

بررسی عددی انتقال حرارت در لایه های اختلاطی جریان آشفته سیال تراکم پذیر در هندسه مکعبی با استفاده از روش گردابه های بزرگ

چکیده: در این مقاله تمرکز بر روی سیال تراکم پذیر می باشد که تا کنون در هندسه با ابعاد خیلی بزرگ و سرعت بالا شبیه سازی صورت نگرفته است. همچنین روش گردابه های بزرگ نسبت به روش های شبیه سازی عددی دیگر، دقت بالاتری در مدل سازی جریان آشفته دارد. هندسه مورد نظر یک مکعب است که در ابعاد ۳۰ متر می باشد، و شبیه سازی در دو حالت مکانی و زمانی به صورت جداگانه برای ۱۰۰ ثانیه انجام شده است. ورودی ها در حالت های مختلف متفاوت است؛ به این صورت که برای حالت مکانی دو ورودی هم جهت با سرعت های متفاوت، و برای حالت زمانی دو ورودی با جهت های مخالف و با سرعت های یکسان در نظر گرفته شده است. نتایج کلی که از این شبیه سازی به دست آمد، نشان داد که در حالتی که ورودی ها کنار یکدیگر هستند و گرادیان سرعت بیشتر است، شاهد آشفتنگی، انرژی جنبشی و قدرت بیشتر گردابه ها و اندازه بزرگتر آنها هستیم. اما در حالت زمانی به علت اینکه ورودی ها از یکدیگر فاصله دارند، تقابل به خوبی صورت نگرفته بنابراین قدرت گردابه ها کمتر و گردابه های کوچکتر و پخش کمی نسبت به حالت مکانی مشاهده گردید.

واژه های راهنما: جریان آشفته، شبیه سازی گردابه های بزرگ، لایه اختلاطی، انتقال حرارت، جریان تراکم پذیر، مکعب

اکبر اجاقلو

دانشجوی کارشناسی ارشد

محمدباقر

محمدصادقی آزاد*

استاد

فرزاد چوبدار رحیم

استادیار،

دانشکده مهندسی مکانیک،

دانشگاه شهید مدنی

آذربایجان، تبریز

مقاله علمی پژوهشی

دریافت: ۱۴۰۳/۰۲/۲۵

بازنگری: ۱۴۰۳/۰۴/۱۷

پذیرش: ۱۴۰۳/۰۵/۲۱

Akbar Ojaghlou
M.Sc. Student

Mohammad Bagher
Mohammad
Sadeghi Azad*
Professor

Farzad
Choobdar Rahim
Assistant Professor,
Department of
Mechanical Engineering,
Shahid Madani
Azarbaijan University,
Tabriz

Numerical investigation of heat transfer in mixing layers of turbulent flow of compressible fluid in cubic geometry using large eddy simulation

Abstract: In this article, the focus is on compressible fluid, which has not been simulated in geometry with very large dimensions and high speed. Also, the method of large eddies has higher accuracy in turbulent flow modeling than other numerical simulation methods. The desired geometry is a cube with dimensions of 30 meters, and we have performed the simulation in two spatial and temporal modes separately for 100 seconds. The inputs are different in different modes so for the spatial mode, we have considered two inputs in the same direction with different speeds, and for the time mode, we have considered two inputs in opposite directions and with the same speeds. The general results obtained from this simulation showed that when the inlets are next to each other and the vortices' opposition is greater, we see more turbulence, kinetic energy and strength of the vortices and their larger size. But in the temporal mode, because the inputs are far from each other, the confrontation was not done well, so we observed less strength of eddies and smaller eddies and little spread compared to the spatial mode.

Keywords: Turbulent flow, Large eddy simulation, Mixing layers, Heat transfer, Compressible flow, Cubic

۱- مقدمه

توسعه اولیه (LES) از دهه ۱۹۶۰ تا حدود اواسط دهه ۱۹۸۰ کند بود و برنامه‌ها عمدتاً ساده بودند. با افزایش قدرت محاسباتی و توسعه سریع آن به ویژه پس از دهه ۱۹۹۰ با رشد قابل توجه جامعه (LES) و تغییر طیف گسترده‌ای از کاربردهای آن، از جریان‌های ساده به جریان‌های پیچیده از جمله جریان چند فازی، انتقال حرارت، احتراق، آکوستیک هوا و غیره. بیشتر شد و جدای از افزایش قدرت محاسباتی یکی از عوامل مهم در توسعه سریع روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ این است که روش‌های $RANS^3$ ذاتاً نمی‌تواند چالش‌ها و مسائل و روش‌های خاصی از جریان‌های پیچیده را اداره کنند [۶].

در سال‌های اخیر، تحقیقات متعددی در زمینه شبیه‌سازی عددی انتقال حرارت در لایه‌های اختلاطی جریان‌های آشفته سیال تراکم‌پذیر با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ انجام شده است [۷].

ورمن و همکاران در مطالعه‌ای تکنیک شبیه‌سازی گردابی بزرگ جریان‌های تراکم‌پذیر و تأثیر تراکم‌پذیری بر اختلاط لایه‌ها انجام داده‌اند که در آن تحقیق شبیه‌سازی‌های عددی مستقیم (DNS) و شبیه‌سازی‌های گردابی بزرگ (LES) لایه اختلاط تراکم‌پذیر زمانی در اعداد مختلف ماخ و رینولدز برای بررسی این موضوعات انجام شده است که با توجه به تکنیک، شبیه‌سازی‌های گردابی بزرگ با اعداد ماخ همرفتی ۰/۲، ۰/۶ و ۱/۲ انجام شده‌اند و نتایج با داده‌های (DNS) فیلتر شده مقایسه شده که به نظر می‌رسد که مدل‌های زیرشبکه پویا منجر به نتایج نسبتاً دقیقی در مقایسه با سایر مدل‌های آزمایش شده می‌شوند. روش پویا نتایج قابل‌قبولی را در (LES) یک‌لایه مخلوط که در حال حاضر نمی‌توان با استفاده از (DNS) شبیه‌سازی کرد، به دست آورد [۸].

مدستی و همکاران در مطالعه‌ای شبیه‌سازی عددی مستقیم جریان کانال آشفته مافوق صوت را بر روی المان‌های مکعبی زبری با اعداد ماخ ۰/۳ تا ۴ انجام دادند. تجزیه و تحلیل انتقال حرارت نشان می‌دهد که افزایش درگ نسبی همیشه بزرگ‌تر از افزایش انتقال حرارت نسبی است، با این حال، افزایش عدد ماخ به دلیل افزایش ارتباط گرمایش آیرودینامیکی، داده‌ها را به خط قیاس رینولدز نزدیک می‌کند [۹].

دی استفانو و همکاران در سال ۲۰۲۰ در مطالعه‌ای بر شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ تطبیقی مبتنی بر موجک جریان کانال مافوق صوت انجام داده‌اند که روش شبیه‌سازی گردابی بزرگ تطبیقی مبتنی بر موجک برای مدل‌سازی محاسباتی جریان‌های آشفته متصل به دیوار تراکم‌پذیر گسترش یافته است.

انتقال حرارت در لایه‌های اختلاطی، پدیده‌ای رایج در بسیاری از سامانه‌های مهندسی و پدیده‌های طبیعی است. این پدیده در فرایندهای مختلفی از جمله احتراق، مبدل‌های حرارتی، اختلاط سیالات، و جریان‌های ژئوفیزیکی نقش حیاتی دارد. درک و پیش‌بینی دقیق انتقال حرارت در این سامانه‌ها، برای طراحی و بهینه‌سازی آن‌ها ضروری است [۱].

جریان در لایه‌های اختلاطی، غالباً آشفته است. جریان آشفته به دلیل نوسانات تصادفی و غیرخطی، از نظر شبیه‌سازی عددی بسیار چالش‌برانگیز است. روش‌های سنتی شبیه‌سازی عددی، مانند روش‌های تفاضلی محدود برای حل معادلات ناویراستوکس در جریان آشفته، به مش‌های بسیار ریز و در نتیجه به منابع محاسباتی عظیمی نیاز دارند [۲].

روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ LES^1 به‌عنوان یک روش کارآمد برای شبیه‌سازی جریان آشفته، در سال‌های اخیر مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است. این روش کوچک‌ترین مقیاس طولی را حل نمی‌کند، اما آنها را با استفاده از مدل SGS^2 تقریب می‌زند این روش با فیلترکردن معادلات ناویراستوکس، قادر است مقیاس‌های کوچک آشفتنگی را مدل‌سازی کند و درعین حال، نیاز به مش‌های ریز را کاهش دهد [۳].

هدف این مقاله، بررسی عددی انتقال حرارت در لایه‌های اختلاطی جریان آشفته سیال تراکم‌پذیر در هندسه مکعبی بزرگ با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ است. در این مقاله، به دنبال پاسخ به این سؤالات هستیم:

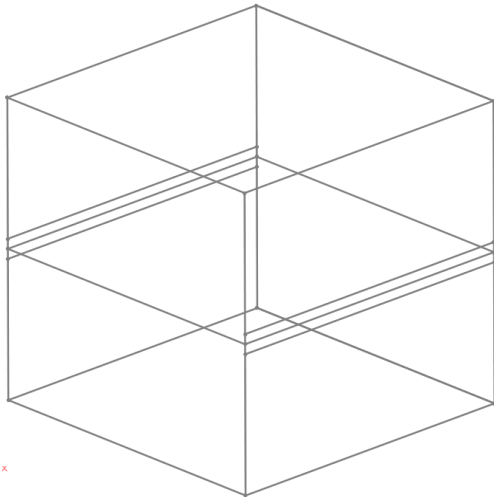
- چگونه روش گردابه‌های بزرگ می‌تواند برای شبیه‌سازی انتقال حرارت در لایه‌های اختلاطی جریان آشفته سیال تراکم‌پذیر به کار رود؟
- چه پارامترهایی بر انتقال حرارت در این سامانه‌ها تأثیر می‌گذارند؟
- نتایج شبیه‌سازی عددی با چه داده‌های تجربی قابل مقایسه هستند؟

شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ برای اولین بار در سال ۱۹۶۳ توسط اسمانگورینسکی برای پیش‌بینی جریان اتمسفر کره زمین پیشنهاد شد و کاربردهای اولیه آن نیز در این حوزه بود [۴]. و برای اولین بار توسط دیردوف در سال ۱۹۷۰ و شومن در سال ۱۹۷۵ در زمینه مهندسی جریان استفاده شد [۵].

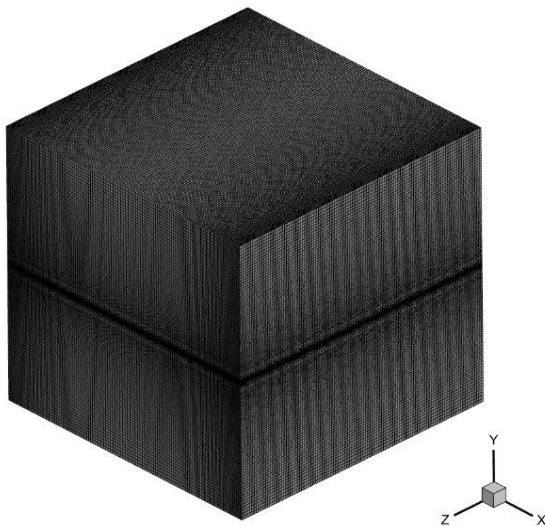
³ Reynolds Averaged Navier-Stokes

¹ Large eddy simulation

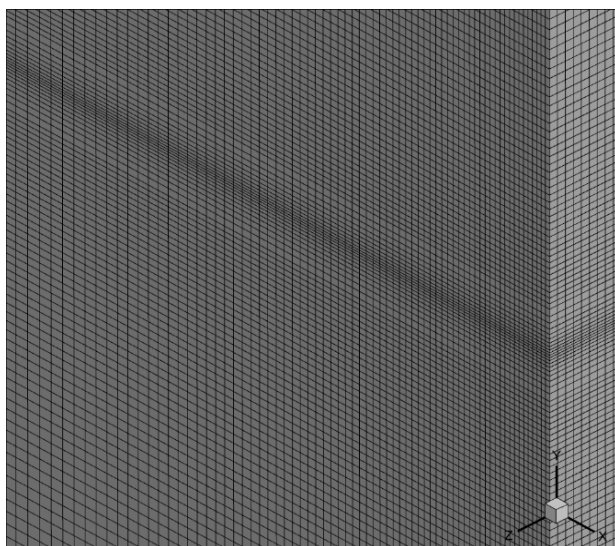
² Sub grid scale



شکل ۱ هندسه مسئله



شکل ۲ مش‌بندی هندسه



شکل ۳ مش‌بندی مرز بالا و پایین مکعب

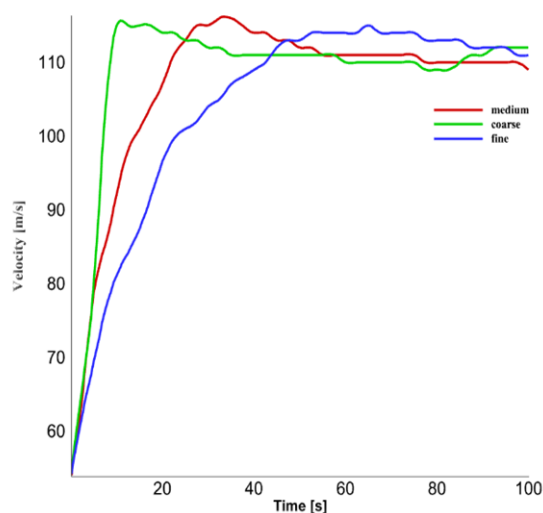
عملکرد روش با انجام شبیه‌سازی‌های عددی تطبیقی جریان مافوق صوت کاملاً توسعه‌یافته در یک کانال صفحه با دیواره‌های همدم‌ارزیابی می‌شود، که نشان‌دهنده یک معیار خوب برای جریان‌های تراکم‌پذیر آشفته محدود به دیوار است. نتایج حاضر هم امکان‌سنجی و هم اثربخشی روش تطبیقی مبتنی بر موجک را در رژیم تراکم‌پذیر با سرعت بالا نشان می‌دهد، که تطابق خوبی با راه‌حل‌های عددی مرجع نشان می‌دهد [۱۰].

ساید و همکاران در سال ۲۰۲۳ در مقاله‌ای دیگر شبیه‌سازی جریان و انتقال حرارت در یک حفره مکعبی با تفاوت با استفاده از شبیه‌سازی گردابی بزرگ نوشته‌اند که دو مدل مقیاس زیرشبکه‌ی پرکاربرد به نام‌های: مدل استاندارد و اسماکورینسکی پویا در شبیه‌سازی جریان در یک حفره سه بعدی حرارتی در عدد ریلی آشفته $Ra = 109$ مورد آزمایش قرار گرفتند. حفره مکعبی 0.7 متر طول جانبی تنظیم شده است. برای داشتن اختلاف دمای 39 کلوین بین دو دیوار عمودی سرد و گرم رو به رو. پروفیل‌های دمایی اندازه‌گیری شده تجربی برای دیواره‌های بالا و پایین به عنوان شرایط مرزی دیریکله اعمال شد تا به طور ضمنی اثرات تشعشع دیوار به دیوار را در نظر بگیرد. تمرکز این تحقیق، پاسخ مدل‌های مقیاس زیرشبکه و توانایی آن‌ها برای پیش‌بینی جریان در حفره سه‌بعدی حرارتی هنگامی که وضوح مش درشت و زیر استاندارد‌های LES بهینه است، است. انگیزه این تحقیق بررسی یک استراتژی مدل‌سازی امکان‌پذیر برای جریان‌های ذرات در حفره متفاوت گرم شده است [۱۱].

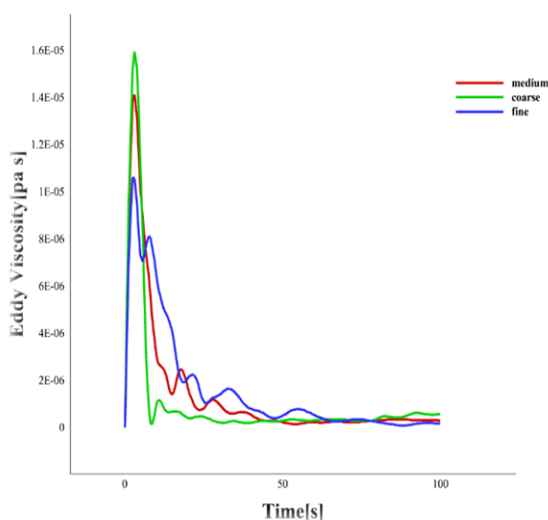
۲- هندسه مسئله و مش‌بندی

برای هندسه مسئله، مکعبی به ابعاد 30 متر در نظر گرفتیم و دو محل تزریق، که هر کدام به ابعاد 1×30 متر در وسط مکعب ایجاد کردیم که این ناحیه را به دو حالت بالا دستی و پایین دستی تقسیم کرد. هدف از ایجاد این ناحیه، تسریع در آشفتگی و تشکیل شدن لایه‌های اختلاطی در دو بخش بالا و پایین است. برای مش‌بندی هندسه، از انسیس مشینگ استفاده کردیم که در سه جهت X, Y, Z ، هندسه را به 150 قسمت تقسیم نمودیم، در جهت X از بایاس فاکتور 3 از نوع (ریز-درشت-ریز) استفاده کردیم اما در جهت Z اندازه مش ثابت ماند، همچنین در جهت Y قسمت بالا و پایین مکعب به 60 قسمت با بایاس فاکتور 3 که به سمت مرکز هندسه ریز شده است اعمال نمودیم و در آخر نیز دو قسمت ورودی و خروجی را به 15 قسمت با بایاس فاکتور 3 که به سمت مرکز ریز شده تقسیم نمودیم.

انسیس مشینگ رسم گردید. شبیه‌سازی در سه شبکه طبق جدول (۱) برای حالت زمانی انجام گردید. نمودار ادی ویسکوزیته و سرعت در این سه مش‌بندی به دست آمده، با هم مقایسه شدند و طبق شکل‌های (۶) و (۷) مشاهده شد که نتایج سرعت و ادی ویسکوزیته برای شبکه متوسط و ریز به هم نزدیک هستند و اختلاف کمی با یکدیگر دارند. بنابراین به جهت دقت کافی در محاسبات از شبکه ریز برای شبیه‌سازی حالت اصلی پروژه استفاده شده است.



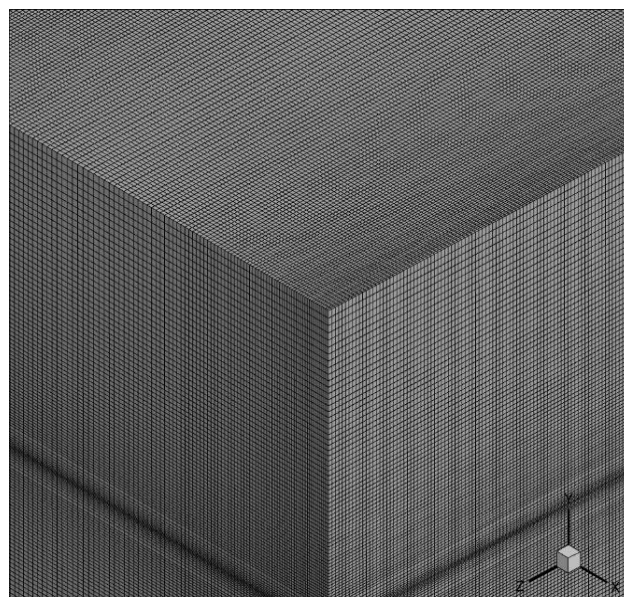
شکل ۶ منحنی سرعت



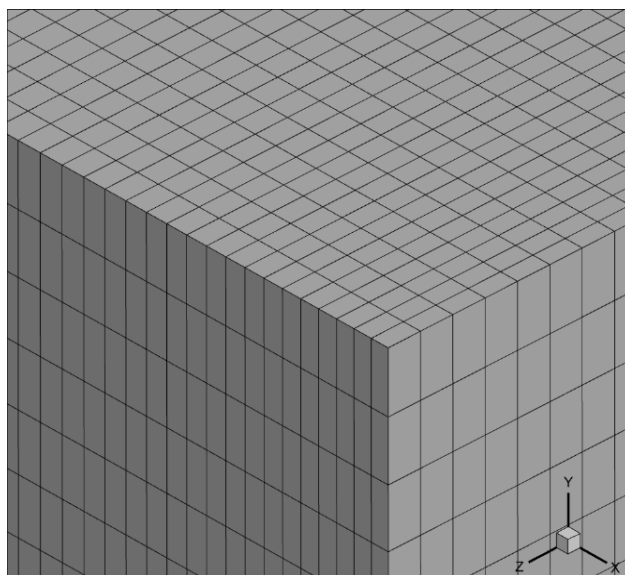
شکل ۷ منحنی ادی ویسکوزیته

۲-۲- شرایط مرزی مسئله و تنظیمات انسیس

شرط مرزی برای ورودی سیال، سرعت و برای خروجی سیال، فشار در دو حالت مکانی و زمانی است. در حالت مکانی، ورودی‌ها



شکل ۴ مش‌بندی گوشه مکعب



شکل ۵ مش‌بندی گوشه مکعب از نمای نزدیک

جدول ۱ شبکه‌بندی‌های مختلف

Number	Size	Number of cells
1	130×130×130	2,197,000 (coarse)
2	140×140×140	2,744,000 (medium)
3	150×150×150	3,375,000 (fine)

۲-۱- استقلال حل از شبکه‌بندی

برای بررسی استقلال حل از شبکه، سه شبکه‌بندی با شکل‌های یکسان ولی با تعداد سلول‌های مختلف مطابق جدول (۱) در

جدول ۵ گسسته‌سازی معادلات

Solution Methods	Space mode	Time mode
Formulation	Implicit	Implicit
Gradient	Least squares cell based	Least squares cell based
Flow	Second order upwind	Second order upwind
Flux Type	Roe-FDS	Roe-FDS
Transient formulation	Second order upwind	Second order upwind
Courant Number	1	1
Initialization methods	Hybrid	Hybrid

۲-۳- معادلات حاکم بر جریان

در شبیه‌سازی ادی های بزرگ، معادلات حاکم به صورت عددی حل می شوند. تمامی شبیه‌سازی‌ها در این تحقیق با استفاده از روش گسسته‌سازی حجم محدود انجام شده است [۱۲]. معادلات (۱)، (۲) و (۳) که بیانگر بقای جرم، مومنتوم و انرژی است:

$$\partial_t \rho + \partial_j (\rho u_j) = 0 \quad (1)$$

$$\partial_t (\rho u_i) + \partial_j (\rho u_i u_j) + \partial_i p - \partial_j \sigma_{ij} = 0 \quad (2)$$

$(i = 1, 2, 3)$

$$\partial_t e + \partial_j ((e + p) u_j) - \partial_j (\sigma_{ij} u_i) + \partial_j q_j = 0 \quad (3)$$

معادله (۴) چگالی انرژی کل و معادله (۵) تانسور تنش ویسکوز است.

$$e = E(\rho, u, p) = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u_i u_i \quad (4)$$

$$\sigma_{ij} = F_{ij}(u, T) = \frac{\mu(T)}{Re} S_{ij}(u) \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (5)$$

هر دو از سمت چپ و با سرعت‌های متفاوت و خروجی سیال در سمت راست هندسه در نظر گرفته شده است. برای حالت زمانی، ورودی‌ها و خروجی‌ها مقابل هم و با سرعت های یکسان است و از سیال هوا برای هر دو حالت استفاده شده است. خواص هوا مطابق خواصی که در انسیس است، به صورت گاز ایده آل می- باشد و جریان در حالت تراکم‌پذیر و با استفاده از روش اسمگورینسکی با $C_s = 0.1$ حل شده است و برای شبیه‌سازی در این مسئله از انسیس فلوننت استفاده گردیده است.

جدول ۲ تنظیمات اولیه انسیس

Name	Set
Type	Density-based
Time	Transient
Gravty	-9.81
Energy	On
Viscous	LES, Smagorinsky-Lilly
C_s	0.1
Δt	0.01 [s]

جدول ۳ تنظیمات خواص و مواد

Name	Set
Material type	Fluid
Name	Air
Density (kg/m3)	Ideal-gas
Cp (Specific heat) (j/kg-k)	1006.43
Thermal conductivity (w/m-k)	0.0242
Viscosity (kg/m-s)	Sutherland
Molecular weight (kg/kg mol)	28.966

جدول ۴ شرایط مرزی

Boundary condition	Space mode	Time mode
$Inlet_1$	$u_1 = 110 \left(\frac{m}{s}\right)$	$u_1 = 110 \left(\frac{m}{s}\right)$
$Inlet_2$	$u_2 = 220 \left(\frac{m}{s}\right)$	$u_2 = 110 \left(\frac{m}{s}\right)$
$Interface$	Coupled wall	Coupled wall

که در آن

$$\partial_t(\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \partial_j(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \partial_i \bar{p} - \partial_j \bar{\sigma}_{ij} = -\partial_j(\bar{\rho} \tau_{ij}) + R_i \quad (13)$$

$$\partial_t \bar{\epsilon} + \partial_j((\bar{\epsilon} + \bar{p}) \tilde{u}_j) - \partial_j(\bar{\sigma}_{ij} \tilde{u}_i) + \partial_j \bar{q}_j = R_e \quad (14)$$

عملیات فیلتر، بخش بزرگ مقیاس \bar{f} را از متغیر جریان f استخراج می‌کند. در این مقاله از فیلتر کلاهدک بالایی با عرض فیلتر Δ استفاده می‌کنیم که نشان‌دهنده اندازه کوچک‌ترین گردابه‌های حل‌شده در LES است. برای جریان‌های تراکم‌پذیر، فاوور^۱ یک عملیات فیلتر مرتبط، معادله (۱۵) را معرفی کرده است [14].

$$\bar{f} = \frac{\bar{\rho} f}{\bar{\rho}} \quad (15)$$

در مورد متغیرهای جریان، بردار سرعت فیلتر شده فاوور با \tilde{u} نشان داده می‌شود، در حالی که $\bar{\rho}$ چگالی فیلتر شده و \bar{p} فشار فیلتر شده است. علاوه بر این، $\bar{\epsilon}$ چگالی انرژی کل^۲ متغیرهای فیلتر شده است:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\bar{p}}{(\gamma - 1)} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_i \quad (16)$$

دمای فیلتر \bar{T} به چگالی و فشار فیلتر شده توسط قانون گاز ایده‌آل،

$$\bar{\rho} \bar{T} = \gamma M^2 \bar{p} \quad (17)$$

به شکل غیر بعدی مرتبط است. نسبت گرمای ویژه C_p به C_v با γ نشان داده می‌شود و مقدار $1/4$ داده می‌شود. تانسور تنش ویسکوز بر اساس متغیرهای فیلتر شده به صورت معادله (۱۸) تعریف می‌شود.

$$\bar{\sigma}_{ij} = \left(\frac{\bar{\mu}}{Re} \right) \bar{S}_{ij} \quad (18)$$

ویسکوزیته از قانون ساترلند برای هوا محاسبه می‌شود.

$$\bar{\mu} = \left(\mu(\bar{T}) \right) \quad (19)$$

بر اساس مقادیر مرجع معرفی شده در بالا و رابطه (۲۰)

$$\bar{S}_{ij} = \partial_j \tilde{u}_i + \partial_i \tilde{u}_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} \partial_k \tilde{u}_k \quad (20)$$

$$S_{ij}(u) = \partial_j u_i + \partial_i u_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} \partial_k u_k \quad (6)$$

$(i, j = 1, 2, 3)$

تانسور نرخ کرنش است. برای ویسکوزیته دینامیکی هوا قانون ساترلند تقریب خوبی ارائه می‌دهد.

$$\mu(T) = T^{\frac{3}{2}} \frac{1 + C}{T + C} \quad (7)$$

علاوه بر این، q نشان‌دهنده بردار شار حرارتی است که توسط

$$q_j = Q_j(T) = -\frac{\mu(T)}{(\gamma - 1) Re Pr M^2} \partial_j T \quad (8)$$

$(j = 1, 2, 3,)$

که دمای T با چگالی و فشار قانون گاز ایده‌آل مرتبط است.

$$T = G(\rho, p) = \gamma M^2 \frac{p}{\rho} \quad (9)$$

این معادلات با طول مرجع L_R ، سرعت u_R ، چگالی ρ_R ، دمای T_R و ویسکوزیته μ_R بی بعد شده‌اند.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1.4$$

$$Pr = 1$$

که در دمای مرجع $273/15$ کلین می‌باشد و عدد رینولدز و عدد ماخ با فرمول (۱۰) و (۱۱) محاسبه می‌شود.

$$Re = \frac{\rho_R u_R L_R}{\mu_R} \quad (10)$$

و عدد ماخ

$$M = \frac{u_R}{a_R} \quad (11)$$

این معادلات به منظور کاهش تعداد مقیاس‌های قابل‌حل، فیلتر می‌شوند [۱۳].

در نتیجه معادله‌های (۱۲)، (۱۳) و (۱۴) فرم فیلترگیری شده معادله بقای جرم، مومنتوم و انرژی حاکم بر جریان آشفته سیال تراکم‌پذیر می‌باشد.

$$\partial_t \bar{\rho} + \partial_j(\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (12)$$

² Total energy density¹ Favre

که $-\tau_{ij}\bar{D}_{ij}$ به عنوان نرخ تولید انرژی در نظر گرفته می-شود. می توان تعادل محلی را به صورتی در نظر گرفت که نرخ اتلاف انرژی مقیاس زیر شبکه ε_{SGS} :

$$\varepsilon_{SGS} = \bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}_{GS} = \nu \frac{\partial \bar{u}_i \partial \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \nu \frac{\partial \bar{u}_i \partial \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (24)$$

با نرخ تولید در تعادل باشد تا رابطه (۲۵) حاصل شود.

$$\varepsilon_{SGS} = -\tau_{ij}\bar{D}_{ij} \quad (25)$$

۲-۵- استخراج مدل اسماگورینسکی

ویسکوزیته گردابی^۲ دارای بعد حاصل ضرب سرعت q و طول l است و مطابق رابطه (۲۶) معرفی می شود:

$$v_e = C_v q l \quad (26)$$

با در نظر گرفتن بعد نرخ اتلاف^۳، می توان رابطه (۲۷) را با مقیاس های q و l تنظیم کرد:

$$v_e \bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij} = \frac{C_3 q^3}{l} \quad (27)$$

با حذف q و استفاده از معادلات (۲۵) و (۲۶) و تنظیم l به اندازه عرض فیلتر Δ ، ضریب ویسکوزیته گردابی مقیاس زیر شبکه مطابق رابطه (۲۸) معرفی می-شود.

$$V_e = (C_s \Delta)^2 |\bar{D}| \quad (28)$$

این مدل، مدل اسماگورینسکی نامیده می شود. در اینجا $|\bar{D}|$ نشان دهنده ترم تانسور نرخ کرنش است.

$$|\bar{D}| = \sqrt{\bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij}} \quad (29)$$

ثابت C_s تحت عنوان ثابت اسماگورینسکی نامیده شده و تنها ثابت بدون بعدی است که باید ارائه شود. با فرض تعادل محلی گفته شده در بالا، رابطه (۳۰) حاصل می شود.

$$\varepsilon_{SGS} = (C_s \Delta)^2 |\bar{D}|^3 \quad (30)$$

سپس با در نظر گرفتن تئوری آماری آشفته، لایلی^۴ رابطه (۳۱) تعریف شده است [۱۵].

$$\frac{1}{2} |\bar{D}|^2 = \int_0^{\frac{\pi}{\Delta}} K^2 E(k) dk = \frac{3}{4} \alpha \varepsilon^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\pi}{\Delta}\right)^{\frac{4}{3}} \quad (31)$$

نرخ کرنش بر اساس سرعت فیلتر شده با فاور است که در آن δ_{ij} دلتای کرونیگر است. نماد \bar{q} در معادله انرژی نشان دهنده بردار شار حرارتی متناسب با گرادیان دمای فیلتر شده است، جایی که عدد پرانتل برابر با ۱ است. مهمترین زیر شبکه ترم در معادله مومنتوم (۱۳) رخ می دهد و حاوی تانسور تنش آشفته است که به صورت زیر تعریف می شود.

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j, \quad (21)$$

عبارت زیر شبکه R_i ، ناشی از غیر خطی بودن در تانسور تنش ویسکوز و اصطلاحات زیر شبکه در معادله انرژی (۱۴) که با R_e نشان داده شده است را می توان برای این جریان نادیده گرفت.

۲-۴- مدل اسماگورینسکی

مدل اسماگورینسکی یکی از مدل های پر کاربرد LES است که از عرض فیلتر Δ به عنوان طول مشخصه استفاده می کند. برای حل هر گردابه در میدان جریان با توجه به اینکه جریان سه بعدی است، نیاز به چهار سلول می باشد، بنابراین گردابه هایی که سایز آنها کوچکتر از چهار سلول باشد، قابلیت حل شدن توسط نرم افزار انسیس را نداشته و این گردابه ها توسط مقیاس های زیر شبکه^۱ مدل می شوند. با فیلتر کردن میدان جریان، انرژی جنبشی $\bar{K} = \bar{u}_k \bar{u}_k / 2$ ، به انرژی مقیاس شبکه $K_{GS} = \bar{u}_k \bar{u}_k / 2$ و رابطه بقای انرژی در مقیاس شبکه K_{GS} مطابق رابطه (۲۲) توصیف می شود.

$$\begin{aligned} \frac{\bar{D} K_{GS}}{\bar{D}_t} &= \tau_{ij} \bar{D}_{ij} - \bar{\varepsilon}_{GS} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\bar{u}_i \tau_{ij} - \frac{\bar{p} \bar{u}_j}{\rho} \right. \\ &\left. + v \frac{\partial K_{GS}}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

که $\tau_{ij} \bar{D}_{ij}$ نشان دهنده نرخ انتقال انرژی به انرژی در مقیاس زیر شبکه k_{SGS} است، به دنبال آن، رابطه بقای انرژی در مقیاس زیر شبکه k_{SGS} مطابق رابطه (۲۳) توصیف می شود.

$$\begin{aligned} \frac{\bar{D} K_{SGS}}{\bar{D}_t} &= -\tau_{ij} \bar{D}_{ij} - \bar{\varepsilon}_{SGS} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\bar{u}_i \tau_{ij} \right. \\ &- \frac{1}{2} (\bar{u}_i \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}_j \bar{u}_i \bar{u}_i) \\ &\left. - \frac{\bar{p} \bar{u}_j - \bar{p} \bar{u}_j}{\rho} + v \frac{\partial K_{SGS}}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (23)$$

³ Dissipation rate

⁴ Lilly

¹ Subgrid scales

² Eddy viscosity

است و برای پیش‌بینی الگوی جریان از آن استفاده می‌شود و از طریق رابطه (۳۳) برای جریان‌های برشی^۵ به دست می‌آید.

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (33)$$

برای حالت مکانی و زمانی عدد ماخ به صورت زیر به دست آمده است:

$$M = \frac{u}{a}$$

$$M_1 = \frac{110}{347.3} = 0.317$$

$$M_2 = \frac{220}{347.3} = 0.633$$

برای حالت مکانی و زمانی عدد رینولدز به صورت زیر به دست آمده است:

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu}, \quad T = 300 \text{ K}, \quad p = 101.325 \text{ kPa},$$

$$D = 1 \text{ m}, \quad \mu = 18.58E - 6 \text{ pas}$$

$$Re_1 = \frac{1.176 \times 110 \times 1}{0.00001858} = 6962325$$

$$Re_2 = \frac{1.176 \times 220 \times 1}{0.00001858} = 13924650$$

۳- بررسی نتایج

در این بخش ابتدا به بررسی اعتبار سنجی مقاله ورمن که در سال ۱۹۹۷ انجام شده است، سپس نتایج کانتورها در حالت‌های مختلف مکانی و زمانی، مقایسه این نتایج با یکدیگر، مقایسه نتایج به صورت نمودار پرداخته خواهد شد.

۳-۱- اعتبار سنجی

برای اعتبارسنجی از مقاله ورمن و همکاران در سال ۱۹۹۷، مرجع [۸] استفاده شده است. ورمن و همکاران شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ لایه‌های اختلاطی آشفته را بررسی کردند. شش مدل زیرشبکه برای تانسور تنش آشفته با انجام شبیه‌سازی‌های

که در آن از طیف کلموگروف $E_k = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$ استفاده شده است. می‌توان هنگامیکه Δ در زیر محدوده اینرسی^۱ است، اضمحلال ویسکوز را تقریباً برابر با اضمحلال مقیاس زیر شبکه در نظر گرفت. در این صورت خواهیم داشت:

$$C_s = \frac{1}{\pi} \left(\frac{3\alpha}{2}\right)^{-3/4} = \alpha^{-3/4} \quad (32)$$

با جایگزینی ثابت کولموگروف $\alpha = 1.5$ و $C_s = 0.173$ حاصل، مقدار تئوری برای ثابت کولموگروف^۲ است.

۲-۶- انتقال حرارت در جریان‌های توربولانسی

انتقال حرارت در جریان‌های توربولانسی به دلیل حرکت آشفته و غیر قابل پیش‌بینی سیال، فرایندی پیچیده‌تر از جریان آرام است. در این نوع جریان‌ها، نوسانات تصادفی سرعت و دما در مقیاس‌های مختلف وجود دارد که منجر به افزایش نرخ انتقال حرارت می‌شود.

مهمترین کمیت‌های توربولانسی مرتبط با انتقال حرارت عبارتند از:

- **شدت توربولانسی^۳:** این کمیت نشان‌دهنده میزان نوسانات تصادفی سرعت در جریان است. شدت توربولانس با میانگین مربع نوسانات سرعت یا ضریب رینولدز تلاطمی^۴ اندازه‌گیری می‌شود.
- **طول مقیاس توربولانسی^۵:** این کمیت اندازه بزرگترین ساختارهای گردابی در جریان را نشان می‌دهد. طول مقیاس توربولانس با طول لترپوف^۶ اندازه‌گیری می‌شود.

- **ضریب نفوذ توربولانسی^۷:** این کمیت نشان‌دهنده میزان انتقال گرما و مومنتوم توسط نوسانات تصادفی در جریان است. ضریب نفوذ توربولانسی با ضریب نفوذ ادی اندازه‌گیری می‌شود.

بنابراین، نرخ انتقال حرارت در جریان‌های توربولانسی به‌طور قابل توجهی به شدت توربولانس، طول مقیاس توربولانس و گرادیان دما بستگی دارد.

۲-۷- عدد ماخ و عدد رینولدز

عدد ماخ عبارت است از نسبت سرعت جریان گاز در یک سیال بر سرعت صوت که یک پارامتر بی بعد در نظر گرفته می‌شود و از رابطه (۱۱) بدست می‌آید [۱۶]. عدد رینولدز کمیتی بی‌بعد

⁵ Turbulence length scale

⁶ Length of Letter Buf

⁷ Turbulence diffusion coefficient

⁸ Shear flows

¹ Inertial subrange

² Kolmogorov's constant

³ Turbulence intensity

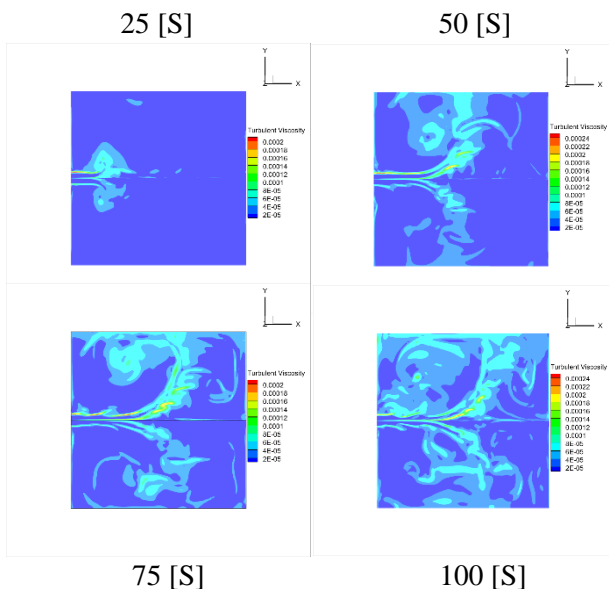
⁴ Reynolds turbulence number

ثانیه ۲۵، بالا شکل سمت راست ثانیه ۵۰، پایین شکل سمت چپ ثانیه ۷۵ و پایین شکل سمت راست ثانیه ۱۰۰ می‌باشد و همچنین مکان برش کانتورها روی محور Z به فاصله ۱۵ متر است.

جدول ۶ مشخصات کانتورها در زمان‌های مختلف

Name	Times(s)
Turbulent viscosity	25-50-75-100
Kinetic energy	25-50-75-100
Velocity magnitude	25-50-75-100
Vorticity magnitude	25-50-75-100
Pressuer	25-50-75-100
Mach number	25-50-75-100
Temperature	25-50-75-100

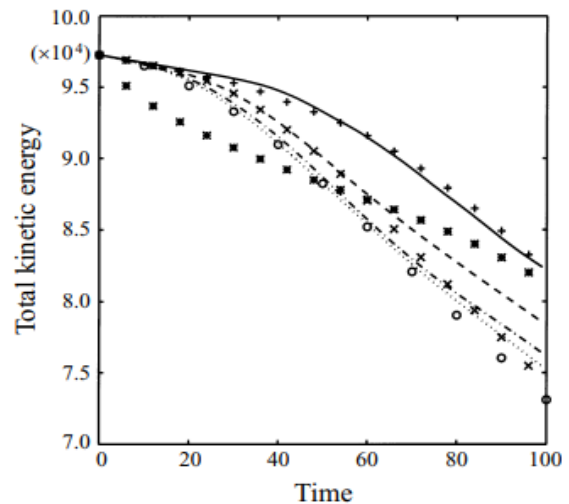
۳-۲-۱- بررسی کانتور ویسکوزیته آشفته



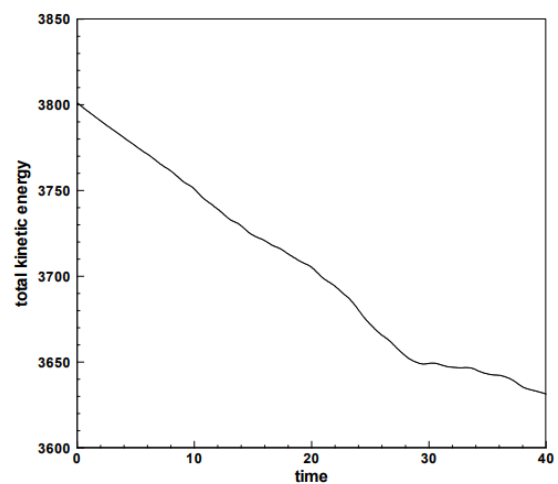
شکل ۱۰ کانتور ویسکوزیته آشفته در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط مکانی

بیشترین شدت توربلانسی در نزدیک دیواره‌ها است چون در آنجا گرادیان سرعت زیاد است. در جریان آشفته ابتدا ادی‌های بزرگ تشکیل می‌شوند. سپس در اثر کشش گردابه‌ای^۱ کشیده می‌شوند و تبدیل به کوچکترین ادی‌ها در دیواره می‌شوند و در

گردابه‌ای بزرگ از لایه ترکیب زمانی تراکم‌پذیر مورد آزمایش قرار گرفته‌است. شکل (۸) نمودار انرژی جنبشی کل در مقاله ورمن و همکاران را نشان می‌دهد و نمودار انرژی جنبشی کل به دست آمده از شبیه‌سازی حاضر، در شکل (۹) دیده می‌شود. طبق انتظار، همان‌طور که مشاهده می‌شود میزان انرژی جنبشی کل جریان با گذشت زمان، به دلیل فرآیند آبشار انرژی و اتلاف انرژی در گردابه‌های کوچک کاهش می‌یابد که گردابه‌های بزرگ به-دلیل کشیدگی به گردابه‌های کوچک‌تر تبدیل می‌شوند.



شکل ۸ نمودار اعتبار سنجی ورمن و همکاران



شکل ۹ نمودار انرژی کل شبیه‌سازی حاضر

۳-۲-۲- نتایج بدست آمده در حالت مکانی

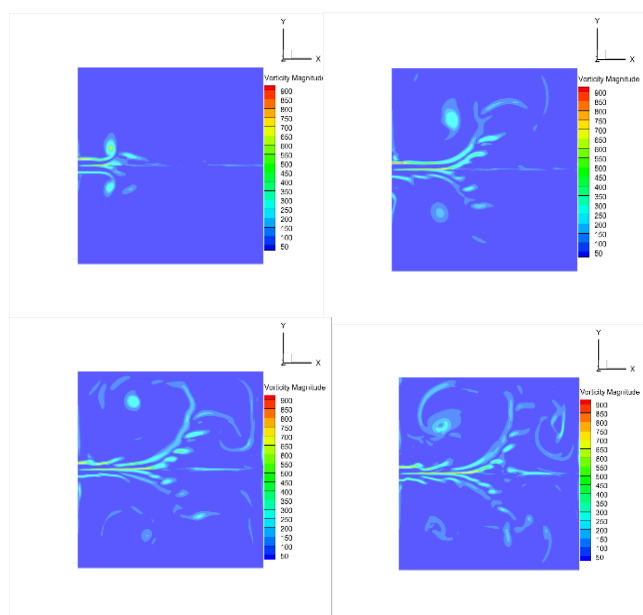
نتایج مورد نظر در چهار زمان مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. جدول (۶) مشخصات انواع کانتورها را نشان می‌دهد که زمان نمایش در همه کانتورها به ترتیب از بالا شکل سمت چپ

^۱ Vortex stretching

در میدان سرعت، جایی که گرادیان سرعت زیاد باشد یک جریان چرخشی (ادی) تشکیل می‌شود.

طبق شکل (۱۲) در دامنه جریان مسئله ما، بیشترین سرعت در مرز مشترک دو سیال در مرکز هندسه و همچنین در دیواره‌ها دیده می‌شود که این گرادیان ایجاد شده، دلیل تشکیل ادی در دامنه جریان می‌باشد که در شکل (۱۲) به وضوح دیده می‌شود.

۳-۲-۴- بررسی کانتور گردابه



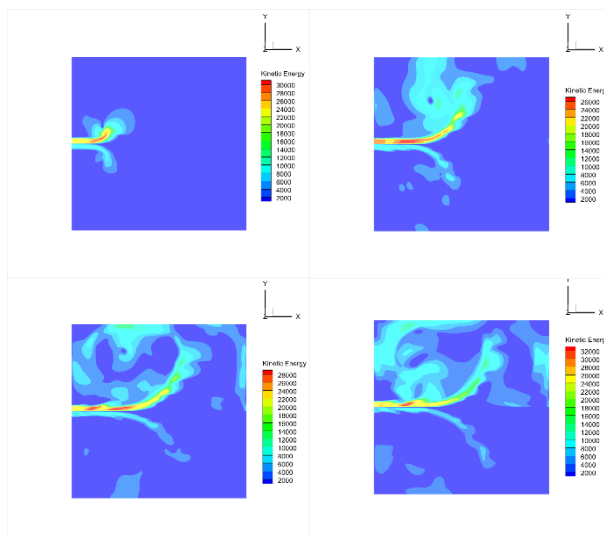
شکل ۱۳ کانتور گردابه در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط مکانی

بهترین روش بررسی و نشان دادن گردابه‌ها، بررسی ورتیسیتی عمود بر آن صفحه است. ما ورتیسیتی را در راستای z مورد بررسی قرار دادیم. گردابه‌های ایجاد شده در بالای مکعب به صورت پاد ساعتگرد و گردابه‌های پایین مکعب، ساعتگرد می‌چرخند.

همانطور که در شکل (۱۳) مشاهده می‌شود این گردابه‌ها هستند که کوچک و کوچکتر شده‌اند و در نزدیکی دیواره بر اثر ویسکوزیته (کار ویسکوزیته) تبدیل به گرما می‌شوند و از بین می‌روند. در واقع در شکل (۱۳) نه تنها حرکت گردابه‌ها مشاهده می‌شود؛ بلکه تقابل آنها باهم، کوچک شدن و آبشار انرژی^۱ نیز دیده می‌شود.

دیواره در اثر ویسکوزیته (کار ویسکوزیته) تبدیل به گرما شده و از بین می‌رود که این روند در شکل (۱۰) مشاهده می‌شود.

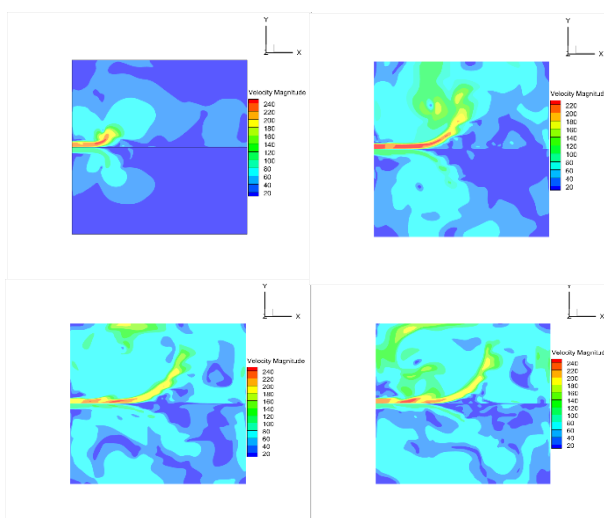
۳-۲-۲- بررسی کانتور انرژی جنبشی



شکل ۱۱ کانتور انرژی جنبشی در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط مکانی

در شکل (۱۱) در مرکز مکعب، جایی که دو جریان با هم برخورد می‌کنند، انرژی جنبشی به‌طور قابل توجهی بالا است. این امر به دلیل افزایش سرعت سیال در این ناحیه است. در گوشه‌های مکعب، انرژی جنبشی به‌طور قابل توجهی پایین است. این امر به دلیل کاهش سرعت سیال در این نواحی است.

۳-۲-۳- بررسی کانتور سرعت

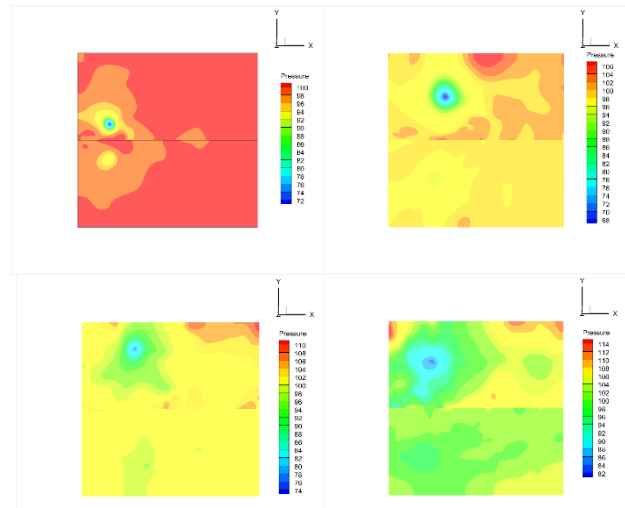


شکل ۱۲ کانتور سرعت در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط مکانی

^۱ Energy cascade

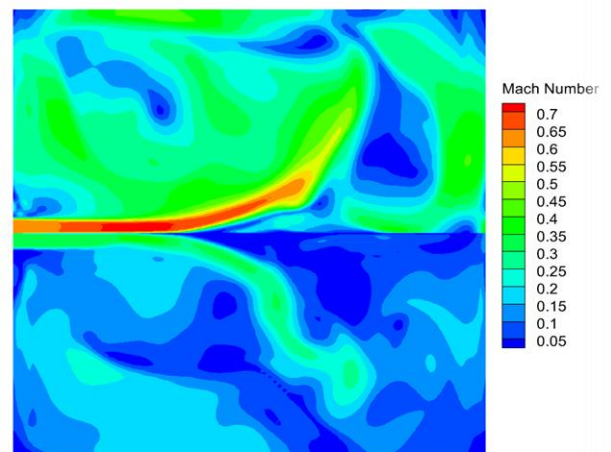
۳-۲-۵- بررسی کانتور فشار

در شکل (۱۴) نقاط آبی رنگ کمترین مقدار فشار را دارند در واقع این نقاط مرکز گردابه‌های تشکیل شده توسط گردایان سرعت می‌باشد. فشار در جهت دور شدن از مرکز انحنا خطوط جریان افزایش می‌یابد و در شکل (۱۴) این به وضوح دیده می‌شود.



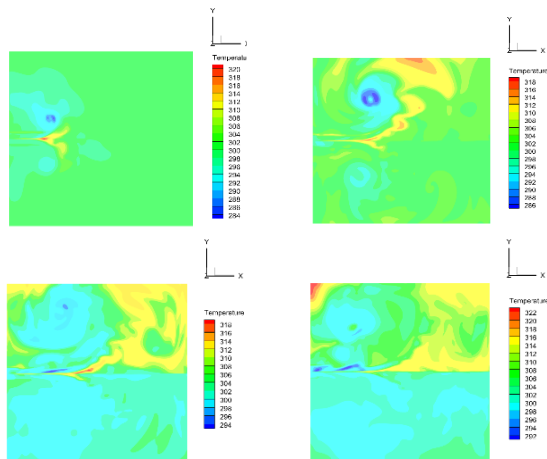
شکل ۱۴ کانتور فشار در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط مکانی

۳-۲-۶- بررسی کانتور عدد ماخ



شکل ۱۵ کانتور عدد ماخ در اختلاط مکانی

۳-۲-۷- بررسی کانتور دما



شکل ۱۶ کانتور دما در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط مکانی

شکل (۱۶) کانتور دما را در حالت اختلاط مکانی نمایش می‌دهد. در این شکل نشان داده می‌شود به علت ایجاد گردابه‌های بزرگ در ورودی‌های هندسه و افزایش انرژی جنبشی در گردابه‌های به وجود آمده ناشی از کشیدگی گردابه‌ای، این ورتکس‌ها به گردابه‌های کوچک‌تر تقسیم می‌شوند و به سمت دیواره‌ها پرتاب می‌شوند. در واقع در این مرحله، آبشار انرژی ایجاد شده است و گردابه‌های کوچک دیگر در مقابل ویسکوزیته سیال تحمل مقاومت ندارند و در این مرحله تبدیل به انرژی درونی و گرما می‌شوند و از سیستم دمپ و مستهلک می‌گردند. همانطور که در شکل (۱۶) دیده می‌شود دما در کنار دیواره‌ها بیشتر از مرکز هندسه است و در قسمت بالای هندسه به علت سرعت بیشتر سیال، بیشتر مشهود است.

۳-۳-۳- نتایج به دست آمده در حالت زمانی

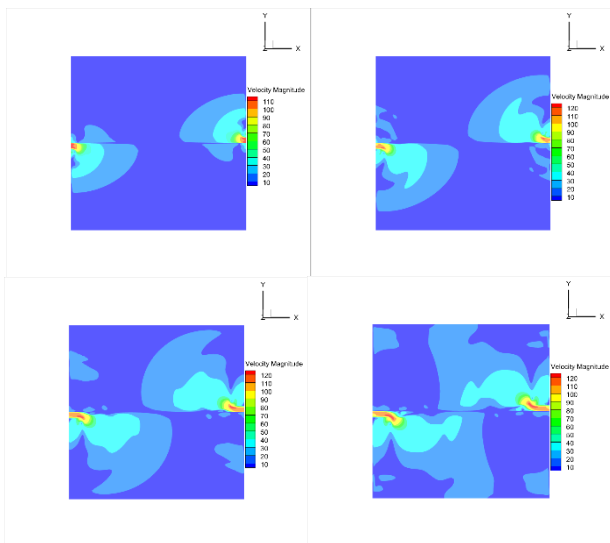
نتایج مورد نظر در ۴ زمان مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. جدول (۶) مشخصات انواع کانتورها را نشان می‌دهد. زمان نمایش در همه کانتورها به ترتیب از بالا سمت چپ ثانیه ۲۵، بالا سمت راست ثانیه ۵۰، پایین سمت چپ ثانیه ۷۵ و پایین سمت راست ثانیه ۱۰۰ می‌باشد و همچنین مکان برش کانتورها روی محور Z به فاصله ۱۵ متر است.

۳-۳-۱- بررسی کانتور ویسکوزیته آشفته

در شکل (۱۷) مشاهده می‌شود که به علت دور بودن ورودی‌های جریان سیال و نبود گردایان سرعت، اختلاط خیلی کمتر و لزجت آشفته‌گی کمتر از حالت مکانی می‌باشد.

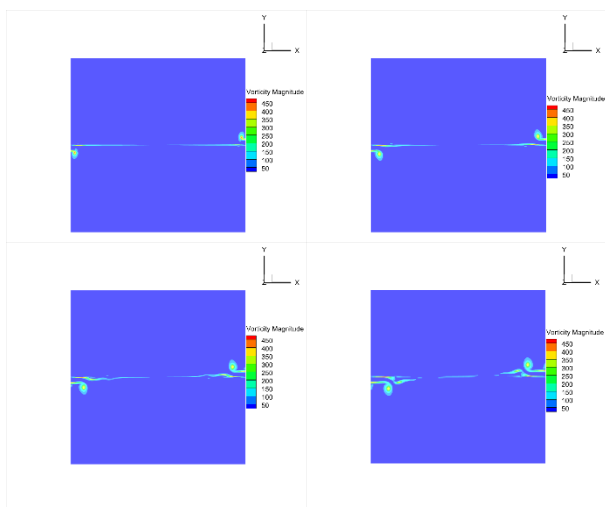
عدد ماخ معیاری از میزان تراکم‌پذیری سیال است. جریانی که ماخ آن بیشتر از ۰/۳ باشد، تراکم‌پذیر در نظر گرفته می‌شود و همچنین عدد ماخ معادل با نسبت انرژی جنبشی به انرژی درونی است که در شکل (۱۵) مشهود است.

۳-۳-۳- بررسی کانتور سرعت



شکل ۱۹ کانتور سرعت در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط زمانی

۳-۳-۴- بررسی کانتور گردابه

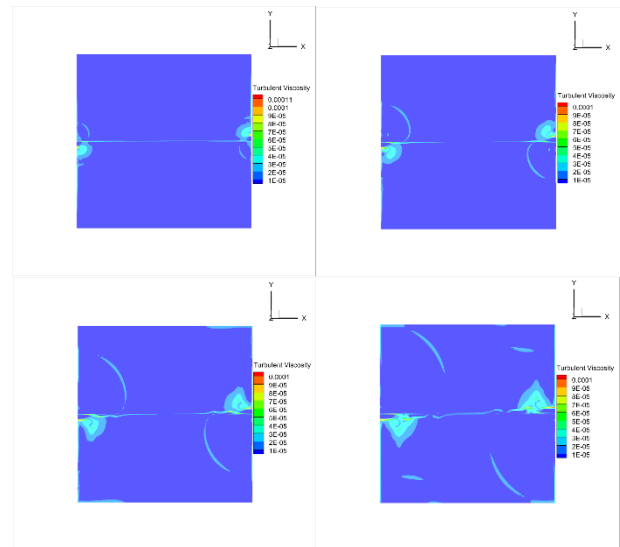


شکل ۲۰ کانتور گردابه در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط زمانی

در شکل (۲۰) کانتور گردابه‌های ایجاد شده دیده می‌شود که کوچک و ضعیف هستند و علت آن پایین بودن گرادیان سرعت در حالت اختلاط زمانی است.

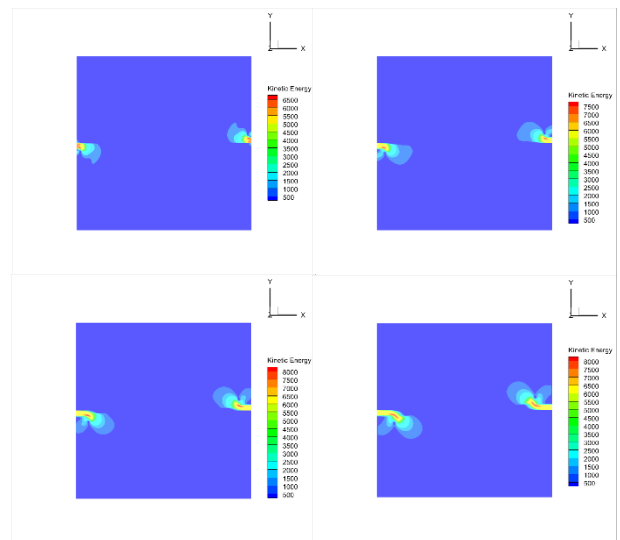
۳-۳-۵- بررسی کانتور فشار

در شکل (۲۱) نقاط آبی رنگ کمترین مقدار فشار را نشان می‌دهد؛ در واقع این نقاط مرکز گردابه‌های تشکیل شده می‌باشد.



شکل ۱۷ کانتور ویسکوزیته آشفته در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط زمانی

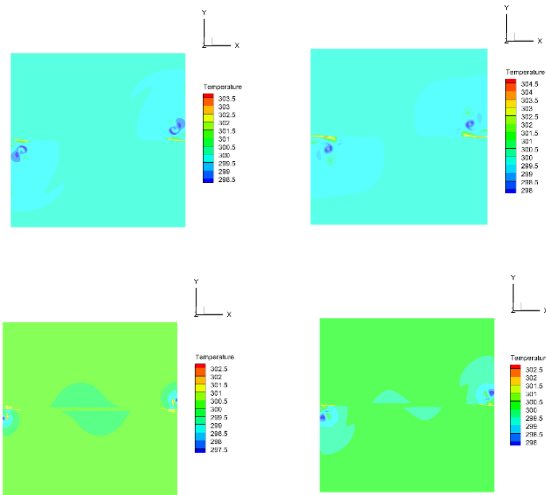
۳-۳-۲- بررسی کانتور انرژی جنبشی



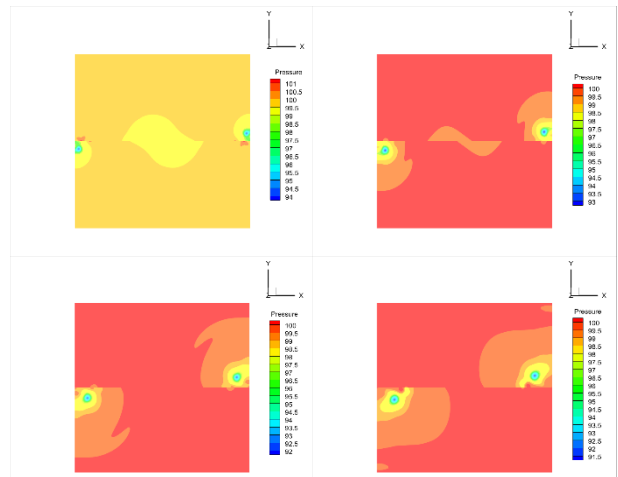
شکل ۱۸ کانتور انرژی جنبشی در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط زمانی

همانطور که در شکل (۱۸) مشاهده می‌شود انرژی جنبشی در طول زمان به کندی در حال رشد و افزایش است و در ثانیه ۱۰۰ هنوز به یکدیگر نرسیده است. این موضوع نشان‌دهنده کم بودن قدرت پخش انرژی جنبشی به دلیل ورودی‌های مختلف (روبروی هم) می‌باشد.

در شکل (۱۹) مشاهده می‌شود که به علت پایین بودن گرادیان سرعت، نسبت به حالت اختلاط مکانی، ادی‌های کوچک و ناقصی در بالا و پایین مکعب ایجاد شده است.



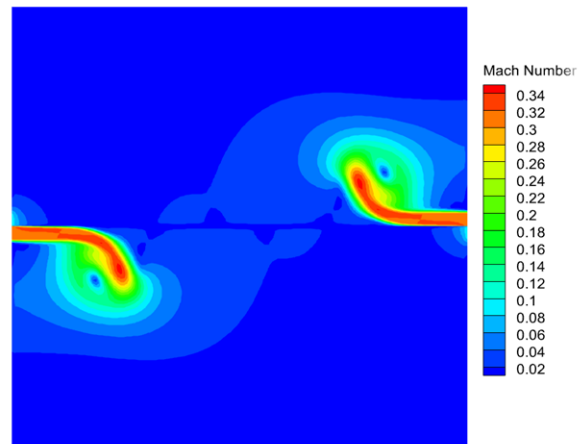
شکل ۲۳ کانتور دما در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط زمانی



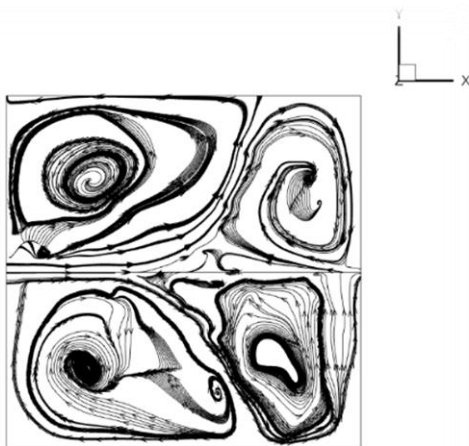
شکل ۲۱ کانتور فشار در زمان‌های ۲۵، ۵۰، ۷۵ و ۱۰۰ ثانیه در اختلاط زمانی

۳-۳-۶- بررسی کانتور عدد ماخ

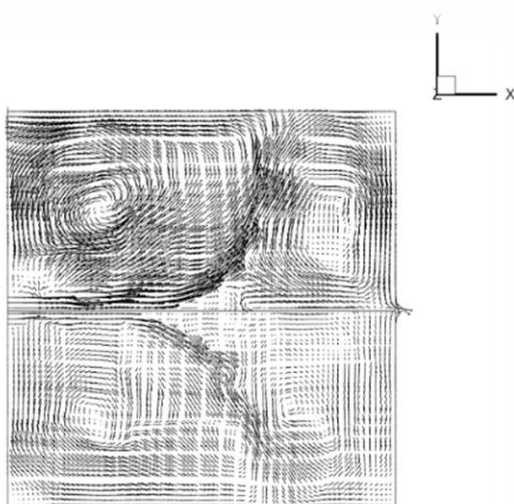
۳-۳-۴- کانتور خط جریان و بردار سرعت



شکل ۲۲ کانتور عدد ماخ در اختلاط زمانی



شکل ۲۴ خط جریان سیال در حالت اختلاط مکانی

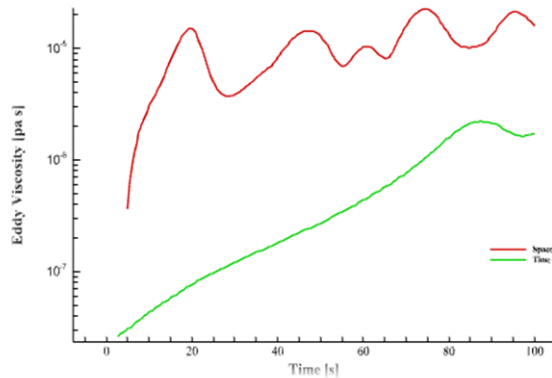


شکل ۲۵ بردار سرعت در حالت اختلاط مکانی

عدد ماخ معیاری از میزان تراکم‌پذیری سیال است. عدد ماخ در حالت اختلاط مکانی ۲ برابر حالت اختلاط زمانی است و این به دلیل دور بودن مجراهای ورودی سیال و سرعت کمتر در حالت زمانی می باشد که در شکل (۲۲) دیده می‌شود.

۳-۳-۷- بررسی کانتور دما

شکل (۲۳) کانتور دما در اختلاط زمانی را نشان می‌دهد که بر خلاف اختلاط مکانی در این حالت به علت تشکیل نشدن گردابه‌های بزرگ در دامنه سیال، انرژی درونی سیال بالا نمی‌باشد و همین امر باعث شده که دما در این نوع اختلاط کمتر قابل محسوس باشد و افزایش دما در حالت زمانی بیست و پنج درصد حالت مکانی است که این خود دلیل قانع‌کننده‌ای است که اختلاط در حالت مکانی خیلی بهتر انجام می‌شود.



شکل ۲۸ ادی ویسکوزیته در حالت مکانی و زمانی

۵- نتیجه گیری

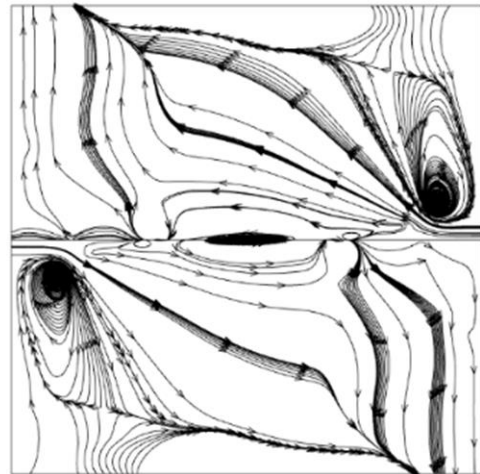
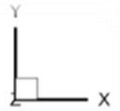
در این تحقیق، به روش عددی با نرم افزار انسیس فلونت، شبیه سازی جریان تراکم پذیر با استفاده از روش گردابه های بزرگ انجام گردید.

هندسه مسئله را یک فضای مکعبی در نظر گرفته شد و شبکه بندی با سازمان بر روی آن انجام گرفت. همچنین شبیه سازی در دو حالت مکانی و زمانی انجام گردید که در حالت مکانی دو ورودی با جهت یکسان و سرعت های ۱۱۰ و ۲۲۰ متر بر ثانیه و در حالت زمانی دو ورودی با جهت های مخالف با سرعت های برابر ۱۱۰ متر بر ثانیه در نظر گرفته شد. پس از انجام شبیه سازی و بررسی، نتایج زیر به دست آمد.

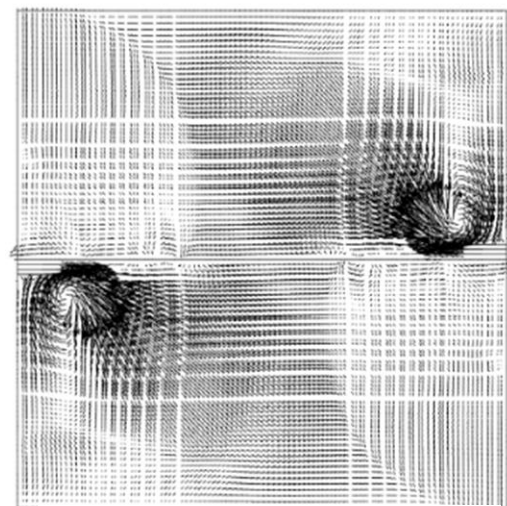
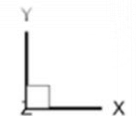
در حالت مکانی به علت وجود گرادیان سرعت بیشتر نسبت به حالت زمانی، انرژی جنبشی کل جریان، نسبت به حالت زمانی خیلی بیشتر شد.

با بررسی کانتور گردابه، گردابه ها و ادی ها متوجه شدیم که در حالت مکانی، زوج گردابه هایی که در اثر این دو جت به وجود می آیند از حالت زمانی بزرگتر هستند و انرژی بیشتری در خود دارند و با سرعت بیشتری در محیط پخش می شوند.

در حالت مکانی به علت سرعت تقابل و انرژی بیشتری که دارند باعث می شود تا حرکت آنها تصادفی تر از حالت زمانی باشد و شدت آنها در محیط نیز بیشتر باشد و این باعث می گردد که سرعت بیشتری در محیط باشد و گردابه ها شکسته شوند و تعداد گردابه های بزرگ در داخل محیط بیشتر گردند و سرعت به ناحیه های دورتر از جت ها بیشتر نفوذ کند؛ اما در حالت زمانی به دلیل ورودی های دورتر از هم، گرادیان سرعت کم، قدرت آنها بسیار کمتر است و همچنین مشاهده شد که ابعاد آنها کوچکتر است و این ابعاد کوچکتر باعث می شوند که این گردابه ها سریعتر از حالت مکانی در سیستم تلف شوند و به طور کلی پخش مومنتوم



شکل ۲۶ خط جریان سیال در حالت اختلاط



شکل ۲۷ بردار سرعت در حالت اختلاط زمانی

۴- مقایسه نتایج نمودارهای مکانی و زمانی

در این بخش نتایج مربوط به ادی ویسکوزیته بررسی شده و نتایج آنها به صورت نمودار آورده شده است.

با توجه به شکل (۲۸) در حالت مکانی گردابه ها در حال تقویت یکدیگر هستند؛ یعنی هر دو سرعت در یک راستا هستند. در صورتیکه در حالت زمانی چون سرعت ها مخالف هم می باشند، یک حالت خنثی سازی خیلی کم وجود دارد. زیرا سرعت ها مخالف جهت هم حرکت می کنند. پس در حالت مکانی بحث تقویت گردابه ها را داریم ولی در حالت زمانی خنثی سازی وجود دارد، اما به طور کلی هر دو نمودار روند افزایشی یکسانی دارند.

u بردار سرعت (m/s)

v سرعت سیال (m/s)

x_j مختصات مکانی (m)

علائم یونانی

δ_{ij} دلتای کرونیکر است که به صورت $\delta_{ij} = 1$ اگر $i = j$ و $\delta_{ij} = 0$ اگر $i \neq j$ تعریف می شود.

∂_t عملکرد دیفرانسیل جزئی $\frac{\partial}{\partial t}$

∂_j عملکرد دیفرانسیل جزئی $\frac{\partial}{\partial x_j}$

μ ویسکوزیته دینامیکی (pa.s)

ρ چگالی ($\frac{kg}{m^3}$)

σ_{ij} تانسور تنش ویسکوز

در حالت مکانی خیلی بیشتر از حالت زمانی است. انتقال حرارت در لایه‌های اختلاطی مکانی خیلی بیشتر از حالت اختلاط زمانی می‌باشد و دمای دامنه هندسه تقریباً ۴ برابر دمای تولید شده در حالت زمانی می‌باشد.

۶- فهرست علائم و اختصارات

علائم انگلیسی

a_R سرعت صوت مرجع (m/s)

D قطر یا اندازه ورودی جت (m)

e چگالی انرژی کل

p فشار (atm)

t زمان (s)

T دما (K)

۷- مراجع

Theoretical and Applied Mechanics Letters, vol. 11, no. 1, p. 100229, 2021, doi: <https://doi.org/10.1016/j.taml.2021.100229>.

- [8] B. Vreman, B. Geurts, and H. Kuerten, "Large-eddy simulation of the turbulent mixing layer," *Journal of fluid mechanics*, vol. 339, pp. 357-390, 1997, doi: <https://doi.org/10.1017/S0022112097005429>.
- [9] D. Modesti, S. Sathyanarayana, F. Salvadore, and M. Bernardini, "Direct numerical simulation of supersonic turbulent flows over rough surfaces," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 942, p. A44, 2022, doi: <https://doi.org/10.1017/jfm.2022.393>.
- [10] G. De Stefano, E. Brown-Dymkoski, and O. V. Vasilyev, "Wavelet-based adaptive large-eddy simulation of supersonic channel flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 901, p. A13, 2020, doi: <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.536>.
- [11] M. Sayed, M. Hadžiabdić, A. Dehbi, B. Ničeno, and K. Mikityuk, "Simulation of flow and heat transfer in a differentially heated cubical cavity using coarse Large Eddy Simulation," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 183, p. 107892, 2023, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2022.107892>.
- [12] N. Muhammad, M. M. Lashin, and S. Alkhatib, "Simulation of turbulence flow in OpenFOAM using the large eddy simulation model," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering*, vol. 236, no. 5, pp. 2252-2265, 2022, doi: <https://doi.org/10.1177/09544089221109736>.
- [13] A. W. Vreman, "Direct and large-eddy simulation of the compressible turbulent mixing layer," 1995, doi: <https://doi.org/10.3990/1.9789090088846>.
- [1] R. H. Kraichnan, "Eddy viscosity in two and three dimensions," *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 33, no. 8, pp. 1521-1536, 1976, doi: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1976\)033<1521:EVITAT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1976)033<1521:EVITAT>2.0.CO;2).
- [2] D. K. Lilly, "The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments," in *Proc. IBM Sci. Comput. Symp. on Environmental Science*, 1967, pp. 195-210, doi: https://doi.org/10.2208/jscej.1999.628_97.
- [3] J. Deardorff, "The use of subgrid transport equations in a three-dimensional model of atmospheric turbulence," 1973, doi: <https://doi.org/10.1115/1.3447047>.
- [4] J. Smagorinsky, "General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment," *Monthly weather review*, vol. 91, no. 3, pp. 99-164, 1963, doi: [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1963\)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2).
- [5] J. W. Deardorff, "A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 41, no. 2, pp. 453-480, 1970, doi: <https://doi.org/10.1017/S0022112070000691>.
- [6] U. Schumann, "Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli," *Journal of computational physics*, vol. 18, no. 4, pp. 376-404, 1975, doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(75\)90093-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(75)90093-5).
- [7] W. Zhang, M. Wan, Z. Xia, J. Wang, X. Lu, and S. Chen, "Constrained large-eddy simulation of turbulent flow over inhomogeneous rough surfaces,"

- [16] K. P. Griffin, L. Fu, and P. Moin, "Velocity transformation for compressible wall-bounded turbulent flows with and without heat transfer," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 118, no. 34, p. e2111144118, 2021, doi: <https://doi.org/10.1073/pnas.2111144118>.
- [14] Q. Guan, J. Liang, M. Sun, L. Zhang, and W. Chen, "Large eddy simulation of supersonic mixing layers using a compressible filtered mass density function method," *Aerospace Science and Technology*, vol. 124, p. 107425, 2022, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107425>.
- [15] A. Leonard, "Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows," in *Advances in geophysics*, vol. 18: Elsevier, 1975, pp. 237-248.