



اصلاح مدل تلاطمی $k - \varepsilon - v^2$ برای جریان آشفته شتابدار داخل لوله

علی خالقی^{۱*} و محمود پسندیده فرد^۲

^۱ استادیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی شاهرود

^۲ دانشیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی مشهد

مقاله مستقل، تاریخ دریافت: ۱۳۹۵/۰۶/۰۸؛ تاریخ بازنگری: ۱۳۹۵/۰۸/۰۴؛ تاریخ پذیرش: ۱۳۹۵/۱۲/۱۰

چکیده

در این تحقیق، به بررسی و اصلاح مدل آشفتگی $k - \varepsilon - v^2$ پرداخته شده است. مدل $k - \varepsilon - v^2$ ، اثرات ناشی از دیواره را در جریان‌های آشفته پایا به خوبی اعمال می‌کند. در جریان‌های آشفته ناپایا به علت پیچیدگی‌های خاص این نوع رژیم جریان، اکثر مدل‌های آشفتگی، توانمندی لازم برای مدلسازی مناسب میدان جریان بخصوص در کنار دیواره را ندارند و مدل $k - \varepsilon - v^2$ ، با توجه به ماهیت متغیرهای مورد استفاده در آن، دارای این قابلیت است. هر چند این مدل برای جریان‌های آشفته شتابدار نسبت به سایر مدل‌ها نتایج مطلوبتری را ارائه می‌کند، اما به علت عدم انطباق دقیق نتایج آن با نتایج آزمایشگاهی به اصلاح نیاز دارد. با بررسی پارامترهای مختلف مؤثر و متغیرهای دارای ضریب وزنی بالا در مدل $k - \varepsilon - v^2$ مشخص گردید، پارامتر مناسب برای اصلاح آن، عبارت v^2 است. با توجه به دیمانسیون مشابه این متغیر و انرژی جنبشی تلاطمی، با وارد کردن این پارامتر به معادله انتقال k ، مدل اصلاح شد. اعمال این اصلاح و حل مجدد معادلات انتقال نشان داد که نتایج قابل قبولی برای جریان متلاطم ناپایا بدست آمده است. برای بررسی تأثیر اصلاح مدل، مشخصه‌های مختلف تلاطمی از قبیل، انرژی جنبشی آشفتگی و تنش برشی دیواره برای دوره‌های مختلف زمان شتابدهی، مورد بررسی قرار گرفت و مشخص گردید، اصلاح صورت گرفته مستقل از بازه زمانی دوره شتابدهی، تأثیر مثبتی بر تقرب نتایج عددی با نتایج آزمایشگاهی دارد.

کلمات کلیدی: جریان آشفته؛ جریان شتابدار؛ مدل $k - \varepsilon - v^2$ ؛ جریان داخل لوله.

Modification of $k - \varepsilon - v^2$ Turbulence Model for Turbulent Accelerated Flows in Pipes

A. Khaleghi^{1*}, M. Pasandideh Fard²

¹ Assis. Prof., Mech. Eng., Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran.

² Assoc. Prof., Mechanical Engineering, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran.

Abstract

In this study $k - \varepsilon - v^2$ turbulence model has been considered and modified for pipe flows in accelerating condition. In order to determine the characteristics of the fluid under the non-periodic accelerating conditions and using water as the working fluid, $k - \varepsilon - v^2$ model has been under taken. This model imposes the wall effects into the flow field properly. However, most of turbulence models cannot predict this phenomenon appropriately for unsteady flows. Although, $k - \varepsilon - v^2$ model is the best among the same turbulence models, however, still it needs some modifications. First, the weight coefficient of various parameters effects available in this model have been considered thoroughly. Then the most effective parameter has been obtained. It has been found that the v^2 parameter and its differential equation must be modified to correlate the experimental data desirably. Considering the point that v^2 has the same dimension of k-equation, its effect is imposed into this equation. Further, this modification has been examined for internal pipe flows with different periods of accelerations. It was found that the results of some characteristics of flow such as turbulence kinetic energy and wall shear stress for different accelerations of flow are improved desirably compared to the experimental data.

Keywords: Turbulence Modeling; Acceleration Flow; $k - \varepsilon - v^2$ Model; Pipe Flow.

۱- مقدمه

مدل $k-\varepsilon-v^2$ ، به عنوان یک مدل تخفیف بیضوی در نواحی شدیداً غیر همگن نزدیک دیواره، برای جریان متلاطم معرفی می‌شود. این مدل، اثرات ناشی از دیواره را به خوبی اعمال می‌کند. مدل $k-\varepsilon-v^2$ با داده‌های حل عددی مستقیم (DNS) در جریان متلاطم پایا، مطابقت خوبی دارد [۱]. یکی از مهم‌ترین مزیت‌های این مدل در رفع وابستگی به «توابع میرای»^۱ اختیاری است که در بسیاری از مدل‌های دو معادله‌ای مرسوم است.

جریان متلاطم نزدیک دیواره، به دو حوزه قابل تقسیم است: الف- ناحیه داخلی با مقیاس‌های طولی از مرتبه $\frac{v}{u_\tau}$ (با مقیاس کولموگوروف^۲ $(\frac{v^3}{\varepsilon})^{1/4}$)؛ ب- ناحیه خارجی در مقیاس ابعاد هندسه جریان از قبیل، نصف عرض کانال، شعاع لوله یا ضخامت لایه مرزی. نقطه اوج انرژی آشفتگی و بیشینه تولید آشفتگی، هر دو در ناحیه داخلی اتفاق می‌افتند.

تا قبل از ابداع مدل $k-\varepsilon-v^2$ ، مدل‌های تک نقطه‌ای مرتبه دوم بر مبنای تقریب‌های شبه همگن قرار داشتند. این مدل‌ها در نزدیکی دیواره در ناحیه داخلی که شدیداً ناهمگن است، پاسخگو نیستند. چاره‌ای که بسیاری از محققان برگزیده‌اند، معرفی «توابع میرا»^۳ ی خاصی است که به گونه‌ای تنظیم می‌شوند تا مدل، داده‌های محاسباتی و تجربی را تعدیل نمایند. هاجالیک و لاندن^۴ [۲]، پاتل و همکاران^۵ [۳] و بردینا و همکاران^۶ [۴]، به معرفی توابع میراگری برای کاربردهای مطرح در پژوهش‌های خود پرداخته‌اند؛ همچنین لاندن و شارما^۷ [۵] و شیه^۸ [۶]، لام و برمهاست^۹ [۷] و چین^۹ [۸]، به معرفی توابع میرای دیگری برای تعدیل رفتار مدل‌های مورد استفاده خود در نزدیکی پرداخته‌اند. بای و کیم^{۱۰} با استفاده از «تابع میرا»^{۱۰} ی متغیر، به شبیه سازی

عددی سیالات در فشار فوق بحرانی پرداختند و عملکرد آن را در اعداد پرانتل مختلف، مورد ارزیابی قرار دادند [۹]. لمکول، کلم بوسیک و آللین^{۱۱} نیز، بر استفاده از توابع دیواره بر بهبود مدلسازی در مرز دارای مکش تاکید داشتند [۱۰]. نظیف و بصیرت تبریزی^{۱۲} نیز، در تحقیقات خود یک تابع دیواره را برای مدل سازی گردش خون اعمال کردند. این محققان برای افزایش دقت مدلسازی خود، از مدل v^2-f استفاده کردند [۱۱]. به این ترتیب، از آنجایی که در مدل‌های مورد استفاده اغلب محققان قبل، ناهمگنی نزدیک به دیواره لحاظ نشده است و توابع میرای مورد استفاده برای هندسه یا شرایط خاص قابل استفاده هستند، حوزه کاربرد این توابع عموماً محدود است.

با توجه به اینکه مؤلفه سرعت عمود بر دیواره (v) در نزدیکی دیواره به صورت غیر لزج به سمت صفر میل می‌نماید، می‌توان از آن به عنوان یک عامل میراگر در مدل‌سازی استفاده کرد که در مدل $k-\varepsilon-v^2$ با استفاده از آن، اثرات دیواره مدل می‌شود.

مدل $k-\varepsilon-v^2$ ، توسط محققان زیادی مورد استفاده و بررسی قرار گرفته است و در اکثر موارد که به تعدادی از آنها در ادامه اشاره خواهد شد، مطلوب بودن نتایج، گزارش شده است. هر چند اکثر این بررسی‌ها برای جریان پایا بوده است.

به‌نیا، پازنیکس و دوربین^{۱۳} مدل $k-\varepsilon-v^2$ را از حیث مسائل انتقال حرارتی مورد مطالعه قرار داده، با نتایج آزمایشگاهی و عددی مدل $k-\varepsilon$ مقایسه نموده است. نتایج این تحقیق نشان دهنده، انطباق مطلوب تحلیل عددی مدل $k-\varepsilon-v^2$ بر نتایج آزمایشگاهی و انحراف نتایج مدل $k-\varepsilon$ از آن است [۱۲]. کیم، هی و جکسون^{۱۴}، به بررسی جریان در لوله عمودی تحت تأثیر نیروهای شناوری با لحاظ نمودن معادله انرژی پرداختند [۱۳]. نتایج حاصل از مدل‌سازی ۱۰ مدل آشفتگی مختلف و مقایسه آن‌ها با نتایج حل عددی مستقیم (DNS) منتشر شده توسط کازاکی و نیشیمورا^{۱۵} [۱۴]، همچنین یو و همکاران [۱۵]، نشان دهنده این واقعیت

¹ Damping Function

² Kolmogoroff

³ Hanjalic & Launder

⁴ Patel, Rodi & Scheuerer

⁵ Bardina, Huang & Coakley

⁶ Launder & Sharma

⁷ Shih

⁸ Lam & Bremhorst

⁹ Chien

¹⁰ Bae & kim

¹¹ Lehmkuhl, Kelm, Buccic & Allelein

¹² Nazif & Basirat Tabrizi

¹³ Behnia, Parneix & Durbin

¹⁴ Kim, He & Jackson

¹⁵ Kasagi & Nishimura

سونسگسون و دیویدسون^۷، به بررسی محدودیت‌های مدل آشفتگی $k-\varepsilon-v^2$ (چهار ویرایش متفاوت این مدل) با استفاده از مدل‌سازی پره استاتور پرداخته است [۲۲]. در پژوهش فوق پارامترهای مختلف مدل $k-\varepsilon-v^2$ ، مورد مطالعه قرار گرفته است. در نهایت این نتیجه حاصل شده است که یکی از ثابت‌ها در مدل $k-\varepsilon-v^2$ برای چنین جریان‌های بایستی اصلاح گردد، تا نتایج مطلوب‌تری حاصل شود. لازم به توضیح است که پیشنهاد اصلاح فوق برای جریان پایا ارائه شده است.

خلجی، نظری و سیفی^۸ در مطالعه تأثیر پارامترهای وابسته به عدد رینولدز ورودی در نازل به این نتیجه رسیدند که مدل $k-\omega-v^2-f$ نسبت به سایر مدل‌ها، نتایج مطلوب‌تری در تطبیق با نتایج آزمایشگاهی دارد [۲۳].

جونز و آتیوژونیکف^۹ در ناحیه نزدیک به دیواره مدل‌های تلاطمی $k-\omega-SST$ ، اسپارات-آلماراس^{۱۰} و $BL-v^2/k$ را اعمال کردند [۲۴]. آن‌ها منطقه نزدیک به دیواره را از مش محاسباتی اصلی حذف کرده، از روش‌های جایگزین استفاده کردند. در این تحقیق نیز مدل مبتنی بر $BL-v^2/k$ ، انطباق خوبی را با نتایج آزمایشگاهی نشان می‌دهد.

از آنجایی‌که در تحقیقات فوق عموماً بر استفاده از مدل $k-\varepsilon-v^2$ تأکید شده، نارسایی‌های مدل مذکور کمتر مورد توجه و مد نظر قرار گرفته و در مواردی که بنای محققان بر رفع مشکل نارسایی مدل در هندسه‌هایی خاص بوده، بر تعداد معادلات افزوده‌اند (عملاً به روش‌های چهار معادله‌ای روی آورده‌اند) که این مهم سبب افزایش پیچیدگی و همچنین هزینه محاسبات می‌شود. محققان در پژوهش حاضر، به بررسی مدل $k-\varepsilon-v^2$ و ارائه پیشنهاد جهت اصلاح آن برای جریان آشفته شتابدار داخل لوله پرداخته‌اند؛ بطوریکه بتوان ضمن استفاده از مدل ارائه شده اصلی در مرجع [۱] (که در بسیاری از موارد نارسایی مدل‌های قبل بخصوص در مقوله توابع دیواره را رفع کرده)، هزینه محاسبات و پیچیدگی خاص دیگری به معادلات آشفته‌اضافه نکند.

است که در این شرایط نیز مدل $k-\varepsilon-v^2$ ، نتایج مطلوب‌تری را نسبت به سایر مدل‌های انتخاب شده، ارائه می‌کند. کاسینیوس و همکاران^۱ [۱۶]، جریان چرخشی را مورد مطالعه قرار داده است و نتایج آن را با نتایج حل عددی مستقیم آلویوس^۲ [۱۷] مقایسه کرده‌اند. این تحقیق برای افزایش کارایی، مدل $k-\omega$ را با مدل $k-\varepsilon-v^2$ ترکیب کرده است که نتایج مطلوب‌تری در اثر این ادغام حاصل شده است. سامی، بهری، مرفی و حامد^۳ شش مدل مختلف آشفتگی را با نتایج DNS و آزمایشگاهی مقایسه کرده‌اند [۱۸]. هندسه مورد مطالعه در این تحلیل، یک شیبوره واگرا است. نتایج این تحقیق نیز، بیانگر نتایج منطبق‌تر ناشی از $k-\varepsilon-v^2$ با نتایج DNS و نتایج آزمایشگاهی است. مهدی زاده، فیروزآبادی و فرهانیه^۴ با استفاده از مدل آشفتگی $k-\varepsilon-v^2$ ، به تحلیل جریان گل‌آلود روی سطح شیب‌دار پرداخته‌اند و نتایج حاصل از کار ایشان در مقایسه با نتایج تجربی ارائه شده، نسبتاً مطلوب ارزیابی شده است [۱۹]. کالیتزین^۵ با به‌کارگیری مدل $k-\varepsilon-v^2$ در کاربردهای هوا-فضایی، کارایی و قابلیت این مدل را در شرایط مسائل هوا-فضایی ارائه کرده است [۲۰]. خالقی و همکاران^۶ به مطالعه جریان آشفته شتابدار داخل لوله پرداخته‌اند که در آن مدل‌های مختلف تلاطمی با هم مقایسه شده‌اند و در آن تحقیق مشخص گردید، مدل $k-\varepsilon-v^2$ نسبت به سایر مدل‌های منتخب، نتایج بهتری ارائه می‌کند [۲۱]. هر چند تحقیق اخیر برخلاف تحقیقات پیشین که برای جریان پایا بوده‌اند، برای جریان ناپایا صورت گرفته است، اما نتایج آن باز هم نشان دهنده موفقیت نسبی مطلوب‌تر مدل $k-\varepsilon-v^2$ در مقایسه با سایر مدل‌های مورد مطالعه است. البته علیرغم موفقیت نسبی این مدل، باز هم اختلاف آن با نتایج تجربی قابل اغماض نبوده و می‌بایست برای رژیم جریان متلاطم، مورد بازنگری مجدد قرار گیرد.

¹ Kassinos, C. A. Langer, G. Kalitzin

² Alvelius

³ Samy M. El- Behery, and Mofreh H. Hamed

⁴ Mehdizadeh, Firoozabadi & Farhanieh

⁵ Kalitzin

⁶ Khaleghi, PasandidehFard, Malek-Jafarian & Chung

⁷ Sveningsson & Davidson

⁸ Khalaji, Nazari & Seifi

⁹ Jones & Utyuzhnikov

¹⁰ Spalart-Allmaras

$$\frac{\partial u^+}{\partial t^+} = \frac{1}{\text{Re}_\tau} + \frac{\partial}{\partial r^+} \left((1+v_t^+) \frac{\partial u^+}{\partial r^+} \right) \quad (3)$$

که در آن :

$$\text{Re}_\tau = \frac{u_\tau R}{\nu} \quad (4)$$

$$v_t^+ = C_\mu v^{+2} T \quad (5)$$

همچنین با توجه به معادلات انتقال در مدل تلاطمی $k-\varepsilon-v^2$ با استفاده از پارامترهای بی بعدکننده به صورت روابط (۶-۹) نمایش داده می‌شوند:

$$\frac{\partial k^+}{\partial t^+} = P^+ - \varepsilon^+ + \frac{\partial}{\partial y^+} \left[\left(1 + \frac{v_t^+}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k^+}{\partial y^+} \right] \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon^+}{\partial t^+} = C_{\varepsilon 1}^+ \frac{P^+}{T^+} - C_{\varepsilon 2}^+ \frac{\varepsilon^+}{T^+} + \frac{\partial}{\partial y^+} \left[\left(1 + \frac{v_t^+}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon^+}{\partial y^+} \right] \quad (7)$$

$$\frac{\partial v^{+2}}{\partial t^+} = k^+ + f_{22}^+ - v^{+2} \frac{\varepsilon^+}{k^+} + \frac{\partial}{\partial y^+} \left[\left(1 + \frac{v_t^+}{\sigma_k} \right) \frac{\partial v^{+2}}{\partial y^+} \right] \quad (8)$$

$$L^{+2} \frac{\partial^2 f_{22}^+}{\partial y^{+2}} - f_{22}^+ = (1 - C_1) \frac{\left(\frac{2}{3} \frac{v^{+2}}{k^+} \right)}{T^+} - C_2 \frac{P^+}{k^+} \quad (9)$$

در آن متغیرهای P^+ , $C_{\varepsilon 1}^*$ به صورت روابط (۱۰) تعریف شده‌اند:

$$P^+ = v_t^+ \left(\frac{\partial u^+}{\partial y^+} \right)^2, \quad C_{\varepsilon 1}^* = C_{\varepsilon 1} \left(1 + a_1 \frac{P^+}{\varepsilon^+} \right) \quad (10)$$

در نواحی دور از دیواره، $T = k/\varepsilon$ است که تخمین قابل قبولی ارائه می‌دهد. در هر حال، وقتی که $y \rightarrow 0$ داریم، $k \rightarrow 0$ در صورتی که $\varepsilon > 0$ است، نتیجتاً در برخی نقاط k/ε کمتر از مقیاس کولموگورف $(\nu/\varepsilon)^{1/2}$ می‌شود؛ ولی مقیاس زمانی گردابه نمی‌تواند کمتر از مقیاس کولموگورف باشد [۲۷] و [۲۸]؛ بنابراین از رابطه (۱۱) استفاده می‌کنیم:

$$T^+ = \max \left[\frac{k^+}{\varepsilon^+}, 6 \left(\frac{1}{\varepsilon^+} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (11)$$

این عبارت در نواحی نزدیک به دیوار معتبر باقی می‌ماند. به این ترتیب از ایجاد نقطهٔ تکیه در مرز $y = 0$ در معادله ε پیشگیری می‌شود.

$$L^+ = C_L \max \left[\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon^+}, C_\eta \left(\frac{1}{\varepsilon^+} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \quad (12)$$

۲- هندسه پژوهش و معادلات حاکم

مدل‌سازی بر اساس سیال عامل آب تحت جریان شتابدار آشفتنه در لوله‌ای به شعاع ۲۵.۴ میلی‌متر انجام شده است. عدد رینولدز ورودی، ۷۰۰۰ است که تحت شتاب‌های مختلف (طی زمان‌های مختلف ۵ و ۴۵ ثانیه) به ۴۵۲۰۰ می‌رسد. رینولدز براساس سرعت متوسط و قطر لوله محاسبه می‌شود. سیال عامل آب با چگالی 1000 kg/m^3 و لزجت $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ است. برای راستی آزمائی نتایج، چهار مقطع در راستای عمود بر دیواره به عنوان معیار سنجش در نظر گرفته شده‌اند. فاصله از دیواره $y=0, 12, 21, 23.5 \text{ mm}$ می‌باشند. این فواصل ضمن پراکندگی مناسب، دارای مقادیر تجربی نیز هستند که به منظور تأیید نتایج از آنها کمک گرفته می‌شود. نتایج تجربی مورد استفاده نتایج ارائه شده توسط هی و همکاران^۱ [۲۵]، هی و جسون^۲ [۲۶] می‌باشند. از طرفی چند پارامتر مؤثر و مشخصه اصلی مربوط به جریان جهت مقایسه لحاظ گردیده‌اند. این مشخصه‌های مؤثر شامل، سرعت محوری و انرژی جنبشی در هر مقطع می‌شود.

معادلات حاکم، معادلات پیوستگی، ممنتوم و معادلات انتقال هستند که در رابطه (۱) به آنها اشاره می‌شود:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^j \left((v+v_t) \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right) \quad (1)$$

برای جامعیت بخشی بیشتر به مباحث بررسی معادلات، لازم است معادلات حاکم با استفاده از پارامترهای بی‌بعد کننده زیر، بی‌بعدسازی شوند:

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad x^+ = \frac{u_\tau}{\nu} x, \quad (2\text{-الف})$$

$$y^+ = \frac{u_\tau}{\nu} y, \quad p^+ = \frac{p}{\rho u_\tau^2} \quad (2\text{-ب})$$

$$t^+ = \frac{u_\tau^2}{\nu} t, \quad v^+ = \frac{v_t}{\nu},$$

$$f_{22}^+ = \frac{v}{u_\tau^2} f_{22}, \quad v^{+2} = \frac{v^2}{u_\tau^2}$$

که با استفاده از پارامترهای بی‌بعد کننده فوق معادله (۱) به شکل زیر در می‌آید:

^۱ He, Ariyaratne & Vardy
^۲ He & Jackson

$$\begin{aligned} @ y^+ = 0 \quad k^+ = 0, \quad \varepsilon^+ = 2 \frac{k^+}{y^{+2}}, \\ v^{+2} = 0, \quad f_{22}^+ = 20 \frac{v^{+2}}{\varepsilon^+ y^{+4}} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} @ y^+ = 240.5 (\text{CenterLine}) \\ \frac{\partial k^+}{\partial y^+} = \frac{\partial \varepsilon^+}{\partial y^+} = \frac{\partial v^{+2}}{\partial y^+} = \frac{\partial f_{22}^+}{\partial y^+} = 0 \end{aligned}$$

با توجه به اینکه رژیم جریان (توسعه یافته)، استفاده از حل یک بعدی را مجاز می‌سازد؛ شبکه‌بندی ساختار یافته در جهت r برای یک بعدی بکار گرفته شده است. برای هندسه مورد تحلیل که لوله‌ای مدور است، شبکه‌بندی و گام‌های زمانی مختلفی جهت مستقل‌سازی^۲ نتایج از مش‌بندی و گام زمانی مورد آزمایش قرار گرفت که در نهایت برای شبکه‌بندی در راستای شعاع از ۲۰۰ نقطه با ضریب انبساط ۱/۰۲ از کناره دیواره به مرکز، استفاده شد. در خط مرکزی لوله، شرط مرزی شیب صفر بر کلیه مشخصه‌ها، اعمال گردید ($\partial \phi / \partial r|_{r=0} = 0$). شرایط مرزی اعمال شده، به صورت شرط عدم لغزش در دیواره و همچنین شرط شیب صفر در مرکز و سرعت ورودی طبق رابطه (۱۶) تعریف شده‌اند.

نمایه تغییرات سرعت بر حسب زمان (شتاب) در لوله مورد مطالعه به صورت رابطه (۱۷) است:

$$\begin{aligned} u(r, x, t) = (u_f - u_i) * \frac{t}{T} + u_i \quad \text{for} \\ T \equiv 5 \ \& \ 45s \\ u_i = 0.138 \text{ m/s} \quad u_f = 0.891 \text{ m/s} \end{aligned} \quad (17)$$

که در آن u_i سرعت متوسط اولیه و u_f سرعت متوسط نهایی در لوله می‌باشند. روابط مورد استفاده در این تحلیل عددی برای معادلات پیوستگی و ممنتوم در جهات r بر اساس دستگاه مختصات استوانه‌ای هستند.

۴- اصلاح مدل $k - \varepsilon - v^2$

برای اصلاح مدل، ابتدا به بررسی پارامترهای مؤثر بر معادلات و ضریب وزنی هر یک در معادلات می‌پردازیم و محل اثر هر یک از پارامترها را رصد می‌کنیم. استراتژی اصلاح، بر پایه

چون C_T تأثیر محسوسی روی مدل ندارد، بنابراین مقدار $C_T = 6$ مناسب است [۱].

در معادلات فوق ثابت‌ها عبارتند از:

$$\begin{aligned} C_1 = 1.3, \quad C_2 = 0.3, \quad C_L = 0.2, \\ C_\eta = 90, \quad a_1 = 0.1 \\ C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.9, \\ C_\mu = 0.23, \quad \sigma_k = 0.9, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \end{aligned} \quad (13)$$

اگر انتقال تلاطم کمیت ϕ را با یک فرایند انتشار نشان دهیم، رابطه (۱۴) را خواهیم داشت [۱]:

$$\delta_i (\overline{u_i \phi}) \approx \delta_i v_{ij} \delta_j \overline{\phi} \quad (14)$$

که در آن $v_{ij} = C_\mu \overline{u_i u_j} T$. آنگاه برای جریان کانال (با لوله)، لزجت گردابی صحیح تانسوری خواهد بود:

$$v_t = v_{22} = C_\mu \overline{v^2} T \quad (15)$$

مقیاس زمانی پخش در (۱۵)، معمولاً به عنوان مقیاس زمانی لاگرانژی برای آشفتگی شناخته می‌شود. در واقع این تعریف، تعریف مقیاس زمانی گردابه‌های کوچک نیست، بلکه مقیاس زمانی است که در آن اتلافات ظاهر می‌شود و $\overline{v^2}$ مقیاس سرعت مناسبی برای استفاده است.

۳- جنبه‌های عددی

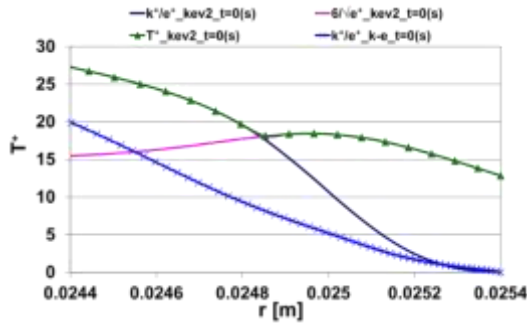
در تحقیق حاضر، از کد نوشته شده در محیط فترتن با استفاده از روش کرانک-نیکلسون که دارای دقت مرتبه دوم مکانی و زمانی بوده، استفاده شده است. روش کرانک-نیکلسون، به ازای همه مقادیر گام‌های زمانی و گام‌های مکانی پایدار است، اما با ریزتر شدن گام زمانی و مکانی حل معادله، دقت بیشتری پیدا خواهد کرد [۲۹]. به‌کارگیری روش کرانک-نیکلسون، سبب تشکیل یک دستگاه معادلات در هر گام زمانی می‌شود که برای حل دستگاه معادلات، از الگوریتم ماتریس سه قطری TDMA^۱ استفاده شد. روش عددی بکار رفته شامل، روش تفاضل محدود است. معادلات حاکم با استفاده از روش کرانک - نیکلسون، برای عبارت‌های مکانی و زمانی گسسته‌سازی شده‌اند [۳۰].

شرایط مرزی زیر برای حل دستگاه معادلات بکار گرفته شد [۱]:

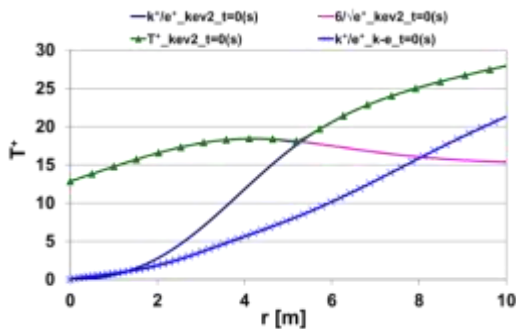
² Mesh Independency

¹ Tridiagonal Matrix Algorithm

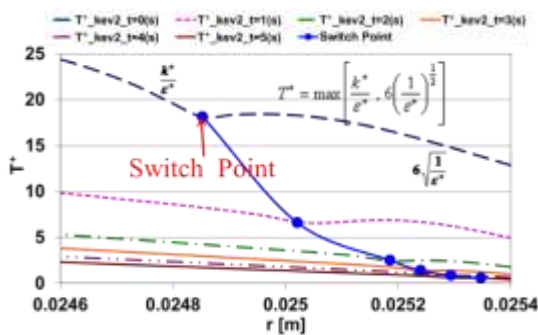
با توجه به شکل ۱ جز در کنار دیواره، نسبت k^+/ε^+ برای دو مدل $k-\varepsilon$ و $k-\varepsilon-v^2$ تقریباً شبیه به هم هستند. از این رو جهت بررسی دقیق‌تر موضوع کنار دیواره بزرگنمایی شده است. دایره قرمز شکل ۱ در شکل ۲ و ۳ بزرگنمایی شده است.



شکل ۲- بزرگنمایی مقایسه پارامتر k^+/ε^+ از مدل $k-\varepsilon$ با پارامتر T^+ از مدل $k-\varepsilon-v^2$ در کنار دیوار



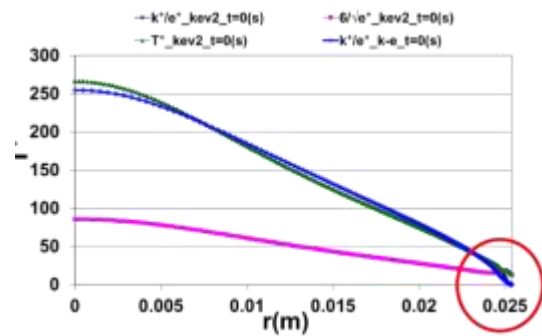
شکل ۳- بزرگنمایی مقایسه پارامتر k^+/ε^+ از مدل $k-\varepsilon$ با پارامتر T^+ از مدل $k-\varepsilon-v^2$ در کنار دیواره بر حسب پارامتر y^+



شکل ۴- محل سوئیچ کردن در پارامتر T^+

شناخت حوزه تأثیر پارامترها و ضریب وزنی آن‌ها با توجه به اختلاف مقادیر محاسبه شده در مدل استاندارد با نتایج آزمایشگاهی استوار شده است. در واقع با توجه به اینکه قرار است مدل اصلاح شود، عملیات کنکاش روی آیتم‌های موجود و مؤثر در معادلات معطوف خواهد بود. پارامترهای موجود در معادلات عبارتند از: ε, k, v^2 و f_{22} که جهت اصلاح مدل از آن‌ها می‌توان بهره برد. البته پارامترهای ترکیبی مؤثر همانند آنچه در محاسبه ν_t وجود دارد نیز، بایستی مد نظر باشد. در

ابتدا به بررسی پارامتر $T^+ = \max\left[\frac{k^+}{\varepsilon^+}, 6\left(\frac{1}{\varepsilon^+}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$ می‌شود:

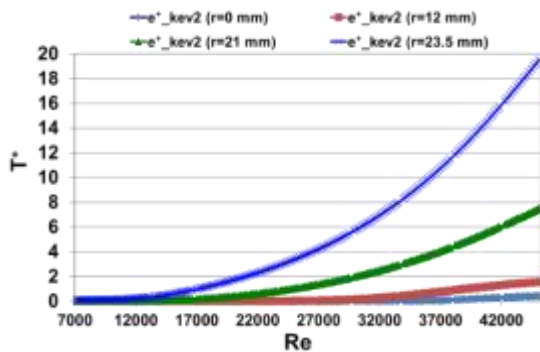


شکل ۱- مقایسه پارامتر k^+/ε^+ از مدل $k-\varepsilon$ با پارامتر T^+ از مدل $k-\varepsilon-v^2$

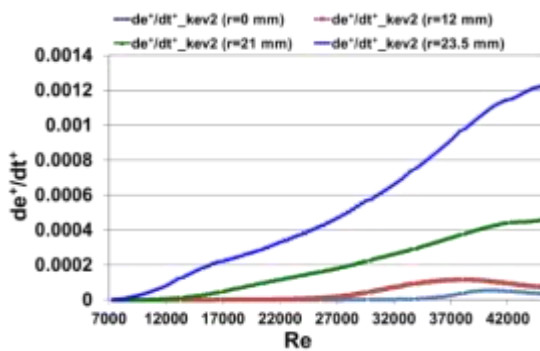
نسبت k/ε تنها زمانی که y^+ کمتر از حدود ۵ است، از مقیاس کولموگورف کمتر می‌شود، لذا در $y^+=5$ عمل سوئیچ از $6\left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$ به $\frac{k}{\varepsilon}$ یا در حالت بی بعد، از $6\left(\varepsilon^+\right)^{-\frac{1}{2}}$ به k^+/ε^+ در کناره دیواره به سمت مرکز صورت می‌گیرد که در شکل‌های ۲ و ۳ (بزرگنمایی کنار دیواره) قابل مشاهده است.

برای بررسی تأثیر زمان در محل سوئیچ برای پارامتر T^+ ، شکل ۴ ارائه شده است.

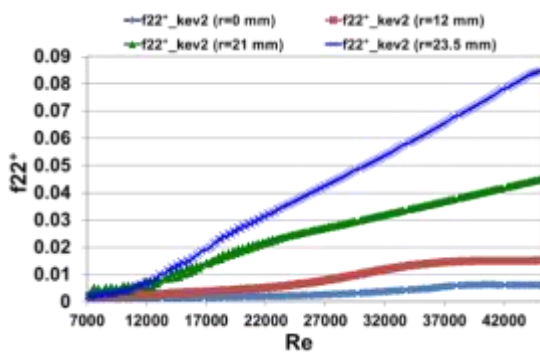
چنانکه شکل ۴ نشان می‌دهد، در جریان‌های متلاطم شتابدار، عمل سوئیچ پارامتر T^+ از $6\left(\varepsilon^+\right)^{-\frac{1}{2}}$ به k^+/ε^+ با گذشت زمان، بیشتر به سمت دیواره میل می‌کند و به عبارتی، پدیده غالب انرژی جنبشی تلاطمی است که کم‌کم خود را به سوی دیواره می‌کشانند.



شکل ۵- نمودار تغییرات ε^+ بر حسب عدد رینولدز (دوره شتابدهی $T=5s$)



شکل ۶- نمودار تغییرات مشتق زمانی ε^+ بر حسب عدد رینولدز (دوره شتابدهی $T=5s$)



شکل ۷- بررسی اثر f_{22}^+ در مدل $k-\varepsilon-v^2$ برای شعاع‌های متفاوت در زمان‌های (اعداد رینولدز) مختلف (دوره شتابدهی $T=5s$)

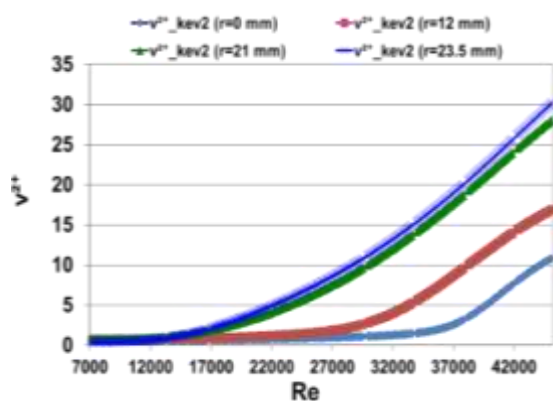
مقوله سوئیچ کردن در نزدیکی دیواره، نشان‌دهنده این موضوع مهم است که در جریان شتابدار با گذشت زمان، محدوده تأثیر مقیاس زمانی کولموگورف محدودتر می‌شود. در چنین شرایطی به طور منطقی، بیشینه انرژی جنبشی تلاطمی به سمت کناره دیواره میل می‌کند و مقیاس زمانی تحت تأثیر اتلافات کوچک‌تر می‌شود. البته بدیهی است برای جلوگیری از ایجاد نقطه تکین حد عبارت تا نزدیک‌ترین نقطه به دیواره به سمت k^+/ε^+ میل خواهد کرد، اما در روی دیواره و محدوده نزدیک به آن $\frac{1}{2}(\varepsilon^+)^{-1/2}$ (که بیانگر مقیاس کولموگورف است) خواهد بود. (پارامتر T^+)

چنانکه قبلاً گفته شد، با توجه به اختلاف میان نتایج تجربی و مدل $k-\varepsilon-v^2$ ، اعمال اصلاح برای این مدل برای جریان شتابدار لازم است. این اصلاح بر اساس پارامترهای پیش فرض مؤثر و بررسی اثر آن‌ها پایه ریزی می‌شود. پارامتر مؤثر دیگر که بایستی مورد مطالعه قرار گیرد، ε است. در شکل‌های ۵ و ۶، نمودار تغییرات این مشخصه به همراه نمودار تغییرات مشتق زمانی آن آورده شده است.

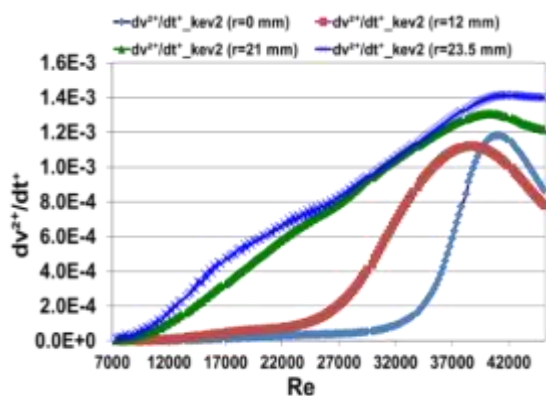
بررسی تأثیر پارامتر v^2 در گذر زمان نیز می‌تواند دیدگاه جدیدی را ارائه دهد. رفتار این متغیر در گذر زمان در شکل‌های ۹-الف و ۹-ب ملاحظه می‌شود. شکل ۹-الف، نمایانگر تغییرات v^2 و شکل ۹-ب، نمایانگر تغییرات مشتق زمانی v^2 است.

با توجه به مقایسه رفتار متغیرهای مختلف مؤثر در معادلات $k-\varepsilon-v^2$ با نمودار تغییرات انرژی جنبشی تلاطمی، می‌توان به رویکرد جدیدی از اصلاح مدل رهنمون شد.

پارامتر دیگر مؤثر عبارت f_{22}^+ است که برای بررسی آن نمودار شکل ۷ ترسیم شده است. همچنین پارامتر مؤثر دیگر در مدل $k-\varepsilon-v^2$ که همانند f_{22}^+ منحصراً در حیطه این مدل است، متغیر v^2 است. تغییرات متغیر v^2 در گذر زمان برای شعاع‌های مختلف شکل‌های ۸-الف تا ۸-ج آمده است.



(الف)

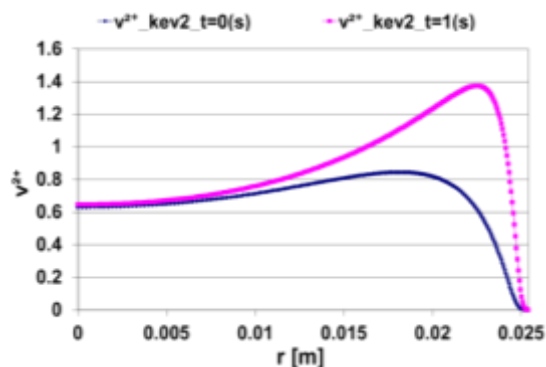


(ب)

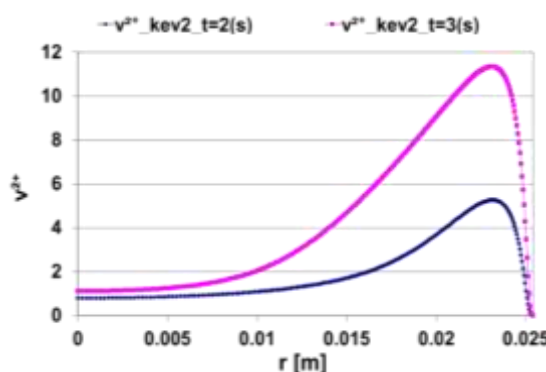
شکل ۹-الف) تغییرات v^{+2} در بعد زمان برای شعاع‌های مختلف (دوره شتابدهی $T=5s$) و ب) تغییرات مشتق زمانی v^{+2} در بعد زمان برای شعاع‌های مختلف (دوره شتابدهی $T=5s$)

در اینجا لازم است، شکل‌های ۱۰-الف و ۱۰-ب با شکل‌های ۹-الف و ۹-ب مقایسه شود. با مقایسه این شکل‌ها نکته بسیار مهم مشاهده می‌شود که شباهت زیاد رفتار این دو متغیر است (با تفاوت مقدار کمی). البته رفتار v^{+2} ، شباهت زیادی به k_{exp} دارد.

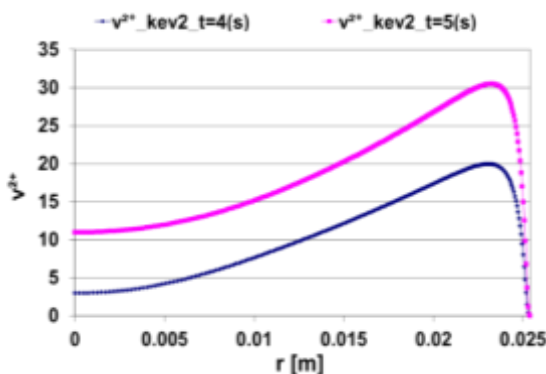
شکل ۱۱-الف تا ۱۱-د، مقایسه‌ای بین انرژی جنبشی تلاطمی بی بعد و v^{+2} حاصل از تحلیل عددی، با انرژی جنبشی تلاطمی حاصله از نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای شعاع‌های منتخب لوله صورت گرفته است.



(الف)

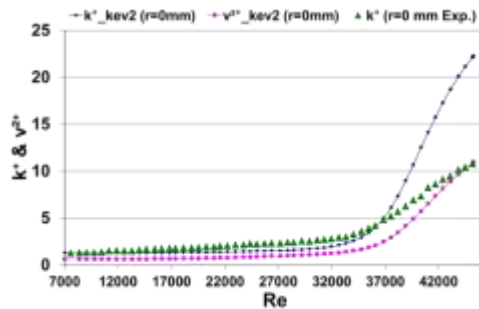


(ب)

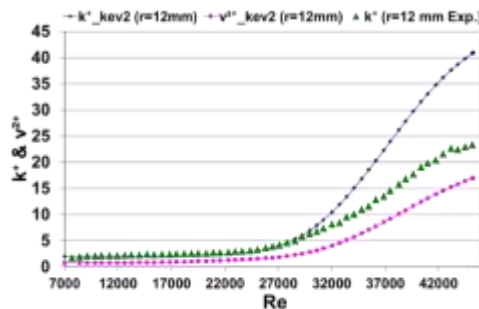


(ج)

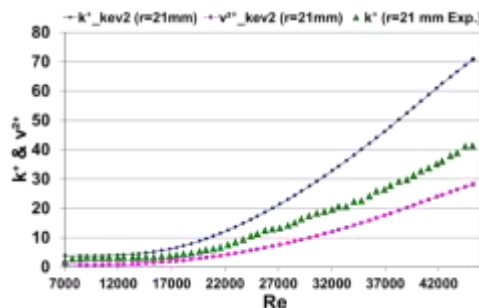
شکل ۸-الف) اثر پارامتر v^{+2} در راستای شعاعی برای زمان‌های مختلف (در زمان‌های $t=0$ & $1s$ دوره شتابدهی $T=5s$)، ب) اثر پارامتر v^{+2} در راستای شعاعی برای زمان‌های مختلف مختلف (در زمان‌های $t=2$ & $3s$ دوره شتابدهی $T=5s$) و ج) اثر پارامتر v^{+2} در راستای شعاعی برای زمان‌های مختلف مختلف (در زمان‌های $t=4$ & $5s$ دوره شتابدهی $T=5s$)



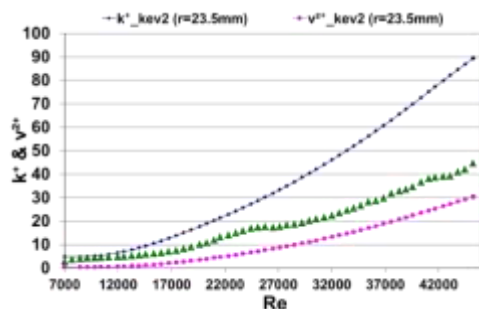
(الف)



(ب)

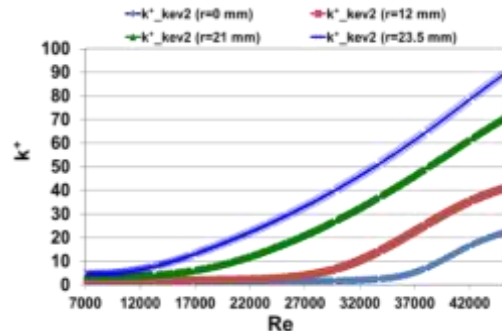


(ج)

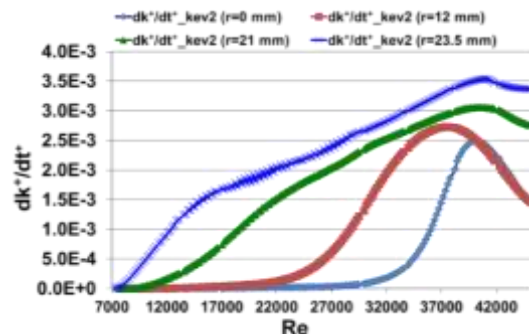


(د)

شکل ۱۱- مقایسه انرژی جنبشی تلاطمی بی بعد و v^{+2} حاصل از تحلیل عددی با انرژی جنبشی تلاطمی آزمایشگاهی [۲۶] برای الف) مرکز لوله (دوره شتابدهی $T=5s$)، ب) شعاع $r=12\text{ mm}$ (دوره شتابدهی $T=5s$)، ج) شعاع $r=21\text{ mm}$ (دوره شتابدهی $T=5s$) و د) شعاع $r=23.5\text{ mm}$ (دوره شتابدهی $T=5s$)



(الف)

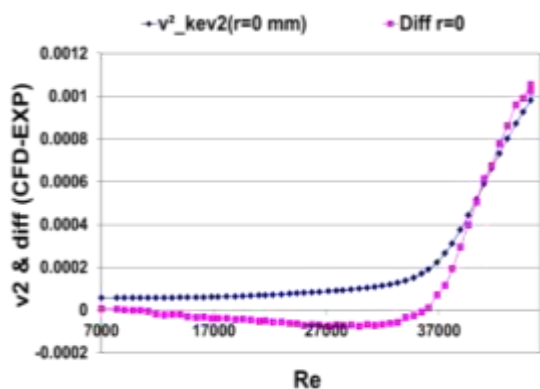


(ب)

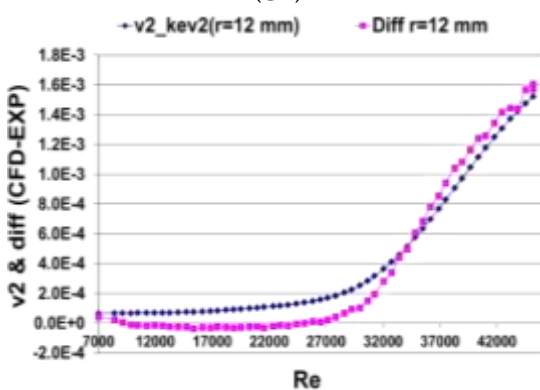
شکل ۱۰- الف) مقایسه انرژی جنبشی تلاطمی در مدل $k-\varepsilon-U^2$ برای شعاع‌های متفاوت در زمان‌های (اعداد رینولدز) مختلف (دوره شتابدهی $T=5s$) و ب) مقایسه مشتق زمانی انرژی جنبشی تلاطمی در مدل $k-\varepsilon-U^2$ برای شعاع‌های متفاوت در زمان‌های (اعداد رینولدز) مختلف (دوره شتابدهی $T=5s$)

در این شکل‌ها کاملاً مشهود است که پارامتر v^{+2} تقریب مناسب و نزدیک‌تری به انرژی جنبشی تلاطمی آزمایشگاهی را نشان می‌دهد. از این رو به نظر می‌رسد، گزینه مناسب‌تر برای اصلاح مدل $k-\varepsilon-U^2$ ، استفاده از پارامتر v^{+2} است.

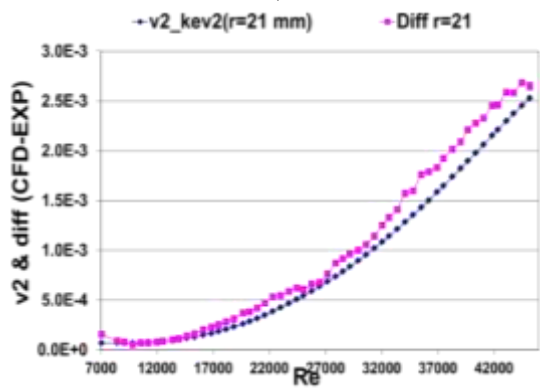
در شکل‌های ۱۲-الف تا ۱۲-ج، بررسی اختلاف انرژی جنبشی تلاطمی محاسبه شده توسط حل عددی و حاصل از نتایج آزمایشگاهی با تغییرات پارامتر v^{+2} برای شعاع‌های منتخب لوله به تصویر کشیده شده‌اند. این نمودارها متفقاً بر این نکته تأکید دارند که برای اصلاح مدل $k-\varepsilon-U^2$ کافی



(الف)



(ب)



(ج)

شکل ۱۲- الف) مقایسه v^2 از حل عددی حاضر و نتایج آزمایشگاهی برای مرکز لوله (دوره شتابدهی $T=5s$)،
 ب) بررسی اختلاف انرژی جنبشی تلاطمی حل عددی و نتایج آزمایشگاهی و v^2 برای شعاع $r=12$ mm (دوره شتابدهی $T=5s$) و ج) مقایسه نتایج حل عددی حاضر و نتایج آزمایشگاهی برای v^2 در شعاع $r=21$ mm (دوره شتابدهی $T=5s$)

است، تغییرات پارامتر v^2 به عنوان متغیر مؤثر در مدل و همچنین در اصلاح معادلات وارد شود. هر چند این پارامتر بر اساس تحلیل رفتاری مشخصه جریان داخل لوله استحصال شده است، اما بدیهی است که با توجه به معادله (۱) و شرایط مرزی تعریف شده در معادله (۱۶) و برای تعمیم اصلاح صورت گرفته به سایر هندسه‌ها، بایستی شرایط مرزی و معادلات حاکم بر رژیم جریان و هندسه اعمال گردد. با توجه به نمودارهای فوق و سایر مسائل مرتبط می‌توان، عوامل مهم و تأثیرگذار در اصلاح مدل $k-\varepsilon-v^2$ را به طوری که به نتایج آزمایشگاهی نزدیک شود، با مشخصه v^2 مرتبط دانست. به عبارتی این مشخصه دارای ضریب وزنی موثری در اصلاح مدل تلقی می‌شود، به طوری که برای اصلاح مدل رابطه (۱۸) را داریم:

$$\kappa = k_{Modify} - k_{old} \quad (18)$$

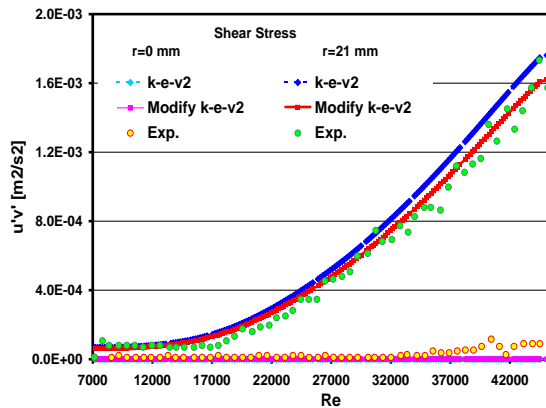
از طرفی با توجه به اینکه روند کلی نمودار اختلاف انرژی‌های جنبشی و v^2 بر اساس آنچه در شکل‌های ۱۲-الف تا ۱۲-ج آمده است، می‌تواند به صورت ضریبی از v^2 لحاظ گردد، فلذا می‌توانیم بنویسیم:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} = \varphi \frac{\partial v^2}{\partial t} \quad (19)$$

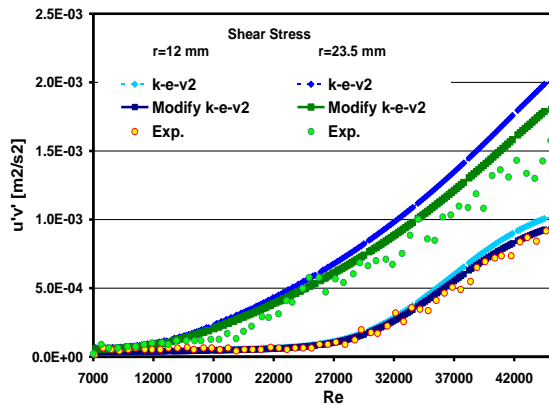
بدیهی است، در این شرایط معادله k^+ در مدل $k-\varepsilon-v^2$ اصلاح شده به صورت زیر در آمده، محاسبات مربوط به استحصال لزجت تلاطمی بر مبنای این اصلاح بدست خواهد آمد. لازم به توضیح است، برای بی‌بعد سازی κ از u_τ^2 استفاده گردید ($\kappa^+ = \frac{\kappa}{u_\tau^2}$).

$$\frac{\partial \kappa^+}{\partial t^+} = P^+ - \varepsilon^+ + \frac{\partial}{\partial y^+} \left[\left(1 + \frac{v_t^+}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \kappa^+}{\partial y^+} \right] - C_\kappa \frac{\partial \kappa^+}{\partial t^+} \quad (20)$$

که در آن $C_\kappa = 0.6$ است. این ثابت براساس بررسی‌های صورت گرفته برای شعاع‌های مختلف و میانگین‌گیری از جمیع اطلاعات حاصله بدست آمده، بطوریکه کمترین انحراف معیار ممکن برای انطباق نتایج حاصل از حل معادلات در حالت اصلاح شده با نتایج تجربی در شعاع‌های مختلف بوجود آید. با اعمال این تغییرات در معادله نمودار، تغییرات انرژی جنبشی تلاطمی در مدل اصلاح شده در شکل‌های ۱۳-الف و ۱۳-ب ارائه شده است.



(الف)

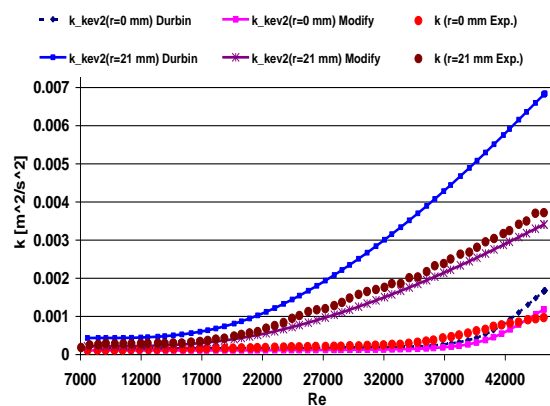


(ب)

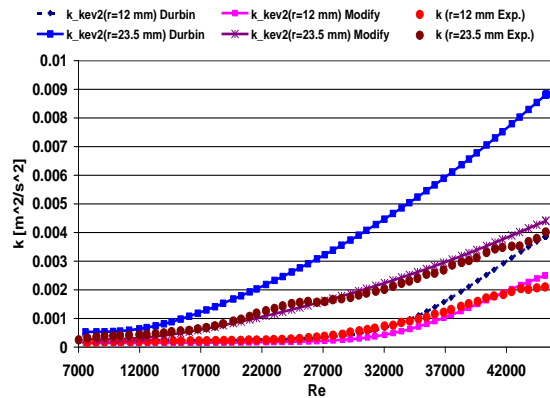
شکل ۱۴- الف) بررسی نتایج حاصله برای مشخصه تنش برشی تلاطمی پس از اصلاح مدل $k-\varepsilon-U^2$ با حالت استاندارد و مقایسه آن با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای شعاع‌های $r=0, 21$ mm (دوره شتابدهی $T=5s$) و مقایسه تنش برشی تلاطمی برای مدل‌های اصلی و اصلاح شده $k-\varepsilon-U^2$ با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای شعاع‌های $r=12, 23.5$ mm (دوره شتابدهی $T=5s$)

در شکل‌های ۱۵ تا ۲۰، نتایج انرژی جنبشی آشفتگی برای دوره‌های شتابدهی مختلف (۱۰، ۱۵، ۲۰، ۲۵ و ۴۵ ثانیه) در شعاع‌های مختلف با نتایج آزمایشگاهی در دو حالت ویرایش اصلی مدل $k-\varepsilon-U^2$ با ویرایش اصلاح شده در این پژوهش، مورد مقایسه قرار گرفته است. نتایج این بررسی نشان می‌دهد، اصلاح صورت گرفته در زمان‌های شتابدهی مختلف تأثیر مناسبی داشته است.

هر چند که اصلاح مدل براساس پارامتر انرژی جنبشی آشفتگی و برای زمان شتابدهی ۵ ثانیه صورت پذیرفت، اما این اصلاح در مشخصه مهم دیگر تلاطم که تنش برشی است و همچنین برای سایر دوره‌های شتابدهی (مثل دوره شتابدهی ۴۵ ثانیه که نتایج تجربی آن موجود است) نیز، بایستی مورد بررسی قرار گیرد تا تأثیر آن بر این مشخصه‌ها و همچنین دوره‌های زمان دیگر مورد کنکاش قرار گیرد. در شکل‌های ۱۴- الف و ۱۴- ب، تغییرات تنش برشی برای دوره شتابدهی ۵ ثانیه ارائه شده‌اند.

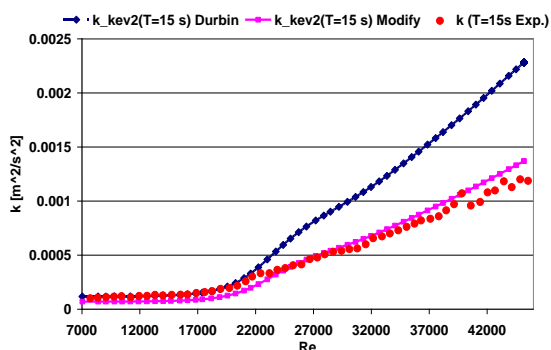


(الف)

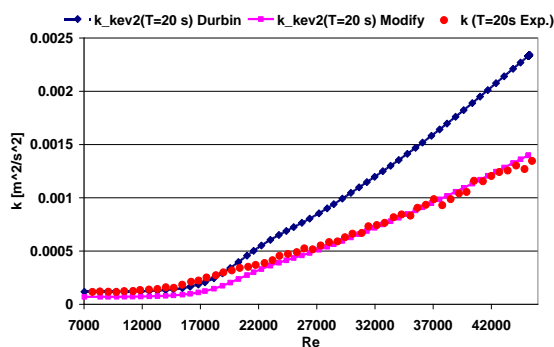


(ب)

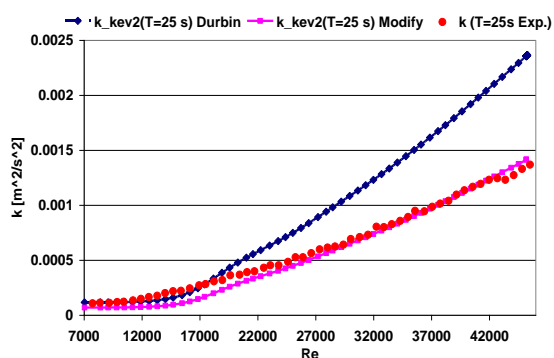
شکل ۱۳- مقایسه مدل‌های اصلی و اصلاح شده $k-\varepsilon-U^2$ با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] الف) برای شعاع‌های $r=0, 21$ mm (دوره شتابدهی $T=5s$) و ب) برای شعاع‌های $r=12, 23.5$ mm (دوره شتابدهی $T=5s$)



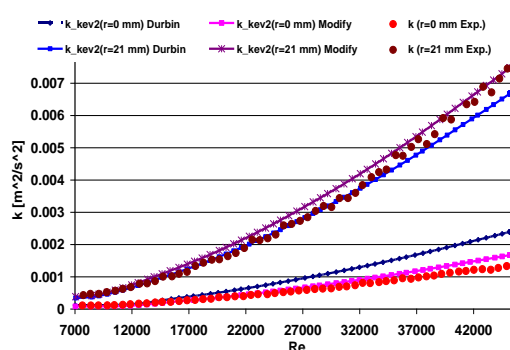
شکل ۱۷- تغییرات انرژی جنبشی تلاطمی برای مدل‌های اصلی و اصلاح شده $k-\varepsilon-v^2$ و مقایسه آن با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای مرکز لوله و دوره شتابدهی ۱۵ ثانیه



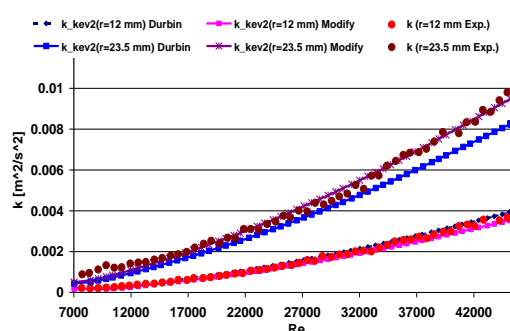
شکل ۱۸- تغییرات انرژی جنبشی تلاطمی برای مدل‌های اصلی و اصلاح شده $k-\varepsilon-v^2$ و مقایسه آن با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای مرکز لوله و دوره شتابدهی ۲۰ ثانیه



شکل ۱۹- تغییرات انرژی جنبشی تلاطمی برای مدل‌های اصلی و اصلاح شده $k-\varepsilon-v^2$ و مقایسه آن با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای مرکز لوله و دوره شتابدهی ۲۵ ثانیه

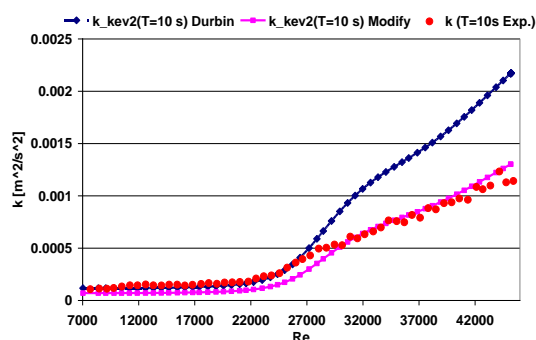


(الف)



(ب)

شکل ۱۵- مقایسه مدل‌های اصلی و اصلاح شده $k-\varepsilon-v^2$ با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای شعاع‌های $r=0, 21$ mm برای مشخصه انرژی تلاطمی و دوره شتابدهی ۴۵ ثانیه و (ب) بررسی نتایج حاصله پس از اصلاح مدل $k-\varepsilon-v^2$ با حالت استاندارد و مقایسه آن با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای شعاع‌های $r=12, 23.5$ mm برای مشخصه انرژی تلاطمی و دوره شتابدهی ۴۵ ثانیه

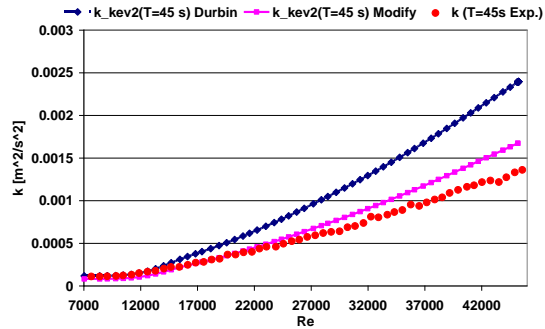


شکل ۱۶- تغییرات انرژی جنبشی تلاطمی برای مدل‌های اصلی و اصلاح شده $k-\varepsilon-v^2$ و مقایسه آن با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای مرکز لوله و دوره شتابدهی ۱۰ ثانیه

موقعیت در راستای شعاعی، (m)	r
شعاع لوله (m)	R
عدد رینولدز، [-]	Re
زمان-زمان (بی بعد شتابدهی)، (s)-(*)	t
زمان دوره شتابدهی، مقیاس زمانی	T
لاگرانژین (پخش)، (s)	u
سرعت (نوسانات) در جهت محوری، (m/s)	v
سرعت (نوسانات) در جهت شعاعی، (m/s)	U
سرعت میدان جریان، (m/s)	x
موقعیت در راستای محوری، (m)	علائم یونانی
اتلافات (m^2/s^3)	ε
متغیر اصلاح مدل، (m^2/s^2)	κ
چگالی، (kg/m^3)	ρ
سرعت، (m/s)	u
لزجت سیال، (kg/m.s)	μ
لزجت گرادیهای، (m^2/s)	v
تنش برشی دیواره ($kgm^{-1}s^{-2}$)	τ
جهت زاویه ای در مختصات استوانه ای	θ
مولفه سرعت عمود بر دیواره (m/s)	v
	زیرنویس
مقدار اولیه	i
مقدار نهائی	f
مشخصه بر حسب تنش برشی (سرعت اصطکاکی)	τ
تلاطمی	t
متغیر در روی دیواره	w
	بالانویس
پریم، نوسانات	'
بی بعد	*, ⁺

۷- مراجع

- [1] Durbin PA (1995) Separated flow computations with the k-e-v² model. J AIAA 33: 659-664.
- [2] Hanjalic K, Launder BE (1976) Contribution towards a reynolds-stress closure for low-Reynolds-number turbulence. J Fluid Mech 74: 593-610.
- [3] Patel VC, Rodi W, Scheuerer G (1985) Turbulence models for near-wall and low reynolds number flows: A review. J AIAA 23(9): 1308-1319.
- [4] Bardina JE, Huang PG, Coakley TJ (1997) Turbulence modeling validation, testing, and development. NASA Technical Memorandum 110446.



شکل ۲۰- تغییرات انرژی جنبشی تلاطمی برای مدل‌های اصلی و اصلاح شده $k-\varepsilon-v^2$ و مقایسه آن با نتایج آزمایشگاهی [۲۶] برای مرکز لوله و دوره شتابدهی ۴۵ ثانیه

۵- بحث و نتیجه گیری

در این تحقیق، به اصلاح مدل $k-\varepsilon-v^2$ پرداخته شد. این مدل برای نواحی نزدیک به دیواره که شدیداً ناهمگن هستند، نتایج مناسب‌تری نسبت به سایر مدل‌ها در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی و حل عددی مستقیم ارائه داده است. هر چند نتایج این مدل برای جریان متلاطم پایا قابل قبول است، اما برای جریان متلاطم ناپایا نارسایی‌هایی از آن مشاهده می‌شود. با بررسی پارامترهای مختلف مؤثر و متغیرهای دارای ضریب وزنی بالا در مدل $k-\varepsilon-v^2$ مشخص گردید، پارامتر مناسب برای اصلاح عبارت v^2 است. با توجه به دیمانسیون مشابه این متغیر و انرژی جنبشی تلاطمی، با وارد کردن این پارامتر به معادله انتقال k ، مدل اصلاح شد و اعمال آن و حل مجدد معادلات انتقال نشان داد که نتایج قابل قبولی برای جریان متلاطم ناپایا بدست آمده است. برای بررسی تأثیر اصلاح مدل، مشخصه‌های مختلف تلاطمی از قبیل، انرژی جنبشی آشفتگی و تنش برشی دیواره برای دوره‌های مختلف زمان شتابدهی، مورد بررسی قرار گرفت و مشخص گردید، اصلاح صورت گرفته مستقل از بازه زمانی دوره شتابدهی تأثیر مثبتی بر تقرب نتایج عددی با نتایج آزمایشگاهی دارد.

۶- فهرست علائم

D	قطر لوله، (m)
k	انرژی جنبشی تلاطمی (m^2/s^2)
L	طول توسعه یافتگی جریان، (m)
p	فشار در لوله ($kgm^{-1}s^{-2}$)

- [17] Alvelius K (1999) Studies of turbulence and its modeling through large eddy and direct numerical simulation. Ph. D. Thesis, Department of Mechanics, KTH, Stockholm, Sweden.
- [18] Behery SM, Mofreh H, Hamed A (2009) Comparative study of turbulence models performance for turbulent flow in a planar asymmetric diffuser. *World Acad Sci Eng* 53.
- [19] Mehdizadeh A, Firoozabadi B, Farhanieh B (2008) Numerical simulation of turbidity current using $v2f$ turbulence model. *JAFM* 1(2): 45-55.
- [20] Kalitzin G (1999) Application of the $v2-f$ model to aerospace configurations. Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 289-300.
- [21] Khaleghi A, Pasandideh-Fard M, Malek-Jafarian M, Yongmann MC (2009) Assessment of common turbulence models under conditions of temporal acceleration in a pipe. *JAFM* 3(1): 25-33.
- [22] Sveningsson A, Davidson L (2004) Assessment of realizability constraints in $v2-f$ turbulence models. *Int J Heat Fluid Flow* 25: 785-794.
- [23] Khalaji E, Nazari MR, Seifi Z (2016) 2D numerical simulation of impinging jet to the flat surface by $k-\omega-v^2-f$ turbulence model. *Int J Heat Mass Tran* 52(1): 127-140.
- [24] Jones A, Utyuzhnikov S (2015) Application of a near-wall domain decomposition method to turbulent flows with heat transfer. *Int J Comput Fluid* 119: 87-100.
- [25] He S, Ariyaratne C, Vardy AE (2008) A computational study of wall friction and turbulence dynamics in accelerating pipe flows. *Int J Comput Fluid* 37: 674-689.
- [26] He S, Jackson JD (2000) A study of turbulence under conditions of transient flow in a pipe. *J Fluid Mech* 408: 1-38.
- [27] Landahl MT, Mollo-Christensen E (1992) *Turbulence and Random processes in fluid mechanics*. Cambridge.
- [28] Tony Burden's Lecture Notes (2008) The length, time and velocity scales of turbulence.
- [29] Wilmott P, Howison S, Dewynne J (1995) *The mathematics of financial derivatives: A student introduction*. Cambridge Univ Press.
- [30] Golub GH, Van Loan CF (1996) *Matrix computations*. 3rd edn. The Johns Hopkins University Press.
- [5] Launder BE, Sharma BI (1974) Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Int J Heat Mass Transfer* 1: 131-138.
- [6] Shih (1990) Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-reynolds number turbulence model. *J AIAA* 20: 33-38.
- [7] Lam CKG, Bremhorst KA (1981) Modified form of the k-e model for predicting wall turbulence. *J Fluids Eng* 103: 456-460.
- [8] Chien KY (1982) Predictions of channel and boundary-Layer flows with a low-reynolds-number turbulence model. *J AIAA* 20(1): 33-38.
- [9] Bae YY, Kim ES, Kim M (2016) Numerical simulation of supercritical pressure fluids with property-dependent turbulent Prandtl number and variable damping function. *Int J Heat Mass Tran* 101: 488-501.
- [10] Lehmkuhl J, Kelm S, Buccic M, Allelein HJ (2016) Improvement of wall condensation modeling with suction wall functions for containment application. *J Nucl Eng Des* 299: 105-111.
- [11] Nazif HR, Basirat Tabrizi H (2014) Applying a non-equilibrium wall function in k- ε turbulent modelling of hydrodynamic circulating flow. *Appl Math Model* 38(2): 588-598.
- [12] Behnia M, Parneix S, Durbin PA (1998) Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate. *Int J Heat Mass Tran* 41(12): 1845-1855.
- [13] Kim WS, He S, Jackson JD (2008) Assessment by comparison with DNS data of turbulence models used in simulations of mixed convection. *Int J Heat Mass Tran* 51: 1293-1312.
- [14] Kasagi N, Nishimura M (1997) Direct numerical simulation of combined forced and natural turbulent convection in a vertical plane channel. *Int J Heat Fluid Flow* 18: 88-99.
- [15] You J, Yoo JY, Choi H (2003) Direct numerical simulation of heated vertical air flows in fully developed turbulent mixed convection. *Int J Heat Mass Tran* 46: 1613-1627.
- [16] Kassinos SC, Langer CA, Kalitzin GGA (2006) simplified structure-based model using standard turbulence scale equations: computation of rotating wall-bounded flows. *Int J Heat Fluid Flow* 27: 653-660.