوده 0.795 تا 1.9 میلیون سلول ایجاد شده و ضریب فشار متوسط ($Cp$) روی سطح سیلندر در عدد رینولدز 69000 برای تمام شبکه‌ها در زاویه حمله ($\alpha$) صفر درجه محاسبه شد. نتایج مشابهی برای اعداد رینولدز دیگر نیز به‌دست آمده است. شبکه با 1.7 میلیون سلول به عنوان شبکه مورد بررسی انتخاب شده است، زیرا این شبکه اختلاف کمی با شبکه 1.9 میلیون سلول داشته و از جهتی تطابق خوبی با نتایج تجربی دورنینو [2] دارد. نتایج حل با شبکه با ابعاد مختلف در "شکل 3" نشان داده شده و با نتایج تجربی دورنینو [2] به عنوان اعتبارسنجی روش عددی مقایسه شده است.

شرط مرزی ورودی سرعت یکنواخت ثابت است. میزان اغتشاش جریان بالادست برابر با 0.2 درصد در نظر گرفته شده است. با توجه به کار تجربی دورنینو [2] اتاق آزمون به‌صورت باز است و سیلندر در برابر دریچه نازل قرار گرفته است لذا برای مرز خروجی و صفحات بالایی و پایینی از شرط مرزی فشارخروجی استفاده شده است. از جهتی دو طرف سیلندر با استفاده از دو صفحه به دریچه نازل متصل شده است لذا صفحات کناری، دیوار با شرط عدم لغزش استفاده شده است. شبیه‌سازی عددی جریان برای اعداد رینولدز 5000، 46000 و 69000 متناسب با کار تجربی دورنینو [2] به کمک دو مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ و رهیافت گردابه‌های بزرگ با گام زمانی 0.0001 ثانیه برای شش زاویه حمله صورت گرفته است. حل عددی برای 50000 گام زمانی انجام شده است.

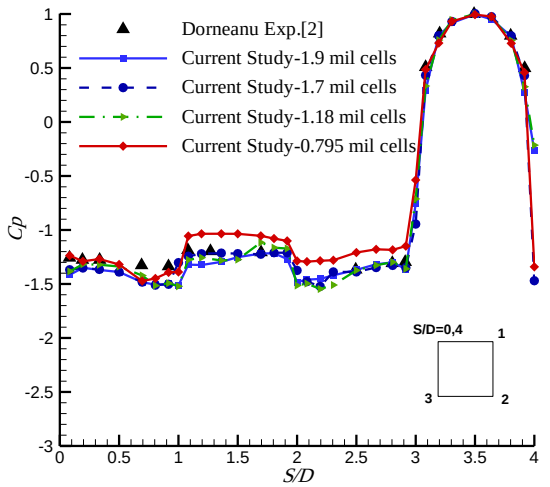



**Fig. 3** Mean Cp distribution on the rod surface for any mesh structure

**شکل 3** ضریب فشار متوسط روی سطح سیلندر در شبکه‌های مختلف

## 6 - نتایج

در بخش اول پژوهش حاضر پارامترهای جریان مورد بررسی قرار می‌گیرد. "شکل 4" پروفیل‌های جریان متوسط‌گیری شده حاصل از مدل‌های اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ و رهیافت گردابه‌های بزرگ (LES) و کار تجربی PIV [21] در عدد رینولدز 46000 و صفحه $z=0$ برای سه زاویه حمله صفر درجه، 13درجه و 45 درجه را نشان می‌دهد. به وضوح مشخص است که توزیع سرعت‌های شبیه‌سازی شده در هر دو مدل اغتشاشی بسیار نزدیک به کار تجربی هستند. مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ در زاویه صفر درجه طول دنباله جریان را اندکی کوچکتر پیش‌بینی کرده است که این اختلاف ناچیز می‌باشد. زاویه حمله سیزده درجه به دلیل شرایط خاص جدایی و اتصال جریان، زاویه حمله بحرانی شناخته می‌شود. در این زاویه جریان در لبه جلویی صفحه پایینی از سطح جدا شده و در نزدیکی لبه عقبی همان سطح اتصال به سطح روی می‌دهد و ناحیه چرخشی کوچکی روی سطح پایینی ایجاد می‌شود. هر دومدل اغتشاشی این پدیده را به خوبی شبیه‌سازی کرده‌اند ولی مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ طول دنباله را اندکی بزرگتر پیش‌بینی کرده است. در زاویه 45 درجه که الگو جریان متقارن است هر دو مدل اغتشاشی به خوبی جریان را پیش‌بینی کرده‌اند.

توزیع فشار اطراف سیلندر از پارامترهای موثر در توصیف الگوی جریان اطراف سیلندر است. به این منظور در" شکل 5" توزیع متوسط زمانی ضریب فشار اطراف سیلندر برای سه زاویه حمله صفر، 13 و 45 درجه برای عدد رینولدز 5000 در صفحه $Z/D=5$ با توجه به کار تجربی دورنینو [2] نشان داده شده است. نتایج نشان می‌دهد هر دو مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ و رهیافت گردابه‌های بزرگ در زاویه حمله صفر و 45 درجه الگو جریان را متقارن و با دقت معقولی پیش‌بینی کرده است. در زاویه حمله 13 درجه شبیه‌سازی سخت‌تر می‌باشد، در این زاویه کاهش فشار در سطح پایینی دیده شده که ناشی از اتصال مجدد خطوط جریان به سطح است. مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ تمام سطوح به جز $2\le S/D\le 3$ را به دقت شبیه‌سازی کرده است. علت این خطا نیز شاید نیاز به ریزتر شدن شبکه برای رسیدن به یک جواب دقیق با رهیافت گردابه‌های بزرگ برای این حالت بحرانی است [11]. مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ کاهش فشار در سطح زیر یعنی $2\le S/D\le 3$ که نشان دهنده گردابه کوچک در کنار این سطح را به خوبی شبیه‌سازی کرده است. اختلاف فشار در کنار سطوح دیگر زیر 10 درصد شبیه‌سازی شده است.

در ادامه پژوهش حاضر ضرایب نیروی برآ و پسا و نوسانات نیروی برآ مورد بررسی قرار گرفته است. در "شکل 6" تغییرات ضریب برآ متوسط‌گیری شده در سه عدد رینولدز 5000، 46000 و 69000 در زوایای حمله مختلف نشان داده شده است. نیروی برآ، نیرویی است که به سمت عمودی به جسم وارد می‌شود. در زاویه صفر و 45 درجه به دلیل تقارن موقعیت قرارگیری هندسه نیروهای عمودی که به جسم وارد می‌شود برابر است لذا ضریب برآ متوسط در این دو زاویه برابر صفر است. هر دو مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ و رهیافت گردابه‌های بزرگ این دو زاویه را به خوبی پیش‌بینی کرده‌اند. در سایر زوایای حمله این تقارن وجود ندارد و لذا نیروی برآ متوسط در حالت کلی مخالف صفر خواهد شد. در زاویه حمله 13 درجه بیشترین نیرو به سیلندر وارد شده ولی چون این نیرو در خلاف جهت محورهای قراردادی است به صورت عدد منفی نشان داده شده است. نتایج هر دو مدل در اکثر زوایا قابل قبول می‌باشد و لی مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ زاویه

بحرانی را بهتر پیش‌بینی کرده است.

ضریب نوسانات نیروی برآ یکی از عوامل تأثیر گذار بر تولید صوت است. این ضریب رابطه مستقیم با تولید صوت دارد [11]. با کاهش ضریب نوسانات نیروی برآ صدای تولیدی کاهش و با افزایش ضریب نوسانات نیروی برآ صدای تولیدی افزایش می‌یابد. در "شکل 7" ضریب نوسانات نیروی برآ در زوایای حمله مختلف و عدد رینولدز 46000 نشان داده شده است. با افزایش زاویه نوسانات ضریب نیروی برآ کاهش یافته تا در زاویه حمله 13 درجه به کمترین مقدار خود می‌رسد سپس با افزایش زاویه حمله این کمیت نیز افزایش می‌یابد. هر دو مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa - \omega$ و رهیافت گردابه‌های بزرگ در اکثر زوایا اعداد مشابهی را پیش بینی کرده اند و نتایج قابل قبول است. در زاویه حمله 13 درجه مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ با اختلاف 9 درصدی و مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa - \omega$ با اختلاف 14 درصدی نوسان نیرو برآ را نسبت به کار تجربی دورنینو [2] پیش‌بینی کرده است.

ضریب نیروی پسا پارامتر دیگری از جریان است که بررسی این پارامتر کمک شایانی به شناخت دنباله هندسه می‌کند. این پارامتر به نوعی، بیانگر قدرت گردابه‌های جدا شده از سیلندر است. به این منظور در "شکل 8" تغییرات ضریب پسا متوسط‌گیری شده در سه عدد رینولدز 5000، 46000 و 69000 برای زوایای حمله مختلف نشان داده شده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش زاویه حمله ضریب پسا به حداقل مقدار خود در محدوده زاویه 13 درجه می‌رسد در این زاویه اندازه طولی دنباله جریان بزرگتر شده و از جهتی لایه برشی جدا شده متراکم‌ترمی‌شود و پهنای ناحیه دنباله کاهش می‌یابد. با افزایش زاویه حمله، پهنای ناحیه ویک افزایش یافته و ضریب پسا افزایش می‌یابد. هر دو مدل اغتشاشی ضریب پسا را با اختلاف کمتر از 10 درصد با نتایج تجربی پیش‌بینی کرده‌اند. با افزایش عدد رینولدز تغییرات ضریب پسا روند یکسانی را دارد.

در هندسه‌هایی که دارای لبه‌های تیز و نقاط جدایی ثابت هستند، افزایش عدد رینولدز تأثیر چشم‌گیری بر روی توزیع ضریب فشار متوسط

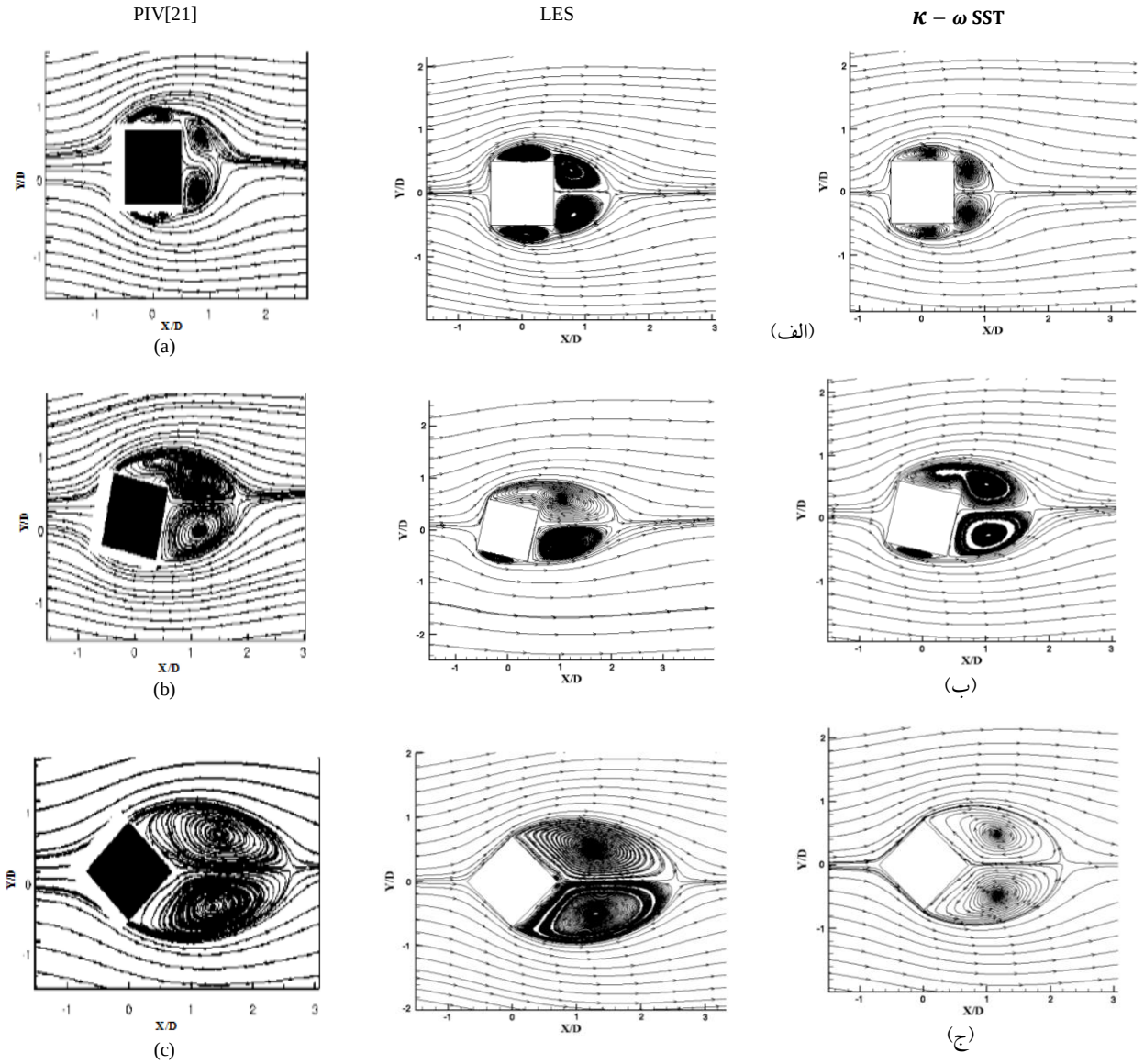
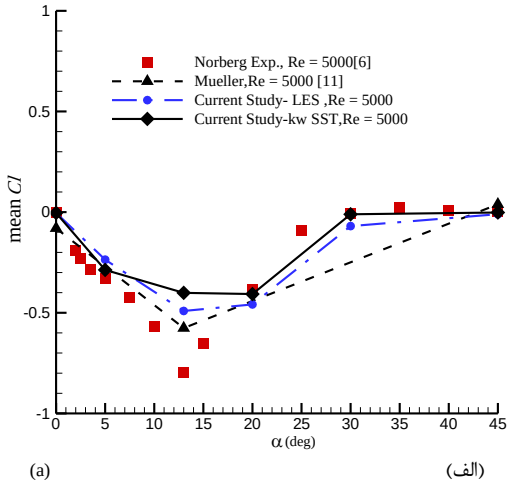
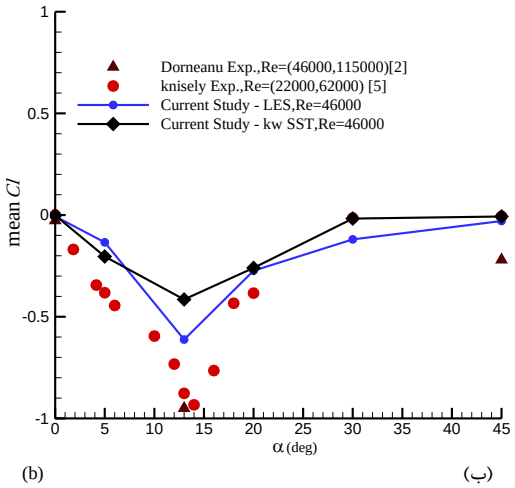



**Fig. 4** time Averaged streamlines for Reynolds number 46000: a)Angle of attack 0 b)Angle of attack 13 c) Angle of attack 45

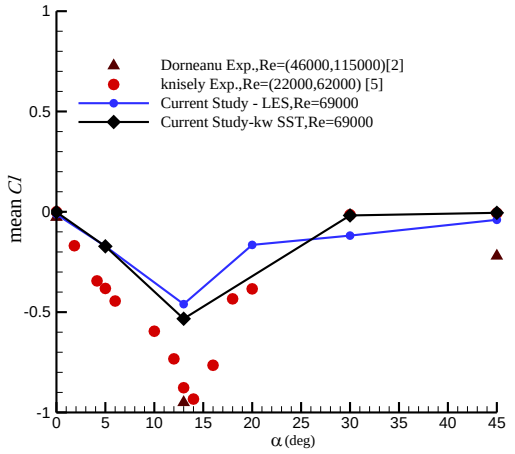
**شکل 4** خطوط متوسط جریان در عدد رینولدز 46000: الف) زاویه حمله صفر درجه ب) زاویه حمله 13 درجه پ) زاویه حمله 45 درجه




(a) (الف)



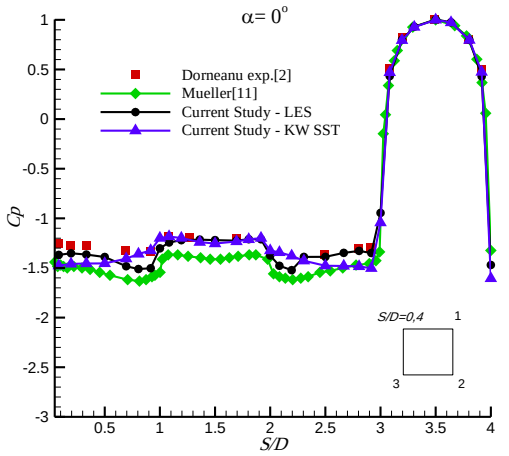

(b) (ب)



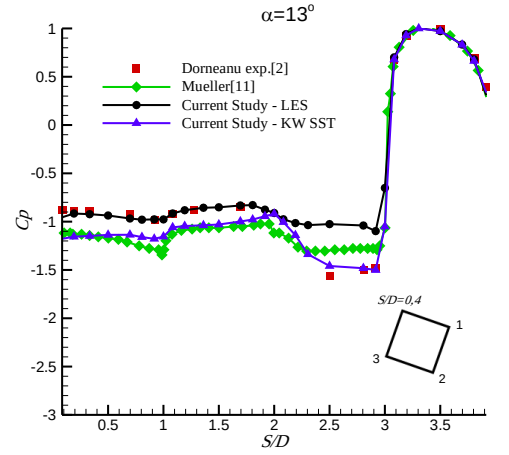

(c) (ج)

**Fig. 6** Mean lift coefficient variation with Angle of attack :a) Reynolds number 5000 b) Reynolds number 46000 c) Reynolds number 69000

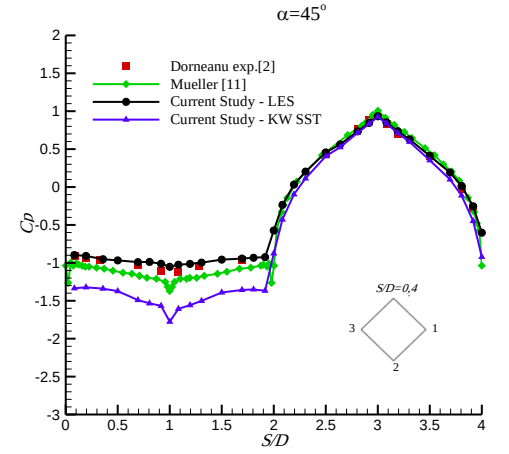
**شکل 6** تغییرات ضریب برآی متوسط در زوایای حمله مختلف: الف) عدد رینولدز 5000 ب) عدد رینولدز 46000 ج) عدد رینولدز 69000




(a) (الف)




(b) (ب)




(c) (ج)

**Fig. 5** Mean Cp distribution on the rod surface for Reynolds number 5000: a)Angle of attack 0 b)Angle of attack 13 c) Angle of attack 45

**شکل 5** توزیع فشار اطراف سیلندر درعدد رینولدز 5000 : الف) زاویه حمله صفر درجه ب) زاویه حمله 13 درجه ج) زاویه حمله 45 درجه

ندارد. به این منظور ضریب فشار متوسط در اعداد رینولدز 46000 و 69000 در زاویه حمله بحرانی در "شکل 9" رسم شده است. نتایج به وضوح نشان می‌دهد تغییر چشم‌گیری در ضریب فشار دیده نمی‌شود از جهتی مقایسه با نتایج تجربی [2] توانایی مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa - \omega$ در اعداد رینولدز بالا مشخص می‌شود.

در بخش دوم پژوهش حاضر سطح صدای تولید شده از برخورد سیال به سیلندر مورد بررسی قرار گرفته شده است. به این منظور ابتدا جریان سیال با دقت مناسب حل می‌شود، سپس معادلات آکوستیکی فعال شده و حل ادامه می‌یابد. بعد از تشکیل دوباره چند ریزش گردابه حل را متوقف و با وارد کردن مختصات نقاط شنونده‌ها سطح فشار صوت در دوردست آکوستیکی بدست

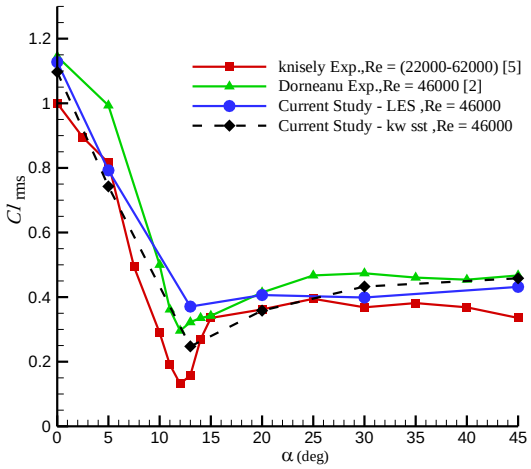


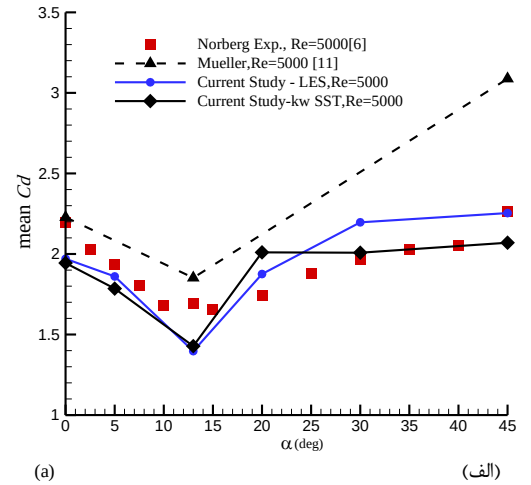

**Fig.7** Fluctuating lift coefficient variation with Angle of attack

**شکل 7** تغییرات ضریب نوسانات نیروی برآ در زوایای حمله مختلف

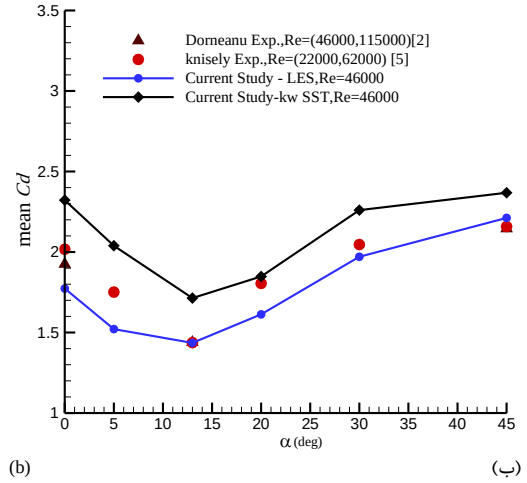
می‌آید. دو شنونده در مختصات (0، 0.55، 0.21) و (0، -0.55، 0.21) خارج از میدان حل عددی معرفی شده مطابق با کار تجربی دورنینو [2] تعریف شده‌اند (فواصل به متر هستند). با توجه به این که سطح فشار صوت در روش FWH براساس نوسانات سطحی فشار محاسبه می‌شود لذا لزومی ندارد که شنونده‌ها در داخل میدان حل عددی قرار گیرند. این دو گیرنده بر روی محیط دایره‌ای به شعاع 0.589 متر به مرکزیت سیلندر قرار دارند. در "شکل 10" موقعیت قرارگیری دو شنونده نشان داده شده است. با توجه به این‌که دو شنونده به صورت متقارن قرار دارند و در محیطی قرار گرفته‌اند که جریان سیال به حالت سکون در آمده است، اعداد سطح فشار صوت ثبت شده به وسیله شنونده‌ها اختلاف بسیار ناچیزی با هم داشته است.

سطح فشار صوت برای شش زاویه حمله و اعداد رینولدز 5000 و 69000 در "شکل 11" نشان داده شده است. همان طور که قبل‌تر گفته شد نوسانات نیروی برآ تأثیر مستقیم بر سطح فشار صوت دارد. نمودار سطح فشار صوت روند یکسانی هم‌چون نمودار ضریب نوسانات نیروی برآ را دارد. با افزایش زاویه حمله تا زاویه حمله 13 درجه سطح فشار صوت کاهش می‌یابد و سپس با افزایش زاویه حمله سطح فشار صوت نیز افزایش می‌یابد.

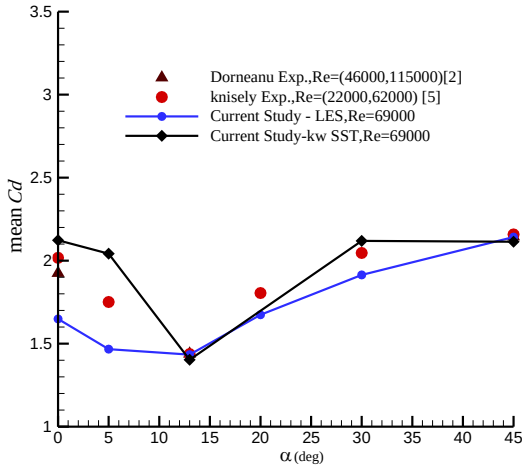
با افزایش عدد رینولدز تأثیر شدت آشفتگی بر سطح فشار صوت بررسی شده است. همان‌طور که مشخص است سطح فشار صوت در تمام نقاط در عدد رینولدز 69000 از عدد رینولدز 5000 بیشتر است. از جهتی دیگر با




(a) (الف)




(b) (ب)




(c) (ج)

**Fig. 8** Mean drag coefficient variation with Angle of attack :a) Reynolds number 5000 b) Reynolds number 46000 c) Reynolds number 69000

**شکل 8** تغییرات ضریب پسای متوسط در زوایای حمله مختلف: الف) عدد رینولدز 5000 ب) عدد رینولدز 46000 ج) عدد رینولدز 69000

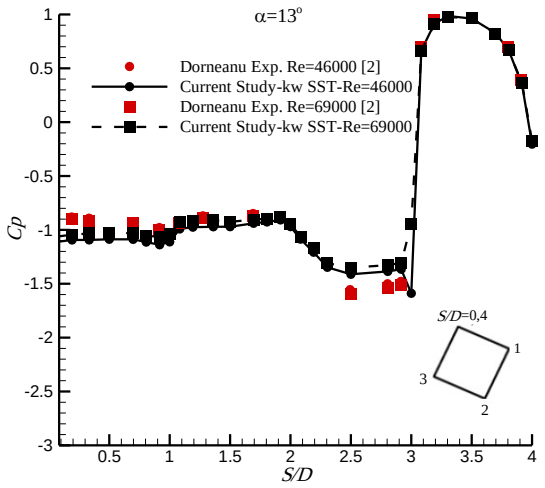



**Fig.9** Mean Cp distribution on the rod surface for Reynolds numbers 46000 and 69000 At Angle of attack $13^0$

**شکل 9** تغییرات ضریب فشار متوسط در اعداد رینولدز 46000 و 69000 در زاویه حمله 13 درجه

افزایش عدد رینولدز روند تغییرات سطح فشار صوت ثابت مانده است. هر دو مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\omega - \kappa$ و رهیافت گردابه‌های بزرگ در اکثر زوایا با اختلاف کمتر از 10 درصد نتایج را پیش بینی کرده اند و نتایج قابل قبول است. درزاویه حمله بحرانی مدل انتقال تنش برشی $\omega - \kappa$ با اختلاف 4.4 درصد و مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ با اختلاف 9.8 درصد با نتایج تجربی سطح فشار صوت را پیش‌بینی کرده‌اند. دلیل نتایج ضعیف‌تر از مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ به حساسیت این مدل به شبکه برمی‌گردد. در این مدل اغتشاشی علاوه بر این‌که $y^+ \approx 1$ باشد، رشد شبکه در سه‌جهت دیگر هم حائز اهمیت است. تعداد شبکه کم در کل میدان می‌تواند بر روی جواب‌ها در دوردست تأثیر بگذارد.

سطح فشار صوت بر روی محیط دایره‌ای به فاصله شعاعی 0.589 متر از سیلندر در زاویه حمله 45 درجه و عدد رینولدز 5000 بررسی شده است. به این منظور مختصات 12 شنونده در زوایای مختلف تعریف شده و سطح فشار صوتی دریافتی توسط هر یک از آن‌ها محاسبه شده است. نتیجه این کار در "شکل 12" نشان داده شده است. در منابع صوت دوقطبی انتشار صوت یکسانی در تمام جهات وجود ندارد و براساس روابط تئوری [15] کمترین سطح فشار صوت در زوایای 90 درجه و 270 درجه، و بیشترین سطح فشار صوت در زوایای صفر درجه و 180 درجه است. با توجه به نتیجه حاصله به وضوح دوقطبی بودن این منبع صوت مشخص است. به‌طور کلی الگوی جهتی میدان آکوستیکی در چنین مسایلی، الگویی دو قطبی است. این رفتار بیانگر منشا فیزیکی انتشار دوقطبی صداست که ناشی از یک مکانیزم پخش است که با آن حرکت برشی موج‌های گردابه‌ای به انرژی آکوستیکی در دیواره‌های صلب سیلندر تبدیل می‌شوند. از جهتی با توجه به این که دامنه نوسانات نیروی برآ حدود ده برابر نیروی پسا است [11]. لذا انتشار صوت بیشتر تحت تأثیر نوسانات برآ قرار دارد و بیشترین مقدار سطح فشار صوت در راستای عرضی است [22]. هر دو مدل اغتشاشی نتایج مشابه پیش‌بینی کرده و اختلاف با نتیجه تجربی [2] بسیار کم است.

در قسمتی دیگر از پژوهش حاضر تأثیر آشفتگی مورد بررسی قرار گرفته شده است. به این منظور شنونده‌ها در فاصله شعاعی 0.5 متر ثابت در نظر گرفته شده و اعداد رینولدز افزایش پیدا کردند. نتایج با مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\omega - \kappa$ در "شکل 13" نشان داده شده است. همان‌طور که در نتایج مشهود است با افزایش عدد رینولدز سطح فشار صوت افزایش یافته است. از جهتی با افزایش عدد رینولدز اختلاف آشفتگی در جهات کمتر شده و نمودار جهتی به شکل هندسی بیضی نزدیک می‌شود.

در قسمتی دیگر از پژوهش حاضر تأثیر فاصله بر سطح فشار صوت مورد بررسی قرار گرفته شده است. به این منظور شنونده‌ها در سه فاصله شعاعی 0.5 متر، 1 متر، 1.5 متر در نظر گرفته شده و عدد رینولدز ثابت گرفته شده

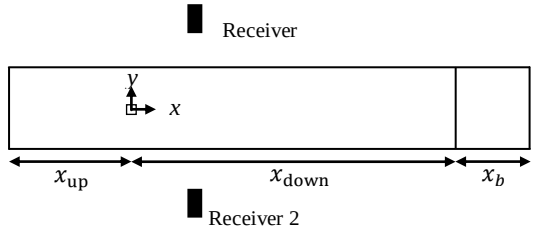



**Fig. 10** schematic location of receivers

**شکل 10** شماتیک قرارگیری شنونده‌ها

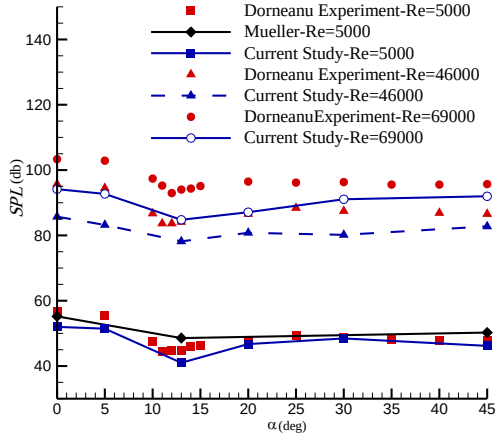



**Fig. 11** Far field sound pressure level for any angle of attack Reynolds numbers 5000 and 69000

**شکل 11** سطح فشار صوت در دوردست آکوستیکی در زوایای حمله مختلف در اعداد رینولدز 5000 و 69000

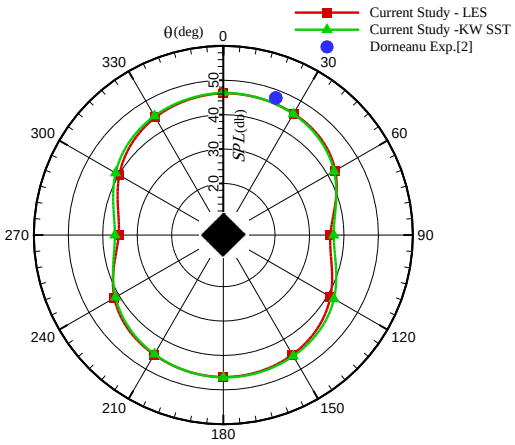
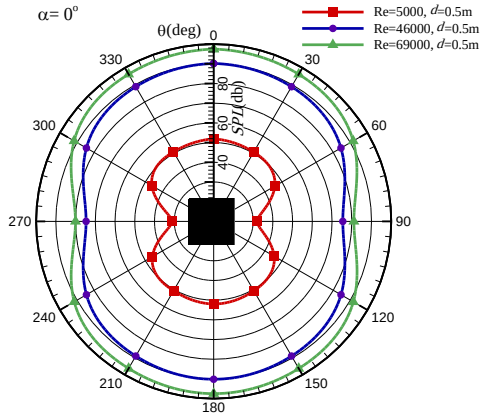



**Fig. 12** Directivity of sound pressure level for Reynolds number 5000 At R=0.589m and angle of attack $45^0$

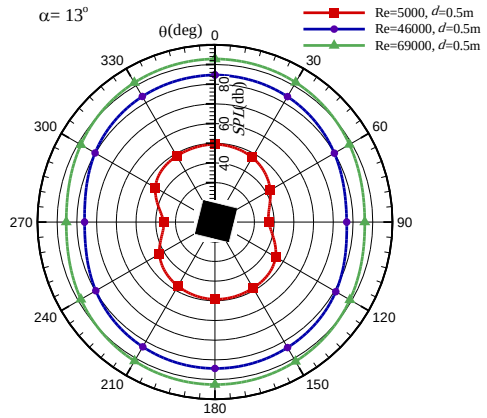
**شکل 12** سطح فشار صوت در فاصله شعاعی 0.589 در عدد رینولدز 5000 و زاویه حمله 45 درجه

است. نتایج در "شکل 14" نشان داده شده است. همان‌طور که اگر شنونده‌ای در نزدیک یک بلندگو قرار گیرد، هر چه از بلندگو فاصله بگیرد صدای کمتری می‌شنود.در این قسمت پژوهش این نتیجه نمایش داده شده است. در تمام زوایا در فاصله 0.5 متری سطح فشار صوت بیشتر از فواصل 1 متری و 1.5 متری است.

با توجه به این‌که نرم‌افزار تجاری فلوئنت سطح فشار صوت را در مکانی که نوسانات سیال از بین رفته است محاسبه می‌کند و محاسبه مستقیم سطح فشار صوت روی سطح به‌طور صحیح و مستقیم با این نرم‌افزار امکان‌پذیر نیست لذا برای محاسبه سطح فشار صوت روی سطح جسم جامد نوسانات فشار در 32 نقطه روی سطح سیلندر، نسبت به زمان ثبت شده و با استفاده از تعریف سطح فشار صوت (رابطه 6)، این کمیت محاسبه شده است. نتایج توزیع سطح فشار صوت بر روی سطح سیلندر در دو عدد رینولدز 46000 و 69000 با مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\omega - \kappa$ در "شکل 15" نشان داده شده است. نمودارها نشان می‌دهد سطح فشار صوت در زاویه 13 درجه کمتر از دیگر زوایا است و مشابه این نتیجه در دوردست آکوستیکی نیز به‌دست




(a) (الف)




(b) (ب)

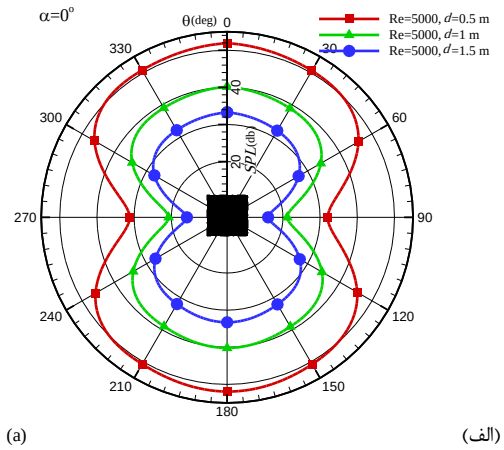
**Fig. 13** Directivity of sound pressure level for distance 0.5m At three Reynolds number: a)Angle of attack 0 b)Angle of attack 13

**شکل13** نمودار جهتی سطح فشار صوت در فاصله 0.5 متری درسه عدد رینولدز مختلف: الف) زاویه حمله صفر درجه ب) زاویه حمله 13 درجه

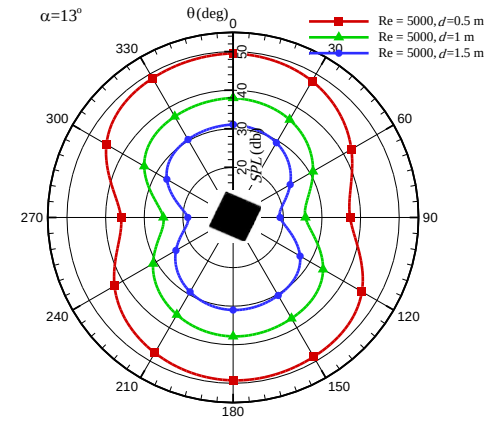
آمد. با افزایش عدد رینولدز روند کلی سطح فشار صوت ثابت است ولی افزایش در مقدار این کمیت دیده می‌شود. در هر سه زاویه در سطح جلویی سیلندر شاهد کاهش سطح فشار صوت بوده که این پدیده ناشی از عدم وجود گردابه و نوسان ناشی از آن در روی سطح است. در زوایای صفر درجه و 45 درجه این نقطه، در محدوده نقطه سکون است. با مقایسه نتایج سطح فشار صوت بر روی سطح با نتایج دوردست آکوستیکی مشخص است تمام نقاط بر روی سطح جسم در تمام زوایا دارای سطح فشار صوت بیشتری نسبت به دوردست آکوستیکی هستند.با توجه به این که یکی از عوامل تولید صوت آشفتگی جریان است در نزدیک سطح وجود گردابه‌ها اغتشاش بیشتری تولید می‌کنند و در دوردست این اغتشاش کاهش می‌یابد.در نتیجه سطح فشار صوت نیز کاهش می‌یابد.

در بخش سوم پژوهش حاضر ارتباط بین عدد استروهال به عنوان یکی از پارامترهای جریان و سطح فشار صوت به عنوان یک پارامتر صدا بررسی شده است.

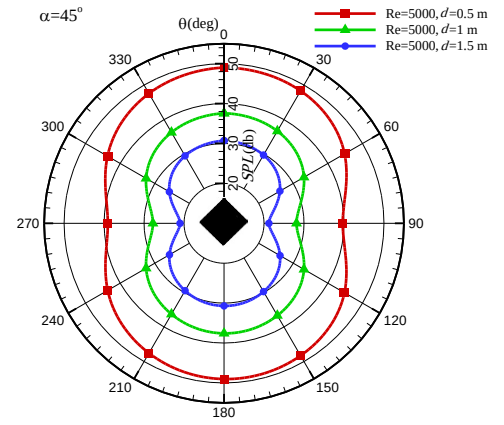
ریزش گردابه یک جریان غیردائم است که در سرعت‌های مشخص از جریان اتفاق می‌افتد. در این جریان، گردابه‌های متناوب فشار پائین در پشت جسم با فرکانس خاصی تولید و پس از انتشار در میدان جریان محو می‌گردند. نهایتاً چنانچه فرکانس ریزش گردابه با فرکانس تشدید برابر باشد




(a) (الف)




(b) (ب)




(c) (ج)

**Fig. 14** Directivity of sound pressure level for Reynolds number 5000 a)Angle of attack 0 b)Angle of attack 13 c) Angle of attack 45

**شکل 14** نمودار جهتی سطح فشار صوت در فواصل مختلف در عدد رینولدز 5000 : الف) زاویه حمله صفر درجه ب) زاویه حمله 13 درجه ج) زاویه حمله 45 درجه

لرزش‌های شدید در جسم ایجاد می‌شود که عاملی مخرب است. همان طور که قبلاً نیز بیان شد ریزش متناوب گردابه باعث نوسان نیروهای آیرودینامیکی و ایجاد صوت می‌شود. عدد بی‌بعد استروهال به نحوی فرکانس غالب ریزش گردابه را بیان می‌کند. فرکانسی که ریزش گردابه در آن اتفاق می‌افتد برابر با فرکانس (عدد استروهال) بزرگترین قله نمودار طیفی سطح فشار صوت برحسب عدد استروهال است. در "شکل 16" تغییرات سطح فشار صوت برحسب عدد استروهال نشان داده شده است. با افزایش عدد رینولدز نوسانات افزایش یافته و سطح فشار صوت نیز افزایش یافته است. از جهتی

افزایش عدد رینولدز باعث افزایش مومنتوم سیال می‌شود و در نتیجه تعداد گردابه‌های تشکیل شده در پشت سیلندر افزایش یافته و ریزش گردابه از سیلندر با فرکانس بیشتری رخ می‌دهد؛ ولی چون نقاط جدایش ثابت اند افزایش عدد رینولدز تغییر خاصی در عدد استروهال ایجاد نکرده است.

در "شکل 17" طیف سطح فشار صوت برای سه زاویه حمله صفر، 13 و 45 درجه در عدد رینولدز 5000 نشان داده شده است. نتایج نشان می‌دهد که بزرگترین قله زاویه حمله 13 درجه دارای عدد استروهال بیشتری و سطح

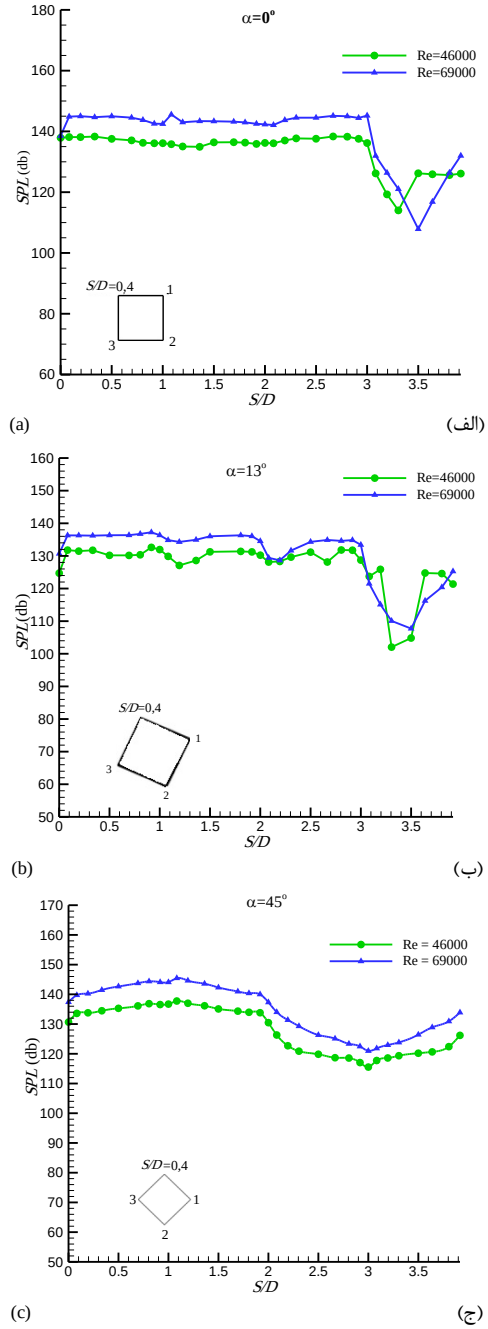



**Fig. 15** Sound pressure level on the rod surface for Reynolds numbers 46000 and 69000 a)Angle of attack 0 b)Angle of attack 13 c) Angle of attack 45

**شکل 15** توزیع سطح فشار صوت بر روی سطح سیلندر در اعداد رینولدز 46000 و 69000 : الف) زاویه حمله صفر درجه ب) زاویه حمله 13 درجه ج) زاویه حمله 45 درجه

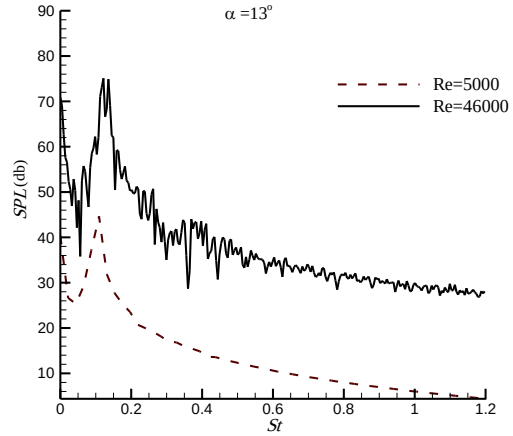



**Fig. 16** Spectra of sound pressure level at two Reynolds numbers

**شکل 16** طیف سطح فشار صوت در دو عدد رینولدز

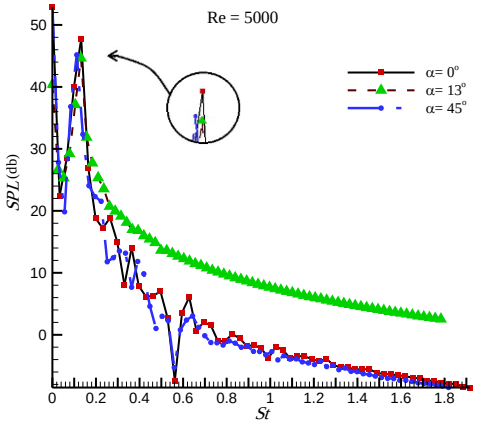



**Fig. 17** Spectra of sound pressure in three angle of attack at Reynolds number 5000

**شکل 17** طیف سطح فشار صوت برای سه زاویه حمله مختلف در عدد رینولدز 5000

فشار صوت کمتری است .کم‌تر بودن اندازه سطح فشار صوت در طیف مربوط به زاویه 13 درجه نشان دهنده کم‌تر بودن نویز آیرودینامیکی برای این زاویه است.

## 7 - جمع‌بندی

صدای ناشی از جریان هوا حول یک سیلندر مربعی در سه عدد رینولدز مختلف و شش زاویه حمله به‌صورت عددی با دو مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ و انتقال تنش برشی $\kappa-\omega$ و با استفاده از مدل فوکس ویلیامز- هاوکینگز مدل شده است. نتایج توزیع فشار و متوسط ضرایب برآ و پسا و مجذور میانگین مربعات ضریب نیروی برآ از شبیه‌سازی عددی با نتایج تجربی و عددی موجود مقایسه شده است. حل عددی حاضر با دقت مناسبی نتایج را شبیه‌سازی کرده است. مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ نتایج توزیع فشار و خطوط جریان را با اختلاف کمتری نسبت به مدل اغتشاشی دیگر پیش‌بینی کرده است. نتایج ضریب برآ، پسا و نوسانات ضریب برآ و سطح فشار صوت نیز مقایسه شد که در اکثر نقاط نتایج عددی نزدیک به نتایج تجربی و با اختلاف کمتر از 10 درصد پیش‌بینی شده است. سطح فشار صوت در دوردست آکوستیکی و بر روی سطح سیلندر محاسبه شده است. در این تحقیق مشاهده گردید که نرم‌افزار فلوئنت سطح فشار صوت روی سطح جامد را به درستی ارزیابی نمی‌کند، لذا با استخراج داده‌های زمانی فشار، سطح فشار صوت از روابطی متفاوت با آن‌چه در نرم‌افزار فلوئنت

وجود دارد محاسبه شده است. حداقل سطح فشار صوت در زاویه 13 درجه اتفاق افتاد که متأثر از حداقل شدن نوسانات نیروهای برآ و پسا است. با افزایش عدد رینولدز آشفتگی جریان بیشتر شده، لذا شنونده‌ها سطح صدای بیشتری را ثبت می‌کنند. با فاصله گرفتن از منبع صوت، سطح فشار صوت کمتر شده است. برای انجام شبیه‌سازی با مدل اغتشاشی رهیافت گردابه‌های بزرگ با دقت بالا، نیاز به رعایت شرایط شبکه‌بندی مختص این مدل اغتشاشی (شبکه‌هایی با $y^+ \approx 1$ و رشد شبکه با تناسب خاص) است. لازم به ذکر است مدل اغتشاشی انتقال تنش برشی $\kappa - \omega$ نیز توانایی و قابلیت شبیه‌سازی موردنظر را با دقت قابل قبولی داراست.

## 8 - مراجع


[1] S. Becker, M. Escobar, C. Hahn, I. Ali, M. Kaltenbachery, B. Baselz, M. Grunewaldz, Experimental and numerical investigation of the flow induced noise from a forward facing step, *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Montorey, California, 23-25 May, 2005.

[2] J. Dorneanu, A. Mueller, P. Rambaud, Tonal and silent wake modes of a square rod at incidence, *ACTA Acustica United with Acustica*, Vol. 102, No. 3, pp. 419-422, 2016.

[3] B. J. Vickery, Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream, *Fluid Mechanic*, Vol. 25, No. 3, pp. 481-494, 1996.

[4] T. Igarashi ,Characteristics of the flow around a square prism, *Bulletin of JSME*, Vol. 27, No. 231, pp. 1858-1865, 1984.

[5] C. W. Knisely, Strouhal numbers of rectangular cylinders at incidence-A review and new data, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 4, No. 4, pp. 371-393, 1990.

[6] C. Norberg, Flow around rectangular cylinders pressure forces and wake frequencies, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 49, No. 1, pp. 187-196, 1993.

[7] H. Fujita, W. Sha, H. Furutani, H. Suzuki, Experimental inv-estigations and prediction of arerodynamic sound generated from square cylinders, *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Toulouse, France, pp. 2369-2375, 1998.

[8] F. V. Hutcheson, T. F. Brooks, Noise radiation from single and multiple rod configurations, *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 11, No. 3, pp. 291-333, 2012.

[9] E. L. Iglesias, D. Thompson, M. Smith, Experimental study of the aerodynamic noise radiated by cylinders with different cross-sections and yaw angles, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 239, No. 361, pp. 108-129, 2016.

[10] F. Margnt, Hybrid prediction of the aerodynamic noise radiated by a rectangular cylinder at incidence, *Computers & Fluids*, Vol. 108, No. 109, pp. 13-26, 2015.

[11] A. Mueller, *Large eddy simulation of cross-flow around a square rod at incidence with application to tonal noise prediction*, PHD's thesis, University of twente, Holland, 2012.

[12] J. E. F. Williams, D. L. Hawkings, Sound generation by turbulence and surfaces in arbitfrary motion, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 264, No. 1151, pp. 321-342, 1968.

[13] M. J. Lighthill, On sound generated aerodynamically, I. general theory, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 211, No. 1107, pp. 564-587, 1952.

[14] C. Cheong, P. Joseph, Y. Park, S. Lee, Computation of aeoli tone from a circular cylinder using source models, *Applied Acoustics*, Vol. 69, No. 2, pp. 110-126, 2008.

[15] A. R. Daniel, J. P. Titlow, Y. J. Bemmen, Acoustic monopoles, dipoles,and quadrupoles: An experiment revisited, *American Journal Of Physics*, Vol. 67, No. 8, pp. 660-664, 1999.

[16] S. W. Rienstra, A. Hirschberg, *An introduction to acoustics*, PhD Thesis, Eindhoven university of technology, Netherlands, 2013.

[17] X. Jiang, C. H. Lai, *Numerical techniques for direct and large eddy simulations*, 4th Edittion, pp. 19-24, Florida: CRC Press, 2016.

[18] M. Lesieur, *Turbulence in Fluids*, 4th Edition, pp. 419-452, Germany: Springer Science & Buisiness Media, 2008.

[19] Y. P. Wang, J. Chen, H. C. Lee, Accurate simulations of surface pressure fluctuations and flow-induced noise near bluff body at low mach numbers, *The Seventh International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications (BBAA7)*, Shanghai, China, 2012.

[20] F. R. Menter, M. Kuntz, R. Langtry, Ten years of industrial experience with the sst turbulence model, *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, Vol. 4, No. 1, pp. 625-632, 2003.

[21] E. Roosenboom, *Experimental analysis of the flow around a cylinder with a square cross-section*, Master's thesis, Delft University of Technology, Holland, 2005.

[22] M. Sukri Mat Ali, M. H. Ismail, S. Muhammad, M. Iyas Mahzan, Aeolian tones radiated from flow over bluff bodies, *The Open Mechanical Engineering Journal*, Vol. 7, No. 1, pp. 48-57, 2013.