

مطالعه جریان آشفتۀ شتابدار درون لوله با استفاده از مدل‌های آشفتگی مختلف*

محمد افسری^(۱)مجید ملک جعفریان^(۲)

چکیده در پژوهش حاضر، جریان آشفتۀ شتابدار خطی در یک لوله برای حوزه متغیر از اعداد رینولدز، به وسیله پنج مدل مرسوم جریان آشفتۀ شبیه‌سازی می‌شود. مدل‌های آشفتگی موردنظر، مدل جبری بالدوین-لومکس (BL)، مدل یک معادله‌ای اسپالارت-آلماراس (SA)، مدل $k-\omega$ ، مدل $k-\varepsilon$ با تصحیح دیواره لام-برمه‌هورست و مدل $k-\varepsilon-v^2$ می‌باشند. هدف، مطالعه دقیق‌تر جریان و بررسی کارایی و قابلیت مدل‌های مذکور در پیش‌بینی تنش برشی دیواره، تنش رینولدز، لزجت آشفتگی، تأخیر زمانی در پاسخ و سرعت متوسط می‌باشد. هم‌چنین تغییر عواملی نظیر قطر لوله، نوع سیال، رینولدز اولیه شتاب و نرخ شتاب‌دهی و تأثیر آن بر پارامترهای فوق به‌دقت مورد بررسی قرار می‌گیرد. به‌منظور راستی‌آزمایی، نتایج حاصل از مدل‌های آشفتگی با نتایج تجربی و عددی (مدل‌سازی آشفتگی و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ) دیگر محققان مقایسه گردیده است. نتایج نشان از دقت مطلوب نتایج حاصل از مدل‌سازی یک‌بعدی جریان آشفتۀ شتابدار در مقایسه با نتایج شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (سه‌بعدی) دارد. هم‌چنین تأخیر در پاسخ آشفتۀ پیش‌بینی شده به وسیله مدل‌ها (به‌جز مدل BL)، تطابق نسبتاً خوبی با مقادیر آزمایشگاهی نشان می‌دهد. مقایسه توزیع سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفتۀ و لزجت آشفتگی نشان از دقت بهتر مدل $k-\varepsilon-v^2$ نسبت به سایر مدل‌ها دارد.

واژه‌های کلیدی جریان آشفتۀ شتابدار؛ تأخیر زمانی؛ تنش رینولدز؛ مدل آشفتگی.

Accelerated Turbulent Pipe Flow Study using Various Turbulence Models

M. Afsari

M. Malek-Jafarian

Abstract In this paper, linear accelerated turbulent pipe flow has been simulated at various Reynolds numbers using five common turbulence models. The models considered are the Baldwin-Lomax algebraic model, the Spalart-Allmaras one-equation model, the $\kappa-\varepsilon$ model with wall correction of Lam and Bremhorst, the $\kappa-\omega$ model and the $\kappa-\varepsilon-v^2$ model. The goal is to evaluate the performance and precision of these models for prediction of the wall shear stress, Reynolds stress, turbulence viscosity, delay time in response and mean velocity. Factors such as changes in pipe diameter, fluid type, initial Reynolds number of acceleration and rate of acceleration and its effect on the above parameters has examined carefully. In order to verify the results, the experimental and numerical results (turbulence modeling and Large Eddy Simulation) of other researchers have been compared with the present results. The results show the desired accuracy of the one-dimensional modeling of accelerated turbulent pipe flow in comparison with Large Eddy Simulation results (three-dimensional). The response of delay time, simulated by the models (except BL model) shows relatively good agreement with experimental data. Comparing the distribution of mean velocity, turbulent kinetic energy and turbulent viscosity shows $\kappa-\varepsilon-v^2$ model leads to a better accuracy compared with the other models.

Key Words Accelerated turbulent flow; Delay time; Turbulence shear stress; Turbulence model.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۲/۷/۱۷ و تاریخ پذیرش آن ۹۳/۱۰/۲۲ می‌باشد.

(۱) دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه مکانیک، دانشگاه بیرجند.

(۲) نویسنده مسئول: استادیار، گروه مکانیک، دانشگاه بیرجند. mmjafarian@birjand.ac.ir

مقدمه

هم‌چنین بعضی مدل‌های دومعادله‌ای در حل عددی این جریان‌ها داشتند. نتایج شبیه‌سازی، مطابقت ناچیزی با نتایج تجربی داشته‌اند [10]. اسکاتی و پیوملی [11, 12] جریان آشفته تناوبی درون کانال را مورد مطالعه قرار دادند. این مطالعات منجر به این شد که مدل‌های استاندارد اغتشاش، نتایج دقیق و معقولی برای پروفیل‌های سرعت به دست می‌دهد. به هر حال، تنش رینولدز به درستی پیش‌بینی نمی‌شود.

جریان‌های آشفته غیرتناوبی (Non-Periodic

turbulent flows). این جریان نسبت به جریان ضربانی در لوله‌ها کمتر مورد توجه واقع شده است. کاتاواکا و همکاران [13] پاسخ آغازین جریان نسبت به مرحله افزایش نرخ جریان (شتاب‌دهی) در لوله را مورد مطالعه قرار دادند. موریاما و همکاران [14] اغتشاشات تولید شده درون لوله را، با افزایش تدریجی نرخ جریان از شرایط پایدار مغشوش اصلی مورد بررسی قرار دادند. آنها تأخیرهایی را در پاسخ اغتشاش مشاهده کردند. این تأخیر زمانی در خط مرکزی لوله بیشتر از محدوده نزدیک به دیواره لوله می‌باشد. کوروکاوا و موریکاوا [15] جریان‌های گذرا با نرخ جریان در حال افزایش و کاهش در لوله‌ها را مورد مطالعه قرار دادند. تحقیق آنها نشان داد که عدد رینولدز انتقال از جریان آرام به آشفته حتی برای شتاب خیلی کوچک اعمال شده به صورت قابل توجهی افزایش می‌یابد. مطالعات آزمایشگاهی لقوبر [16] بر روی شتاب‌دهی جریان و اثر آن بر انتقال از حالت آرام به مغشوش در یک لوله متمرکز شد. هی و جکسون [1] به مطالعه تجربی جهت بررسی اثرات تأخیر زمانی در جریان آشفته شتاب‌دار در لوله با نرخ شتاب‌دهی ۵، ۱۰، ۲۰ و ۴۰ ثانیه پرداختند. نتایج آنها نشان داد که آشفتگی عموماً در مجاورت دیواره تولید می‌شود و سپس به سمت مرکز لوله گسترش می‌یابد. تحقیق بیشتر و دقیق‌تر، توزیع مجدد انرژی آشفتگی را نشان

جریان آشفته شتاب‌دار در طبیعت و صنعت کاربردهای فراوانی دارد. از آن جمله می‌توان به جریان درون توربوماشین‌ها، نیروگاه‌های هسته‌ای، مبدل‌های گرمایی، جریان خون در رگ‌ها و جریان هوا در ریه انسان اشاره کرد. لذا مطالعه این جریان به دلیل کسب اطلاعات برای درک پدیده آشفتگی دارای اهمیت می‌باشد. به علت تأثیرات اینرسی در این جریان‌ها، مشخصه‌هایی از جریان آشفته ظاهر می‌شود که این مشخصه‌ها در جریان‌های آشفته غیرشتاب‌دار مشاهده نمی‌گردد. اندازه‌گیری جزئیات در جریان‌های آشفته شتاب‌دار با توجه به مشکلات و مسائل تکنیکی تا سال‌های اخیر کمتر مورد بررسی قرار گرفته است، اما به دلیل وجود ابزارهای سنجش مدرن و کامپیوترهای قدرتمند، اندازه‌گیری و شبیه‌سازی این جریان‌ها در حال حاضر قابل حصول شده است. لذا این جریان‌ها بیشتر مورد توجه قرار گرفته‌اند [1].

به طور کلی جریان‌های آشفته شتاب‌دار داخلی به دو دسته کلی، تناوبی و غیرتناوبی تقسیم می‌شود. این دو گروه جریان در زیر توضیح داده می‌شوند.

جریان‌های آشفته تناوبی (Periodic pulsating

turbulent flows). جریان آشفته تناوبی داخلی به دلیل کاربردهای عملی و همچنین تولید آسان آن بیشتر مورد مطالعه واقع شده‌اند. میزوشینا و همکاران [2]، شمر و همکاران [3]، برنل و همکاران [4, 5] و تاردو و همکاران [6] این جریان‌ها را به صورت آزمایشگاهی و تجربی مورد مطالعه قرار داده‌اند.

به‌علاوه با توجه به مطالعات آزمایشگاهی و تجربی وسیع، شبیه‌سازی عددی این جریان توسط جمعی از پژوهشگران گزارش شده است. شمر و ویگنانسکی [7] توزیع لزجت گردابه‌ای در این جریان را تعیین کردند. کوک و همکاران [8] و کریمس [9] سعی در استفاده از مدل‌های تک‌معادله‌ای آشفتگی و

برای مقایسه چهار مدل ساده اغتشاش، از نتایج شبیه‌سازی مستقیم جریان در کانال تحت شرایط گرادین فشار معکوس با شتاب کاهنده و $Re_p=180$ استفاده کردند. آنها دریافتند که نتایج مدل‌های اسپالارت - آلماراس (SA) و انتقال تنش برشی (SST) با دقت قابل توجه، تطابق خوبی با داده‌های DNS دارند.

هی و همکاران [23] با استفاده از مدل $k-\epsilon$ اثر پارامترهایی نظیر قطر لوله، لزجت سیال، نرخ شتاب و عدد رینولدز اولیه بر تنش برشی جریان آشفته و تأخیر زمانی در داخل لوله را بررسی نمودند. خالقی و همکاران [24] نحوه عملکرد مدل‌های آشفتگی رایج را برای جریان شتابدار غیرتناوبی در لوله مورد بررسی قرار دادند و با نتایج تجربی هی و جکسون [1] مقایسه نمودند. جانگ و چانگ [25] به کمک روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، جریان شتابدار در داخل لوله را مورد مطالعه قرار دادند و پاسخ پیچیده تنش برشی و نیز تأخیر در پاسخ آشفته را مشاهده کردند.

در این مقاله، کارایی پنج مدل آشفتگی استاندارد، عمومی و رایج به ترتیب افزایش پیچیدگی محاسبات آنها، به منظور تحلیل جریان آشفته شتابدار درون لوله مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج با نتایج به دست آمده از کارهای آزمایشگاهی هی و جکسون [1]، نتایج عددی هی و همکاران [23] و جانگ و چانگ [25] مورد مقایسه قرار خواهد گرفت. نتایج شامل تأثیر پارامترهایی نظیر قطر لوله، لزجت سیال، نرخ شتاب‌دهی و عدد رینولدز اولیه شتاب‌دهی بر عواملی مانند تأخیر در پاسخ آشفتگی، تغییرات تنش برشی، لزجت آشفتگی و انرژی جنبشی آشفتگی در حین فرآیند شتاب‌دهی می‌باشد. هدف، مقایسه قابلیت کارایی این مدل‌ها در تخمین و پیش‌بینی پدیده‌های فوق می‌باشد. لازم به ذکر است که بررسی این تعداد عوامل متعدد به‌زای این تعداد مدل‌های آشفتگی تا به حال صورت نگرفته است. در این مقاله، ابتدا

داد. گرینبلات و موس [17] جریان آشفته درون لوله را در دامنه اعداد رینولدز بیشتر و نرخ شتاب بالاتر از آزمایشات قبلی اندازه‌گیری کردند. آنها دریافتند که مرحله نهایی شتاب‌دهی، با بازیافت ناحیه جدایش در پروفیل سرعت مشخص می‌شود.

محاسبات عددی مربوط به جریان‌های آشفته شتابدار، به عنوان یک چالش جدی و مهم در علم CFD مطرح می‌باشد. روش‌هایی مانند شبیه‌سازی عددی مستقیم (DNS)، شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (LES) و مدل‌های لزجت گردابه‌ای (EVM) از روش‌های به کار گرفته شده به منظور تحلیل این‌گونه جریان‌ها می‌باشند. روش‌های DNS و LES بسیار هزینه‌بر (چه از لحاظ زمانی و چه از لحاظ تجهیز CPU مورد نیاز) است. در مقابل، روش EVM نسبت به روش‌های ذکر شده، بسیار کم‌هزینه‌تر و در عین حال با حفظ کیفیت نسبتاً خوب حل می‌باشد.

هسو و همکاران [20] از LES برای تأیید و صحت‌گذاردن بر مدل‌های RANS در حالت جریان آشفته نوسانی استفاده کردند. اسکاتی و پیوملی [11] عملکرد چهار مدل آشفتگی استاندارد رایج را برای معادلات (Unsteady Reynolds Averaged URANS) Navier-Stokes در جریان نوسانی درون یک کانال مقایسه کردند. نتایج با نتایج تجربی و نتایج DNS و LES مقایسه شدند. نتایج نشان داد که مدل $k-\epsilon-v^2$ در بین مدل‌ها بهتر از بقیه عمل می‌کند. چانگ و ملک جعفریان [21] شبیه‌سازی عددی مستقیم را برای جریان آشفته تحت تأثیر افت فشار ناگهانی اجرا کردند. چهار مدل آشفتگی در این تحقیق برای مقایسه داده‌های DNS و نتایج مدل‌های درهم مورد بررسی واقع شدند. بررسی‌ها نشان داد که مدل بالدوین-لومکس (BL) برای محاسبات جریان آشفته ناپایدار مناسب نمی‌باشد. از طرف دیگر مدل‌های تک‌معادله‌ای و دو معادله‌ای در محدوده نزدیک به دیواره‌ها نتایج معقولی را ارائه می‌دهند. هم‌چنین یورک و کولمن [22]

روش اول: روش‌هایی که از مفهوم لزجت گردابه‌ای استفاده می‌کنند. این روش‌ها براساس تعداد معادلات به کار گرفته برای محاسبه لزجت گردابه‌ای، نام‌گذاری و تقسیم‌بندی می‌شوند (مدل‌های آشفتگی). روش دوم: روش‌هایی هستند که با حل معادلات جبری یا دیفرانسیلی، مستقیماً تنش‌های رینولدز را محاسبه می‌کنند.

اگر هدف، برآورد دقیق رفتار میدان جریان‌های آشفتنه باشد، بایستی اندازه شبکه میدان حل از ابعاد هر گردابه، کوچک‌تر باشد (روش DNS). به عبارت دیگر تخمین هر گردابه توسط چند گره محاسباتی (و حداقل یک گره) صورت بپذیرد. بدیهی است در صورتی که برای هر گردابه تعداد مش بیشتری به کار گرفته شود، رفتار واقعی‌تری به دست خواهد آمد. از سوی دیگر محاسبه تنش‌های رینولدز مستلزم حل معادلات دیفرانسیلی یا جبری نسبتاً پیچیده است. به این دلیل، محاسبه لزجت گردابه‌ای به کمک مدل‌های آشفتگی، روش راحت‌تر و کم‌هزینه‌تری است. اگر چه دقت محاسبات، مقداری کاهش می‌یابد. در کار حاضر از ۵ مدل آشفتگی رایج به منظور شبیه‌سازی جریان شتابدار درون لوله و بررسی اثر پارامترهای مختلف بر این جریان، استفاده شده است. مدل‌ها به ترتیب، مدل جبری بالدوین - لومکس (BL) [27]، مدل یک‌معادله‌ای انتقال لزجت آشفتنه اسپالارت - آلماراس (SA) [28]، مدل‌های دو معادله‌ای k-ε استاندارد با تصحیح دیواره لام-برمهورسست [29]، k-ω [30] و k-ε-v² [31] می‌باشند. لازم به ذکر است که در تمام مدل‌های فوق، پخش آشفتنه ایزوتروپیک فرض است و لذا از رابطه بوزینسک برای محاسبه تنش برشی رینولدز استفاده شده است. در ادامه هر یک از این مدل‌ها به‌طور خلاصه بازگو می‌شوند.

مدل جبری بالدوین-لومکس. مدل جبری بالدوین-لومکس پس از مدل آشفتگی ارائه شده توسط سبسی-

مدل‌های آشفتگی به‌طور خلاصه مرور می‌شوند. سبسی ارزیابی و اعتبار سنجی مدل‌ها با استفاده از داده‌های DNS مرجع [26] برای جریان درون کانال با $Re_{\tau} = 180$ ارائه خواهد شد. در مرحله بعد نتایج حاصل با نتایج تجربی و عددی ذکر شده، مورد مقایسه قرار خواهد گرفت.

روش عددی

جریان مورد مطالعه، جریان درون لوله‌ای به شعاع ۲۵/۴ میلی‌متر می‌باشد. جریان توسعه‌یافته با عدد رینولدز ۷۰۰۰ در یک بازه زمانی معین به صورت خطی به عدد رینولدز ۴۵۲۰۰ می‌رسد. این اعداد رینولدز به‌عنوان پیش‌فرض می‌باشند و در صورت این که محدوده اعداد رینولدز تغییر کرد در متن ذکر خواهند شد.

به دلیل هندسه این تحقیق، معادلات ناویر-استوکس متوسط‌گیری شده وابسته به زمان (URANS) برای لوله‌های افقی به صورت زیر در می‌آید:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{\rho}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^j \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - r^j \overline{u'v'} \right] \quad (1)$$

در این رابطه \bar{u} می‌تواند مقادیر صفر و یک را داشته باشد. مقدار ۱، معادله را به معادله مومنتوم یک‌بعدی جریان درون لوله (دستگاه سیلندریکال) و مقدار صفر، معادله را به معادله مومنتوم یک‌بعدی جریان درون کانال (دستگاه کارتزین) تبدیل می‌کند. چون در ناحیه توسعه‌یافته مولفه سرعت عمود بر جریان ناچیز است، مدل‌سازی یک‌بعدی جریان در این ناحیه خطای زیادی را ایجاد نمی‌کند. در نتیجه کار عددی با دقت قابل قبول و آسان انجام‌پذیر خواهد بود. محاسبه تنها مجهول جدید در معادله (۱) یعنی $-\rho \overline{u'v'}$ موردنظر است. برای محاسبه تنش رینولدز براساس معادلات متوسط‌گیری شده ناویر-استوکس (RANS) از یکی از دو روش زیر استفاده می‌شود:

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (۳)$$

مقدار معمول برای C_μ برابر ۰/۰۹ است. تصحیحات مختلفی از این مدل وجود دارد. از آن جمله می‌توان به تصحیح لاندر-شرما، لام-برمهورست و... اشاره کرد. تصحیح مورد استفاده در کار حاضر، تصحیح پیشنهادی لام-برمهورست می‌باشد [29].

مدل دومعادله‌ای (k- ω). این مدل توسط ویلکاکس [30] پیشنهاد شده است. لزجت گردابه‌ای از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (۴)$$

که ω تابع اتلافات مخصوص است. معادله انتقال نوشته شده برای ω ، شامل تأثیرات تولید، انتشار و اتلافات می‌باشد. برخلاف تمامی مدل‌های دومعادله‌ای، مدل k- ω دارای توابع میراکننده نیست و اجازه اعمال شرایط ساده مرزی را می‌دهد. به دلیل سادگی و به خصوص ثبات عددی، این مدل نسبت به دیگر مدل‌ها برتری دارد. مدل k- ω (مانند بسیاری از مدل‌های دیگر) نمی‌تواند به خوبی رفتار آشفتگی را در نزدیکی دیواره‌ها پیش‌بینی کند [34].

مدل (k- ε - v^2). یک عامل پاسخ نامناسب مدل k- ε در نزدیکی دیواره ($y^+ < 100$) این است که این مدل با فرض همسانگرد بودن کمیت‌های آشفتگی بنا شده است، در حالی که آشفتگی نزدیک دیواره به شدت ناهمسانگرد است. مدل k- ε - v^2 شرایط سینماتیکی درستی را برای اعمال مؤلفه عمودی شدت آشفتگی (v^2) که در ادامه متن به منظور راحتی از نماد $\overline{v^2}$ برای نمایش آن استفاده می‌شود) فراهم می‌آورد. به این

اسمیت (CS) [32] ارائه گردید. این مدل به منظور رفع مشکلات مربوط به محاسبات انتگرالی مدل CS در جریان‌های پیچیده، توسعه یافت. با توجه به سادگی و عدم نیاز به زمان محاسباتی زیاد، مدل BL استفاده گسترده‌ای در هوافضا یافت. در این مدل، لزجت آشفتگی طبق رابطه (۲) محاسبه می‌شود:

$$v_t = \min(v_{ti}, v_{to}) \quad (۲)$$

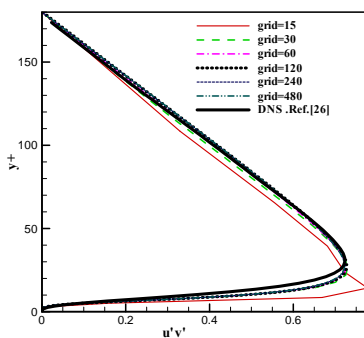
که v_{to} و v_{ti} به ترتیب لزجت‌های آشفتگی لایه‌های داخلی و خارجی می‌باشند [27]. مدل‌های جبری قادر نیستند اثرات انتقالی آشفتگی را در نظر بگیرند؛ یعنی نمی‌توانند اثرات اغتشاشی بالادست جریان را در پائین‌دست آن پیش‌بینی نمایند. به این دلیل مدل BL برای جریان‌های آشفتگی دارای جدایش یا انحنای شدید هندسی نتایج مطلوبی نمی‌دهد [33].

مدل یک‌معادله‌ای اسپالارت-آلماراس. این مدل، یک معادله انتقال برای محاسبه لزجت گردابه‌ای میان ($\tilde{\nu}$) معرفی می‌کند [28]. این معادله شامل تأثیرات تولید، انتشار، اتلاف و محدودکنندگی عدد رینولدز در نزدیکی دیواره می‌باشد. معادله انتقال، بر مبنای مشاهدات و تجربیات با تجدیدنظر در جریان‌های دارای پیچیدگی بیشتر بنا شده است. این مدل نتایج معقول و منطقی برای محدوده وسیعی از مسائل جریانی دارد.

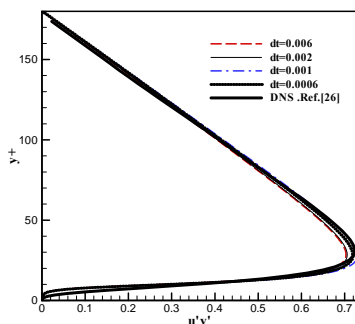
مدل دو معادله‌ای (k- ε). مدل k- ε به یکی از رایج‌ترین مدل‌های آشفتگی مورد استفاده در شبیه‌سازی‌های جریان درهم تبدیل شده است. این مدل از انرژی جنبشی آشفتگی و نرخ اتلافات آن (به دست آمده از حل معادلات انتقال) بهره می‌گیرد. لزجت گردابه‌ای در این مدل از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

شود. اما نتایج به دست آمده به ازای ۲۴۰ گره، ضمن انطباق خوب با نتایج ۴۸۰ گره، بسیار نزدیک به نتایج DNS می باشد. بنابراین استقلال از تعداد نقاط شبکه به ازای ۲۴۰ گره، مطلوب ارزیابی می گردد. بررسی استقلال از شبکه برای سایر مدل های آشفتگی نیز به روش مشابه صورت گرفت و به نتیجه مشابه منجر گردید.

در شکل (۲) نتایج استقلال از گام زمانی آورده شده است. لازم به ذکر می باشد که در این جا نتایج مدل k-ε آمده است. ارزیابی ها نشان داد که گام زمانی مطلوب که در عین انطباق با نتایج DNS، تغییرات در نتایج به دست آمده در آن نیز حداقل باشد از رتبه ۴- ۱۰×۶ ثانیه و کمتر می باشد. پس از اطمینان از استقلال حل عددی از تعداد نقاط شبکه و گام زمانی، در ادامه به اعتبارسنجی مدل های آشفتگی به کار رفته در کار حاضر پرداخته می شود.



شکل ۱ بررسی استقلال از تعداد نقاط شبکه حل برای مشخصه تنش رینولدز (مدل k-ω و $Re_\tau = 180$)



شکل ۲ بررسی استقلال از گام زمانی حل برای مشخصه تنش رینولدز (مدل k-ε و $Re_\tau = 180$)

ترتیب اثرات ناشی از دیواره و ناهمسانگردی کمیت های آشفتگی در مدل سازی، به خوبی اعمال می شود. مزیت این مدل، عدم نیاز به توابع میراکننده در نزدیکی دیواره می باشد. در نتیجه لزجت آشفتگی در مدل k-ε- v^2 به صورت زیر تعریف می شود:

$$v_t = C_\mu \overline{v^2} k / \varepsilon \quad (5)$$

$\overline{v^2}$ بر خلاف k مقیاس سرعت مناسبی برای استفاده در این مقوله است، در نتیجه به کارگیری آن مطلوب خواهد بود [31].

منفصل سازی معادلات حاکم

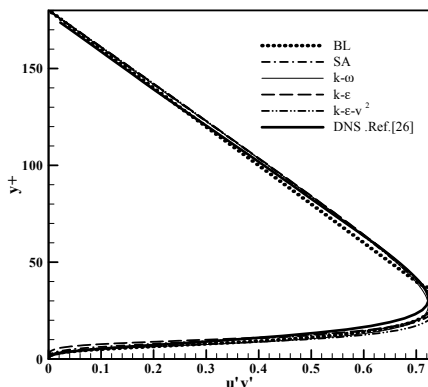
معادلات حاکم در کار حاضر (معادله مومنتوم و معادلات مدل های آشفتگی) به کمک روش کرانک-نیکلسون منفصل سازی شده و با روش TDMA هم زمان حل می گردد. در این راستا از یک شبکه بندی غیریکنواخت (تمرکز در نزدیک سطح) استفاده گردیده است.

بررسی استقلال از شبکه

عملیات استقلال از شبکه و استقلال از گام زمانی برای مشخصه های پروفیل سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفتنه و تنش رینولدز، انجام شده است. توضیح این که برای این منظور، ابتدا نتایج عددی به دست آمده از مدل ها با نتایج شبیه سازی عددی مستقیم جریان درون کانال با عدد رینولدز برحسب سرعت اصطکاکی $Re_\tau = 180$ [26] مقایسه می شود، اما برای اختصار تنها نتایج مشخصه تنش رینولدز به ازای مدل k-ω ارائه می گردد (شکل ۱). همان طور که در این شکل مشخص است توزیع تنش رینولدز به دست آمده با تعداد نقاط کم (۱۲۰ و ۶۰، ۳۰، ۱۵)، انطباق مناسبی با نتایج DNS ندارد. این موضوع نشانگر این مهم است که تغییرات در تعداد شبکه می تواند باعث ایجاد تغییر در نتایج

ارائه نتایج

پس از اعتبارسنجی و اطمینان از صحت مدل‌های آشفتگی برای جریان پایا درون کانال، در ادامه به ارائه نتایج اصلی کار حاضر پرداخته خواهد شد. همان‌طور که قبلاً اشاره گردید، تحلیل عددی جریان آشفتۀ شتاب‌دار خطی درون لوله‌ای به شعاع $25/4$ میلی‌متر مورد نظر می‌باشد. در طی دوره معینی که دوره شتاب‌دهی نامیده می‌شود، عدد رینولدز جریان به صورت خطی از مقدار 7000 به 45200 افزایش خواهد یافت. لازم به ذکر است که عدد رینولدز براساس سرعت متوسط سیال و قطر لوله محاسبه می‌گردد. سیال عامل، آب با چگالی $1000 \frac{kg}{m^3}$ و لزجت $10^{-6} \frac{m^2}{s}$ در نظر گرفته شده است. در ادامه از آوردن قطر لوله و نوع سیال پرهیز شده است، مگر آن‌که لوله‌ای با قطر متفاوت و سیال دیگر مد نظر باشد.



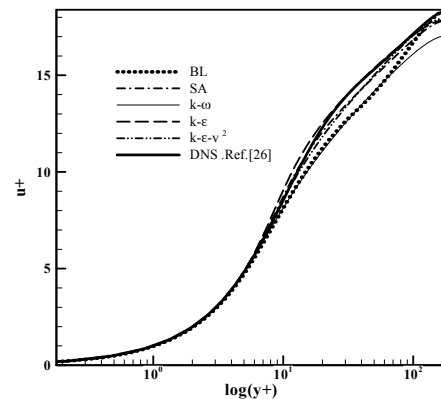
شکل ۴ مقایسه توزیع تنش‌های رینولدز به دست آمده از مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج DNS ($Re_\tau = 180$)

برای محاسبه مقدار صحیح گرادین فشار در دوره شتاب‌دهی باید از معادله مومنتوم در کل مقطع لوله انتگرال گرفت. در نتیجه رابطه زیر به دست می‌آید:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = -\frac{2}{R} (\nu + \nu_t) \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right|_{y=0} + \frac{\bar{u}_{final} - \bar{u}_{initial}}{T} \quad (6)$$

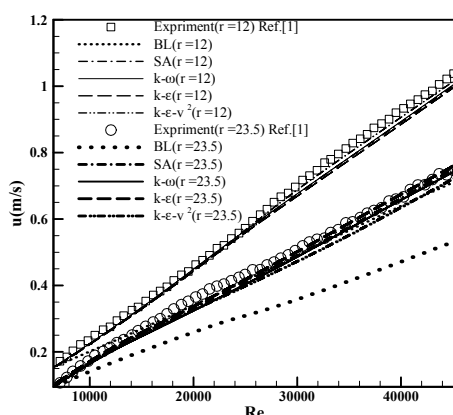
اعتبارسنجی نتایج برای جریان پایا. به منظور اعتبارسنجی مدل‌های آشفتگی به کار رفته در کار حاضر، نتایج به دست آمده از حل جریان درون کانال به ازای مدل‌های مذکور با نتایج DNS مرجع [26] مقایسه می‌گردد.

شکل (۳) پروفیل‌های سرعت حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف و مقایسه آن با نتایج DNS را نشان می‌دهد. به وضوح دیده می‌شود که توزیع سرعت‌های به دست آمده، به ازای $10 < y^+ < 100$ اختلاف کمی با مقادیر DNS دارد. این اختلاف در مدل‌های BL و $k-\omega$ بیشتر و در مدل‌های SA، $k-\epsilon$ و $k-\epsilon-v^2$ کمتر است.



شکل ۳ مقایسه پروفیل‌های سرعت به دست آمده از مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج DNS ($Re_\tau = 180$)

شکل (۴) توزیع تنش رینولدز جریان در موقعیت‌های شعاعی مختلف لوله را نشان می‌دهد. با فاصله گرفتن از دیواره (افزایش y) شیب پروفیل سرعت کم می‌شود و مقدار لزجت آشفتگی ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. در نتیجه حاصل ضرب این دو کمیت، در مکانی بین دیواره و مرکز کانال به بیشینه خود خواهد رسید. همه مدل‌ها توانسته‌اند توزیع تنش رینولدز را به خوبی پیش‌بینی کنند.



(ب)

شکل ۵ پیش‌بینی مدل‌های مختلف آشفتگی و مقایسه آنها با داده‌های آزمایشگاهی [1] برای سرعت متوسط محلی با دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (۴۵۲۰۰-۷۰۰۰ Re)

الف) $r = 0, 21(mm)$ ب) $r = 12, 23.5(mm)$

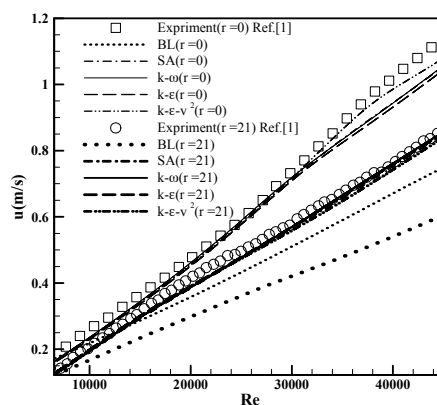
در شکل (۵) ضعف مدل BL نسبت به سایر مدل‌های آشفتگی در پیش‌بینی سرعت محلی نمایان است. هم‌چنین مشاهده می‌گردد که اختلاف نتایج مدل‌ها با داده‌های آزمایشگاهی در قسمت مرکزی لوله در انتهای دوره شتاب‌دهی زیاد می‌شود.

شکل (۶) توزیع انرژی جنبشی آشفتگی حاصل از حل جریان شتاب‌دار را به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلف نشان می‌دهد. انرژی جنبشی آشفتگی تقریباً برای یک ثانیه بدون تغییر باقی می‌ماند و پس از آن یک پاسخ قوی در منطقه نزدیک دیواره وجود خواهد داشت. این پاسخ قوی بیانگر اوج درهمی تولیدی است. آن‌گاه منطقه افزایش درهمی از دیواره به سمت مرکز لوله منتشر می‌شود. به لحاظ کمی و کیفی نتایج حاصل از مدل‌های آشفتنه مختلف کار حاضر، نزدیک نتایج عددی حاصل از مدل $k-\epsilon$ مرجع [23] شده است. هم‌چنین نتایج مدل $k-\omega$ (شکل ۶ - ب) در ناحیه نزدیک دیواره و نتایج مدل $k-\epsilon-v^2$ (شکل ۶ - د) در ناحیه دور از دیواره به نتایج عددی مرجع [23] نزدیک‌تر است.

که R شعاع لوله، $u_{initial}$ سرعت سیال ورودی به لوله در ابتدای دوره شتاب‌دهی، u_{final} سرعت سیال ورودی به لوله در انتهای دوره شتاب‌دهی و T زمان دوره شتاب‌دهی است. با محاسبه گرادیان فشار از معادله (۶) می‌توان نتایج حاصل از حل عددی را با نتایج عددی و تجربی دیگران مقایسه کرد.

ارائه نتایج جریان شتاب‌دار

برای اعتبارسنجی، ابتدا نتایج به‌دست آمده از حل جریان آشفتنه شتاب‌دار داخل لوله به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج آزمایشگاهی هی و جکسون [1] مقایسه می‌شود. شکل (۵) مقادیر سرعت را در چهار موقعیت مختلف را در راستای شعاع لوله (با دوره شتاب‌دهی $r = 0, 12, 21, 23.5(mm)$) ۵ ثانیه نشان می‌دهد. ضمن پراکندگی مناسب این موقعیت‌ها، اندازه‌گیری‌های تجربی کمیت‌های جریان آشفتنه نیز برای این نقاط موجود است که به‌منظور تأیید نتایج از آنها کمک گرفته می‌شود. بررسی استقلال از گام زمانی حل (شکل ۲) نشان می‌دهد که مرتبه گام زمانی مناسب در جریان پایا 6×10^{-4} ثانیه است. با توجه به این‌که دوره شتاب‌دهی در جریان ناپایا ۵ ثانیه و بیشتر است و از طرفی کد عددی از دقت زمانی برخوردار است لذا استفاده از گام زمانی مذکور برای حل جریان شتاب‌دار بلامانع خواهد بود.



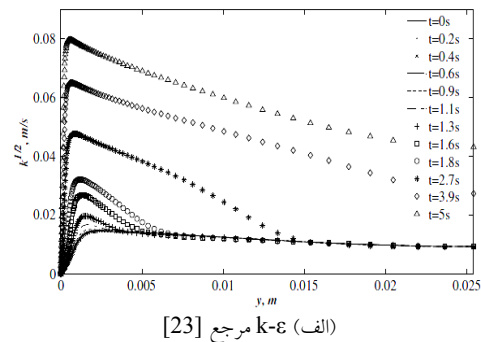
(الف)

شکل (۷) توزیع لزجت آشفتگی (ν_t) به دست آمده به ازای مدل‌های آشفتگی مختلف کار حاضر و نتایج مدل $k-\varepsilon$ مرجع [23] را نشان می‌دهد. به لحاظ کیفی پاسخ لزجت آشفتگی شبیه پاسخ انرژی جنبشی آشفتگی می‌باشد. این امر وابستگی لزجت آشفتگی را به انرژی جنبشی توجیه می‌کند. در مراحل اولیه شتاب‌دهی (حدود یک ثانیه ابتدا)، لزجت آشفتگی تقریباً بدون تغییر است. علت تفاوت میان نتایج $k-\varepsilon$ مرجع [23] و نتایج $k-\varepsilon$ کار حاضر را می‌توان به استفاده از دو تصحیح متفاوت این مدل مربوط دانست. لازم به ذکر است که مدل $k-\varepsilon$ مرجع [23] دارای تصحیح نزدیک دیواره لاندر-شارما می‌باشد. مشاهده می‌شود که مدل BL قادر به پیش‌بینی صحیح رفتار لزجت آشفتگی نیست.

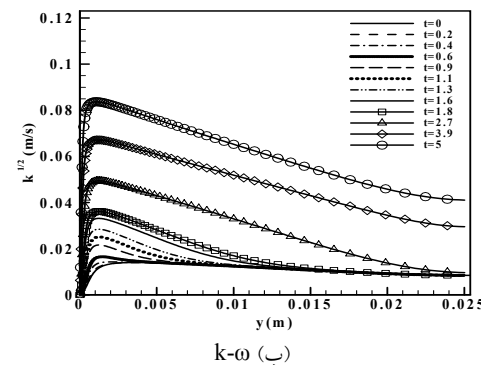
در نتایج مربوط به مرجع [23] (شکل ۷-الف)، لزجت آشفتگی نواحی دور از دیواره تا قبل از $3/9$ ثانیه، تقریباً بدون تغییر است. علت این امر پاسخ آهسته (تأخیر در پاسخ) این نواحی به شتاب جریان می‌باشد. این مطلب در ادامه به‌طور مفصل بحث خواهد شد. به لحاظ کمی و کیفی نتایج مدل‌های مختلف به‌جز مدل BL تطابق نسبتاً خوبی با هم دارند. از بین مدل‌های کار حاضر مدل $k-\varepsilon-\nu^2$ تطابق بهتری با نتایج مرجع [23] دارد.

بررسی رفتار تنش برشی دیواره. یکی از پارامترهای مهم در جریان آشفتگی، تنش برشی دیواره می‌باشد که در تحقیقات، کمتر به آن پرداخته شده است. تنش برشی دیواره به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

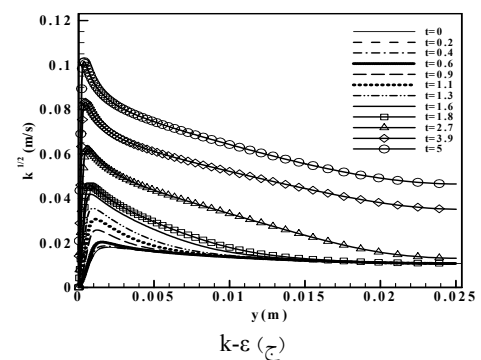
$$\tau_w = \mu \left. \frac{du}{dr} \right|_{y=0} \quad (۷)$$



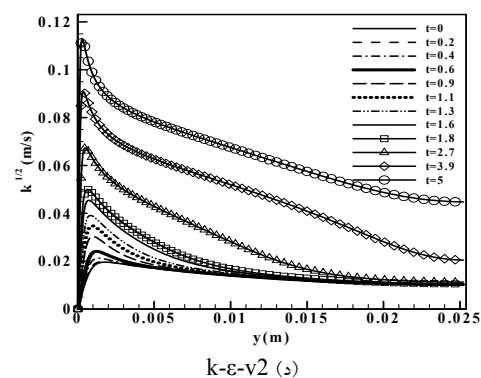
الف) مدل $k-\varepsilon$ مرجع [23]



ب) مدل $k-\omega$

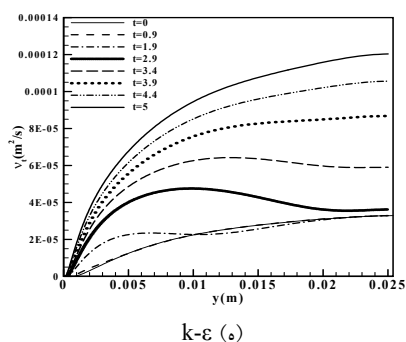


ج) مدل $k-\varepsilon-\nu^2$

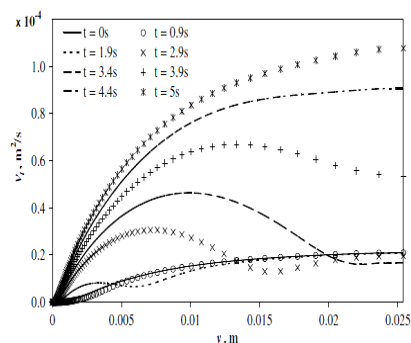


د) مدل $k-\varepsilon-\nu^2$

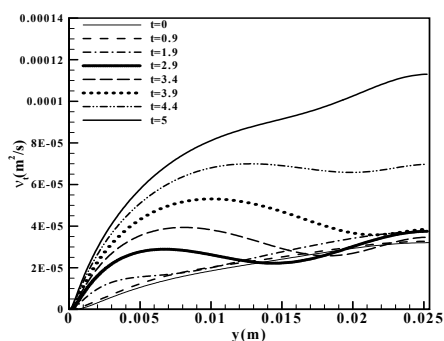
شکل ۶ مقایسه توزیع انرژی جنبشی آشفتگی حاصل از مدل‌های درهم مختلف و نتایج عددی مرجع [23] به‌ازای دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای ($Re=7000-45200$)



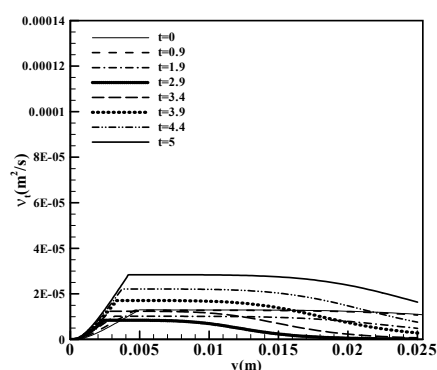
k-ε (ا)



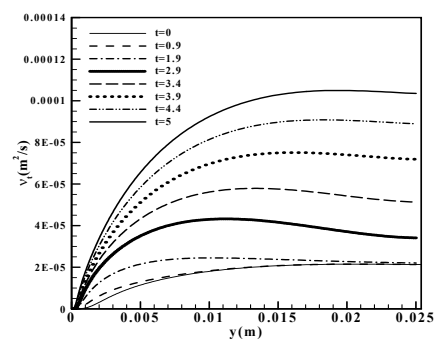
[23] k-ε (الف)



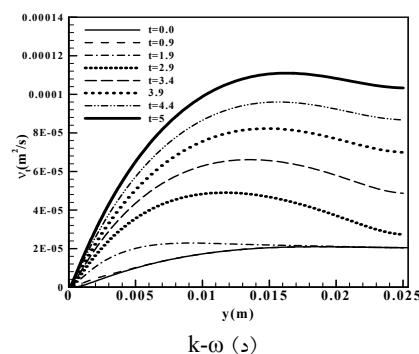
k-ε-v2 (و)



BL (ب)



SA (ج)



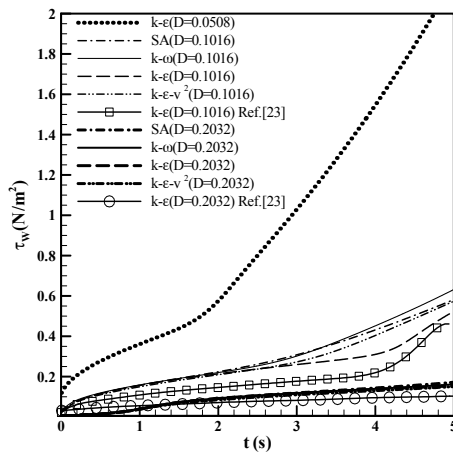
k-ω (د)

شکل ۷ مقایسه توزیع لزجت آشفته‌گی حاصل از مدل‌های آشفته‌گی مختلف و نتایج عددی مرجع [23] به‌ازای دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای ($Re=7000-45200$)

شکل (۸) روند افزایشی تنش برشی در طی دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای به‌ازای مدل‌های آشفته‌گی مختلف کار حاضر و مقایسه آن با نتایج عددی مرجع [23] را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با ازدیاد سرعت متوسط سیال به‌طور خطی و به‌دنبال آن افزایش شیب پروفیل سرعت روی دیواره، تنش برشی زیاد می‌شود؛ اما این افزایش، روند خطی ندارد.

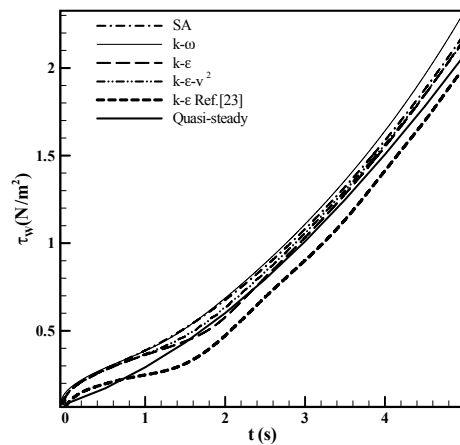
هم‌چنین مشاهده می‌شود که حل عددی شتاب‌دار از حل شبه‌پایا فاصله دارد. علت این امر آن است که حل حالت شبه‌پایا از گام زمانی قبل متأثر نیست؛ یعنی در طی شتاب‌دهی، تأثیر اینرسی بر گرادین فشار لحاظ نگردیده و جریان به‌صورت لحظه‌ای پایا در نظر گرفته شده است.

طی مرحله افزایش سریع تنش برشی، تولید تلاطم در نزدیکی دیوار به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. با افزایش قطر لوله، اثر تأخیر بیشتر از زمان دوره شتاب‌دهی می‌گردد. در نتیجه افزایش سریع در تنش برشی دیگر حس نخواهد شد.



شکل ۹ اثر قطر لوله بر تنش برشی دیواره به‌زای دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (Re=۷۰۰۰-۴۵۲۰۰)

بررسی اثر لزجت سیال بر تنش برشی دیواره. در شکل (۱۰) اثر تغییر نوع سیال به‌خوبی مشاهده می‌شود. با تغییر نوع سیال از آب به هوا (در قطر یکسان $D = 0.2032m$) لزجت سینماتیکی افزایش می‌یابد. در نتیجه در عدد رینولدز یکسان، سرعت متوسط سیال برای هوا (نسبت به آب) بزرگ‌تر می‌باشد؛ اما با این وجود تنش برشی هوا کمتر از آب می‌باشد. علت این امر به کاهش چگالی آن باز می‌گردد. نکته دیگر اینکه، کاهش چگالی سیال باعث می‌شود که نتایج حل شبه‌پایا و ناپایا به هم نزدیک شوند. در این شکل به منظور مقایسه نتایج مدل‌های آشفتگی مختلف، نتایج عددی مرجع [23] و نتایج جریان شبه پایا نیز آورده شده است.

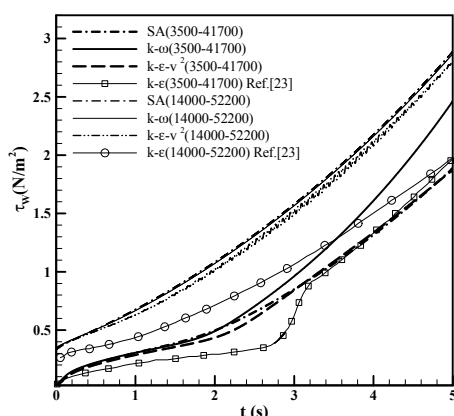


شکل ۸ تغییرات تنش برشی دیواره در طی دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (Re=۷۰۰۰-۴۵۲۰۰)

بررسی اثر قطر بر تنش برشی دیواره. همان‌طور که در شکل (۹) مشاهده می‌شود، افزایش قطر لوله از ۵۰/۸ میلی‌متر به دو برابر و چهار برابر آن، باعث کاهش مقدار تنش برشی می‌گردد. به‌طور کلی، افزایش قطر لوله سبب کاهش سرعت متوسط سیال و در نتیجه کاهش تنش برشی دیواره می‌شود. لازم به ذکر است، به‌علت نتایج ضعیف مدل BL نسبت به دیگر مدل‌ها، نتایج این مدل در این شکل و شکل‌های بعدی لحاظ نمی‌گردد. نزدیکی نتایج عددی حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج عددی مرجع [23] واضح است. هم‌چنین مشاهده می‌شود در قطر بیشتر، اختلاف حل مدل‌ها کمتر می‌گردد.

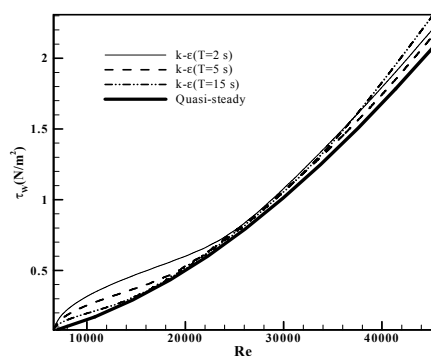
نکته مهم که از شکل دریافت می‌شود این است که در قطرهای کم ($D=0.1016$ و $D=0.0508$) از یک زمان مشخص در حین شتاب‌دهی، شیب خط تنش برشی سریعاً افزایش می‌یابد، در حالی‌که این امر در قطرهای بیشتر ($D=0.2032$) روی نمی‌دهد. علت این امر را می‌توان این‌طور توضیح داد که قبل از افزایش ناگهانی شیب منحنی تنش برشی، اثر تأخیر در پاسخ آشفتگی بر جریان نزدیک دیواره حاکم است؛ اما در

مدل‌های آشفتگی مختلف کار حاضر در شتاب‌دهی با عدد رینولدز اولیه ۳۵۰۰ نشان می‌دهد که در ابتدای دوره، نتایج با نتایج مرجع [23] اختلاف داشته است ولی این اختلاف در انتهای مرحله، کاهش می‌یابد.

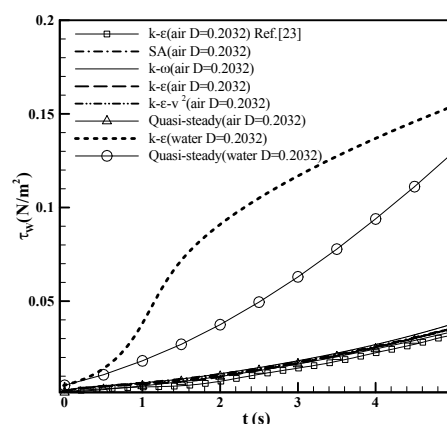


شکل ۱۱ اثر افزایش عدد رینولدز اولیه بر تنش برشی دیواره به‌ازای دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای

بررسی اثر زمان دوره شتاب‌دهی بر تنش برشی دیواره. افزایش زمان دوره شتاب‌دهی باعث کاهش اینرسی جریان در طول دوره می‌شود در نتیجه انتظار می‌رود که اختلاف بین حل حالت پایا و ناپایا کاهش یابد. این اختلاف در شکل (۱۲) قابل مشاهده می‌باشد. لازم به ذکر است که فقط نتایج حاصل از مدل k-ε نمایش داده شده است. اختلاف بین حل شبه‌پایا و حل شتاب‌دار، در مراحل انتهایی شتاب‌دهی به دلیل ضعف مدل‌سازی می‌باشد.



شکل ۱۲ اثر زمان دوره شتاب‌دهی بر تنش برشی دیواره (Re=۷۰۰۰ - ۴۵۲۰۰)

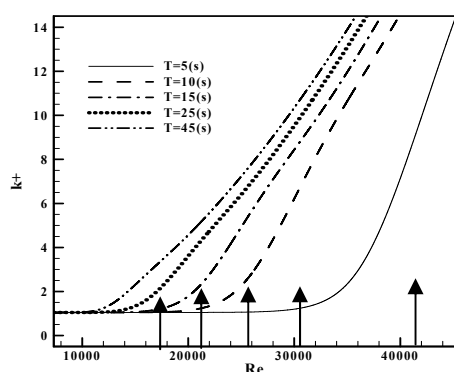


شکل ۱۰ اثر لزجت سیال بر تنش برشی دیواره به‌ازای دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (Re=۷۰۰۰ - ۴۵۲۰۰)

لازم به ذکر است، در این شکل برای پرهیز از شلوغی، فقط نتایج مدل k-ε (برای سیال آب) آمده است.

بررسی اثر رینولدز اولیه بر تنش برشی دیواره. چون در عمل، بازه‌های مختلف از اعداد رینولدز می‌تواند در نظر گرفته شود، از این رو اعداد رینولدز اولیه نیز تغییر داده شد و نتایج، مورد بررسی قرار گرفت. افزایش رینولدز اولیه سبب افزایش نرخ نفوذ آشفتگی و به تبع آن افزایش تنش برشی دیواره می‌گردد. در شکل (۱۱) رینولدزهای اولیه ۳۵۰۰ و ۱۴۰۰۰ انتخاب شده‌اند که در دوره زمانی ۵ ثانیه تحت شتاب قرار می‌گیرند. برای مقایسه بهتر، باید اختلاف بین اعداد رینولدز ۷۰۰۰ و ۴۵۲۰۰ را به اعداد رینولدز ۳۵۰۰ و ۱۴۰۰۰ افزود که به ترتیب، اعداد رینولدز نهایی ۴۱۷۰۰ و ۵۲۲۰۰ به دست خواهد آمد. افزایش تنش برشی در اثر افزایش رینولدز اولیه را در شکل (۱۱) می‌توان مشاهده کرد. لازم به ذکر است برای پرهیز از شلوغی، نتایج مربوط به بازه اعداد رینولدز ۷۰۰۰ تا ۴۵۲۰۰ درج نشده است. ملاحظه می‌شود که اگر شروع شتاب‌دهی در اعداد رینولدز بالاتر رخ دهد، اختلاف بین نتایج مدل‌های آشفتگی کمتر می‌گردد؛ اما بین نتایج حاضر و نتایج مرجع [23] اختلاف وجود دارد. هم‌چنین مقایسه

نتایج این مدل آمده است. بررسی زمان تأخیر در موقعیت مرکزی لوله برای لوله به شعاع ۵۰/۸ میلی‌متر نشان می‌دهد که با افزایش دو برابری قطر لوله، زمان تأخیر نیز حدوداً دو برابر (۸ ثانیه) می‌شود. لازم به ذکر است، به دلیل این که نرخ شتاب ۵ ثانیه‌ای کمتر از زمان تأخیر در این قطر می‌باشد، مقدار زمان تأخیر برای آن در جدول درج نشده است.



شکل ۱۳ تغییرات انرژی جنبشی آشفته در مرکز لوله به ازای دوره‌های شتاب‌دهی مختلف (Re=۷۰۰۰-۴۵۲۰۰)

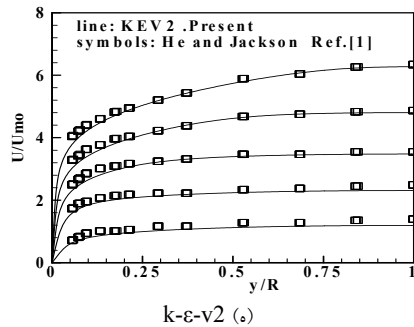
جدول ۱ مقایسه تأخیر زمانی نتایج آزمایشگاهی [1]

و عددی پژوهش حاضر

نرخ شتاب‌دهی (ثانیه)	۵	۱۰	۱۵	۲۵	۴۵
تأخیر زمانی مرکز لوله تجربی (ثانیه) - لوله به شعاع ۲۵/۴ میلی‌متر [1]	۳.۹	۴	۴.۱	۳.۹	۴
تأخیر زمانی مرکز لوله کار حاضر - پیش‌بینی شده با مدل $k-\epsilon-v^2$ (ثانیه) - لوله به شعاع ۲۵/۴ میلی‌متر	۳.۵۱	۳.۸۷	۳.۸۳	۴.۷۴	۵.۷۳
تأخیر زمانی مرکز لوله کار حاضر - پیش‌بینی شده با مدل $k-\epsilon-v^2$ (ثانیه) - لوله به شعاع ۵۰/۸ میلی‌متر	-	۶.۸۹	۷.۸۴	۹.۲۵	۱۱.۱۷

تأخیر در پاسخ آشفته. یکی از مهم‌ترین و تأثیرگذارترین پارامترهای متفاوت، بین نتایج جریان‌های پایا و شبه‌پایا، با نتایج جریان شتاب‌دار، در مقوله تأخیر زمانی می‌باشد. هی و جکسون [1] تأخیر در پاسخ آشفته (تأخیر زمانی) را به صورت زیر تعریف نمودند: "مقدار زمان از شروع یک شتاب‌دهی تا لحظه‌ای که یک مکان معین در جریان به آن شتاب پاسخ می‌دهد". با تحمیل یک دوره شتاب‌دهی، ابتدا میدان سرعت متوسط شروع به پاسخ می‌کند. در نتیجه گرادیان سرعت در ناحیه نزدیک به دیواره افزایش می‌یابد. دامنه این گرادیان به تدریج با زمان رشد می‌کند. تا زمانی که این ناحیه، ناحیه‌ای را که در آن تولید آشفستگی به اوج می‌رسد، پوشش دهد، افزایش کوچک آشفستگی وجود دارد؛ اما پس از آن، تغییرات در تولید آشفستگی و دیگر کمیت‌های جریان قابل توجه می‌گردد. بنابراین، یک تأخیر در پاسخ تولید آشفستگی ملاحظه می‌شود. تأخیر زمانی تابع سرعت و شتاب، فاصله از دیواره لوله، جنس سیال و علامت شتاب (افزایشی یا کاهش‌ی بودن جریان) می‌باشد. این امر در جریان پایا به هیچ عنوان مشاهده نمی‌شود. حدود تأخیر زمانی در نرخ‌های شتاب‌دهی گوناگون در شکل (۱۳) رسم شده است. نتایج کار حاضر نشان می‌دهد که زمان تأخیر در موقعیت مرکز لوله، برای لوله به شعاع ۲۵/۴ میلی‌متر، حدود ۴ ثانیه (به ازای شتاب‌های مختلف) است که این مقدار تطابق خیلی خوبی با نتایج تجربی مرجع [1] (جدول ۱) دارد. لازم به ذکر است که مبنای ارائه شده برای محاسبه تأخیر زمانی (در جدول ۱)، افزایش ۱۰٪ مقدار $k^+ = \frac{k}{u_{\tau 0}^2}$ از مقدار اولیه‌اش (قبل از تأخیر) می‌باشد.

علائم نشان داده شده در شکل (۱۳) نشان‌دهنده شروع تغییرات انرژی جنبشی در موقعیت ذکر شده است. جدول (۱) خلاصه نتایج تأخیر زمانی خط مرکزی لوله به ازای دوره‌های شتاب‌دهی مختلف را نمایش می‌دهد. برای پرهیز از تکرار و با توجه به دقت قابل قبول مدل $k-\epsilon-v^2$ در ناحیه دور از دیواره، فقط



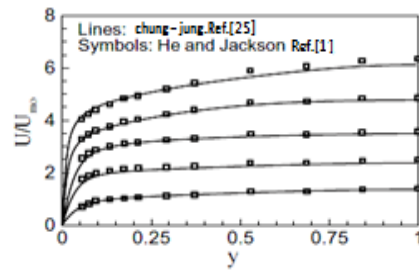
شکل ۱۴ مقایسه توزیع سرعت متوسط حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف و نتایج تجربی در زمان‌های مختلف دوره شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای در اعداد رینولدز ۷۰۰۰، ۱۴۰۰۰، ۲۱۰۰۰، ۲۸۰۰۰ و ۳۵۰۰۰

این توزیع سرعت‌ها با نتایج آزمایشگاهی مرجع [1] و نتایج LES مرجع [25] مقایسه شده است. اندازه‌گیری نزدیک دیواره ($y/R \leq 0.55$) در آزمایش‌ها قابل دسترسی نیست [25]. ملاحظه می‌شود که نتایج عددی کار حاضر (به جز مدل BL) به خوبی با نتایج آزمایشگاهی مطابقت دارد.

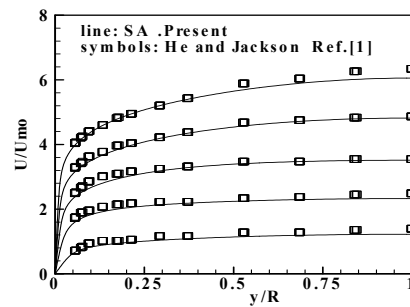
بررسی انرژی جنبشی آشفتنه در دوره شتاب‌دهی. شکل (۱۵) توزیع متوسط مربع مؤلفه سرعت محوری را در دوره شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای (به دست آمده به کمک روش LES) نشان می‌دهد [25]. به علت این که در کار حاضر از مدل‌های آشفتگی مختلف برای شبیه‌سازی استفاده شده است در نتیجه برخلاف روش LES، ترسیم جذر متوسط مربعات سرعت امکان‌پذیر نخواهد بود؛ بنابراین برای مقایسه کیفی، انرژی جنبشی آشفتنه به عنوان نماینده رسم می‌شود. ارتباط جذر متوسط مربعات مؤلفه‌های سرعت و انرژی جنبشی آشفتنه به صورت زیر است:

$$k = 0.5 \left[(u'_{rms})^2 + (v'_{rms})^2 + (w'_{rms})^2 \right] \quad (\Lambda)$$

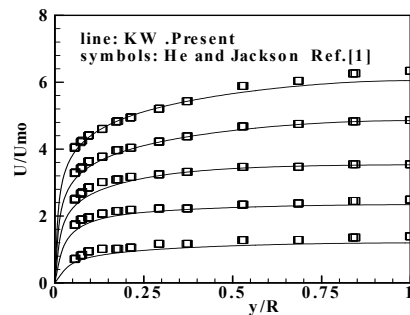
بررسی توزیع سرعت متوسط در دوره شتاب‌دهی. شکل (۱۴) توزیع سرعت متوسط در اعداد رینولدز مختلف (زمان‌های متفاوت) در طی دوره شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای را نشان می‌دهد. در این شکل سرعت‌ها با سرعت ابتدای شتاب‌دهی و موقعیت مکانی نیز با مقدار بیشینه خود (شعاع لوله) بی‌بعد شده‌اند.



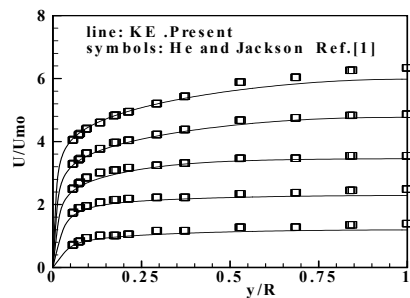
(الف) LES [25]



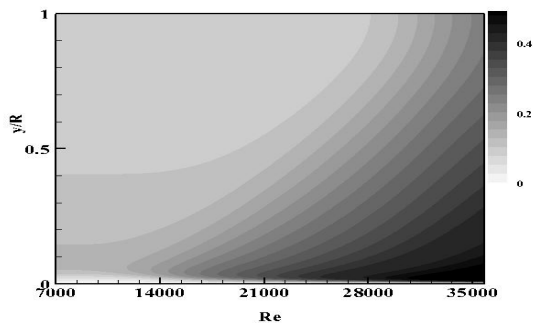
(ب) SA



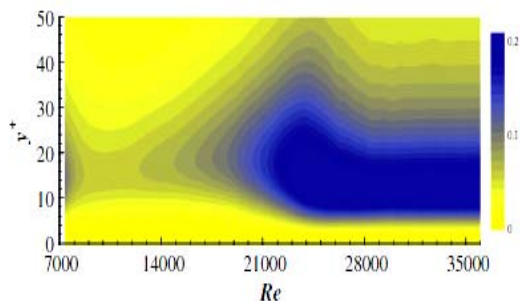
(ج) k-ω



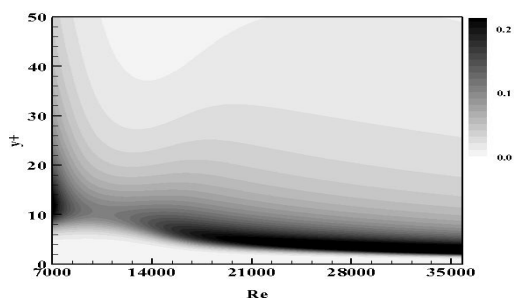
(د) k-ε



شکل ۱۶ توزیع انرژی جنبشی آشفته حاصل از مدل $k-\epsilon-v^2$ به ازای دوره شتابدهی $3/8$ ثانیه‌ای ($Re=7000-36000$)



شکل ۱۷ توزیع جمله تولید بی بعد معادله انرژی جنبشی آشفته به ازای دوره شتابدهی $3/8$ ثانیه‌ای ($Re=7000-36000$) - مرجع [25]



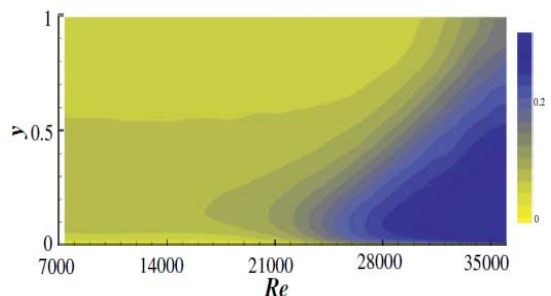
شکل ۱۸ توزیع جمله تولید بی بعد معادله انرژی جنبشی آشفته به ازای دوره شتابدهی $3/8$ ثانیه‌ای ($Re=7000-36000$) - مدل $k-\epsilon-v^2$

نتیجه گیری

در پژوهش حاضر، جریان آشفتۀ شتابدار خطی در یک لوله برای حوزه متغیر از اعداد رینولدز، به وسیله پنج مدل مرسوم جریان آشفتۀ شبیه‌سازی شد. مطالعه دقیق‌تر جریان و بررسی کارایی و قابلیت مدل‌های

توزیع انرژی جنبشی آشفتۀ در طی دوره شتابدهی $3/8$ ثانیه‌ای در راستای شعاع لوله در شکل (۱۶) رسم شده است. مشاهده می‌شود که تغییرات این کمیت به لحاظ کیفی مانند نتایج LES (شکل ۱۵) است. لازم به ذکر می‌باشد که این شکل نتایج مربوط به مدل $k-\epsilon-v^2$ را نمایش می‌دهد. شکل‌های (۱۵ و ۱۶) تأخیر زمانی در پاسخ آشفتگی، در مراحل اولیه شتابدهی را نیز به وضوح نشان می‌دهند.

توزیع جمله تولید بی بعد معادله انرژی جنبشی آشفتۀ، به دست آمده به روش LES [25]، در شکل (۱۷) نمایش داده شده است. شکل (۱۸) نیز توزیع جمله فوق را در راستای شعاع لوله نشان می‌دهد. نتایج حاصله به کمک مدل‌سازی یک بعدی ($k-\epsilon-v^2$) به دست آمده است. لازم به ذکر است که دوره شتابدهی $3/8$ ثانیه می‌باشد. مشاهده می‌شود که در مراحل اولیه شتابدهی، جمله تولید تقریباً ثابت است. علت این امر، پاسخ آهسته تنش برشی آشفتۀ و میدان سرعت در این مرحله است. تطابق کیفی بین شکل‌های (۱۷ و ۱۸)، دقت نسبتاً خوب مدل‌سازی یک بعدی کار حاضر را نشان می‌دهد. با گذشت زمان از شروع شتابدهی، دامنه گسترش جمله تولید به سبب افزایش سرعت اصطکاکی محلی کاهش می‌یابد.



شکل ۱۹ توزیع متوسط مربع مولفه سرعت محوری به ازای دوره شتابدهی $3/8$ ثانیه‌ای ($Re=7000-36000$) - مرجع [25]

- مذکور در پیش‌بینی تنش برشی دیواره، تنش رینولدز، لزجت آشفتگی، تأخیر زمانی در پاسخ و سرعت متوسط مورد نظر بود. همچنین تغییر عواملی نظیر قطر لوله، نوع سیال، رینولدز اولیه شتاب و نرخ شتاب‌دهی و تأثیر آن بر پارامترهای فوق به‌دقت مورد بررسی قرار گرفت. به‌منظور راستی‌آزمایی، نتایج حاصل از مدل‌های آشفتگی با نتایج تجربی و عددی (مدل‌سازی آشفتگی و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ) دیگر محققان مقایسه گردید. نتایج به‌دست آمده از مطالعه حاضر به‌صورت زیر عنوان می‌گردد:
- تأخیر در پاسخ آشفتۀ پیش‌بینی شده به‌وسیله مدل‌ها (جز مدل BL)، تطابق نسبتاً خوبی با مقادیر آزمایشگاهی نشان می‌دهد.
 - مقایسه توزیع سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفتۀ و لزجت آشفتگی نشان از دقت بهتر مدل $k-\epsilon-V^2$ نسبت به سایر مدل‌ها دارد.
 - تنش برشی در طی دوره شتاب‌دهی خطی، رفتار غیرخطی از خود نشان می‌دهد.
 - افزایش قطر و لزجت باعث کاهش تنش برشی دیواره و افزایش رینولدز ابتدای دوره شتاب‌دهی با افزایش تنش برشی دیواره همراه است.
 - اختلاف بین حل حالت شبه پایا و شتاب‌دار در اثر کاهش زمان شتاب‌دهی، افزایش می‌یابد.
 - مقایسه کمیت‌های سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفتۀ و جمله تولید این معادله با نتایج مشابه حاصل از شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و آزمایش‌های تجربی، نشان از دقت مطلوب مدل‌سازی یک‌بعدی (جز مدل BL) جریان آشفتۀ شتاب‌دار دارد.
 - از مدل‌های آشفتگی یک‌بعدی (به‌استثنای مدل BL) می‌توان به‌عنوان یک ابزار مناسب برای پیش‌بینی جریان آشفتۀ شتاب‌دار درون لوله در مقایسه با روش‌های پرهزینه دیگر نظیر شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و کارهای آزمایشگاهی، بهره برد.

مراجع

1. He, S. and Jackson, J.D., "A Study of Turbulence under Conditions of Transient Flow in a Pipe", *J. Fluid Mech*, Vol. 408, pp. 1-38, (2000).
2. Mizushima, T., Maruyama, T. and Hirasawa, H., "Structure of the Trbulence in Pulsating Pipe Flows", *J. Chem. Engng Japan*, Vol. 8, pp. 210-216, (1975).
3. Shemer, L., Wygnanski, I. and Kit, E., "Pulsating Flow in a Pipe", *J. Fluid Mech*, Vol. 153, pp. 313-337, (1985).
4. Burnel, S., Raelison, J.C. and Thomas, J.M., "Radial Distribution of the Reynolds Stress in a Turbulent Pulsating Flow in a Pipe", In *Engineering Turbulence Modeling and Experiments* (ed. W., Rodi and Y., Ganic, pp. 419-427, (1990).
5. Burnel, S., Raelison, J.C. and Thomas, J.M., "Radial Distribution of the Reynolds Stress in a Turbulent Pulsating Flow in a Pipe", *Euromech Colloquium 272 Response of Shear Flows to Imposed Unsteadiness*, Aussois, 15-17 January, France, (1991).
6. Tardu, S.F., Binder G. and Blackwelder, R.F., "Turbulent Channel Flow with Large Amplitude", *J. Fluid Mech*, Vol. 269, pp. 109-151, (1994).
7. Shemer, L. and Wygnanski, I., "On the Pulsating Flow in Pipe", *Third Symp. on Turbulent Shear Flows*, University of California, Davis, Vol. 8, pp. 13-18, (1981)
8. Cook, W.J., Murphy, J.D. and Owen, F.K., "An Experimental and Computational Study of Turbulent

- Boundary Layers in Oscillating Flows", *Fifth Symp. on Turbulent Shear Flows*, Cornell University, Ithaca, New York, August 7-9, (1985)
9. Kirmse, R. E., "Investigations of Pulsating Turbulent Pipe Flow", *Trans. ASME*, Vol. 101, pp. 436-442, (1979).
 10. Blondeaux, P. and Colombini, M. "Pulsating Turbulent Pipe Flow", *Fifth Symp. on Turbulent Shear Flows*, Cornell University, Ithaca, New York, (1985)
 11. Scotti, A. and Piomelli, U., "Turbulence Models in Pulsating Flows", *AIAA J*, Vol. 40, pp. 537-540, (2002).
 12. Scotti, A. and Piomelli, U., "Numerical Simulation of pulsating Turbulent Channel Flows", *Physics of Fluids*, Vol. 13, pp. 1367-1384, (2001).
 13. Kataoka, K., Kawabata, T. and Miki, K., "The Start-up Response of Pipe Flow to a Step Change in Flow Rate", *J. Chem. Engng Japan*, Vol. 8, pp. 266-271, (1975).
 14. Maruyama, T., Kuribayashi, T. and Mizushima, T., "The Structure of the Turbulence in Transient Pipe Flows", *J. Chem. Engng Japan*, Vol. 9, pp. 431-439, (1976)
 15. Kurokawa, J. and Morikawa, M., "Accelerated and Decelerated Flows in a Circular Pipe (1st report, velocity profiles and friction coefficient)", *Bull. JSME*, Vol. 29, pp. 758-765, (1986).
 16. Lefebvre, P. J., "Characterization of Accelerating Pipe Flow", PhD thesis, University of Rhode Island, (1987).
 17. Greenblatt, D. and Moss, E., "Rapid Temporal Acceleration of a Turbulent Pipe Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 514, pp. 65-75, (2004).
 18. Gundogdu, M. Y., and Carpinlioglu, M. O., "Present State of Art on Pulsatile Flow Theory (Part 1: Laminar and Transitional Flow Regimes)", *Japanese Society of Mechanical Engineering International Journal*, Series B, Vol. 42, pp. 384-397, (1999).
 19. Gundogdu, M. Y., and Carpinlioglu, M. O., "Present State of Art on Pulsatile Flow Theory (Part 2: Laminar and Transitional Flow Regimes)", *Japanese Society of Mechanical Engineering International Journal*, Series B, Vol. 42, pp. 398-410, (1999).
 20. Hsu, C.T., Lu, X., and Kwan, M.K., "LES and RANS Studies of Oscillating Flows over Flat Plate", *American Society of Chemical Engineering Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 126, pp. 186-193, (2000).
 21. Chung, Y.M. and Malek-Jafarian, M., "Direct Numerical Simulation of Unsteady Decelerating Flows", *Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-4)*, Williamsburg, USA, 27-29 June (2005).
 22. Yorke, C.P. and Coleman, G.N., "Assessment of Common Turbulence Models for an Idealized Adverse Pressure Gradient Flow", *European Journal of Fluid Mechanics B/Fluids*, Vol. 23, pp. 319-337, (2004).
 23. He, S., Ariyaratne, C. and Vardy, A.E., "A computational study of wall friction and turbulence dynamics in accelerating pipe flows", *Computers and Fluids*, Vol. 37, pp.674-689, (2008).
 24. Khaleghi, A., Pasandideh-Frad, M., Jafarian, M.M., and Chung, Y.M., "Assessment of common turbulence models under conditions of temporal acceleration in a pipe", *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 4, pp. 25-33, (2009).
 25. Jung, S.Y. and Chung, Y.M., "Large-eddy simulation of accelerated turbulent flow in a circular pipe", *International Journal of Heat And Fluid Flow*, Vol. 33, pp. 1-8, (2012).
 26. Moser, R.D., Kim, J. and Mansour, N.M., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flows up to $Re_\tau = 590$ ", *Physics of Fluids*, Vol. 11, pp. 943-945, (1999).
 27. Baldwin, B.S., Lomax, H., "Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", *AIAA Paper*, pp. 78-257, (1978).

28. Spalart P.R. and Allmaras S.R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", *La Recherche Aerospaciale*, Vol. 1, pp. 5-21, (1994)
29. Lam, C.K.G. and Bremhorst K.A., "Modified Form of the $k - \varepsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 103, pp. 456-460, (1981).
30. Wilcox, D.C., "Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models", *AIAA Journal*, Vol. 26, pp. 1299-1310, (1988).
31. Durbin, P.A., "Separated Flow Computations with the $k - \varepsilon - v^2$ Model", *AIAA J*, Vol. 33, pp. 659-664, (1995).
32. Cebeci, T. and Smith, A.M.O., "*Analysis of Turbulent Boundary Layers*", Academic Press, Cambridge, Massachusetts, (1974).
33. Wilcox, D.C., "*Turbulence Modeling for CFD*", Second edition, DCW Industries, New York, (1998).
34. Menter, F.R., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", *AIAA J*, Vol. 32, pp. 1598-1605, (1994).