

مدل سازی یک شعله آشفته پیش مخلوط پایدار شده پشت جسم مانع با استفاده از روش فلیملت

محمد مهدی صالحی

استادیار- دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده مهندسی هوافضا

mmsalehi@sharif.edu

حسن عطائی زاده

دانشجوی کارشناسی ارشد- دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده مهندسی هوافضا

hassanattayi@yahoo.com

چکیده

هدف از این پژوهش بررسی کارایی یک روش فلیملت^۱ در شبیه سازی یک شعله ی پایدار شده پشت جسم مانع^۲ است. به علت شدت توربولانس بالا و رقیق بودن سوخت، در این شعله اندرکنش قابل توجهی بین توربولانس و سینتیک شیمیایی وجود دارد. در این تحقیق ابتدا میدان جریان آشفته سرد در چهارچوب مدل آشفته رینولدز متوسط^۳ شبیه سازی شده است. در ادامه با استفاده از مدل فلیملت FGM و یک فرم پیشفرض برای تابع چگالی احتمال (PDF)، اندرکنش دو پدیده احتراق و آشفتهگی مدل شده و میدان جریان واکنشی محاسبه شده است. در انتها نتایج مدل سازی عددی با داده های تجربی موجود مقایسه شده است. نتایج نشان می دهد که این مدل فلیملت قابلیت شبیه سازی ساختار شعله مورد نظر را با زمان محاسباتی کم فراهم می کند.

کلمات کلیدی: شعله ی پیش مخلوط، روش فلیملت FGM، شعله ی پایدار شده پشت جسم مانع

مقدمه

شبیه سازی جریان احتراقی توربولانت در سامانه های پيشران و توربین های گازی نقش مهمی در طراحی، بهینه سازی و کاهش آلاینده های زیست محیطی این سامانه ها دارد. مهمترین چالش این نوع شبیه سازی ها فیزیک پیچیده جریان های احتراقی توربولانت است. هر دو پدیده احتراق و توربولانس از مقیاس های مختلفی تشکیل شده اند. پدیده احتراق در یک سوخت ساده مانند متان ناشی از اندرکنش ده ها گونه مختلف شیمیایی از طریق صدها نوع برخورد متفاوت (واکنش های اولیه) است که مقیاس های زمانی بسیار متنوعی دارند. پدیده توربولانس نیز ناشی از حضور گردابه های مختلف در اندازه های مختلف است که عمدتاً ده ها برابر یکدیگرند. این خصوصیت باعث می شود که انجام محاسبات برای تمام مقیاس ها به شدت پرهزینه و در موارد بسیاری عملاً غیر ممکن باشد.

در دهه های گذشته روشهای مختلفی برای شبیه سازی اندرکنش توربولانس و سینتیک شیمیایی ارایه شده است. علاوه بر روش های ساده جبری مثل روش شکست گردابه^۴ [۱] روش های ارائه شده برای این منظور را می توان به سه دسته اصلی تقسیم کرد: روش های فلیملت [۲]، روش بستن ممان شرطی^۵ [۳] و روش تابع چگالی احتمال انتقال یافته^۶ [۴]. از بین این روشها روش فلیمت می تواند اندرکنش سینتیک شیمیایی دقیق را با جریان مغشوش با هزینه محاسباتی به نسبت پایینی مدلسازی کند. این ساده سازی بر مبنای یک پیشفرض بدست می آید: جریان توربولانت به صورت نقطه ای و لحظه ای آرام است و گردابه های جریان فقط می توانند

شعله های آرام نقطه ای را منتقل و بر آنها تنش وارد کنند تا جایی که شعله بر اثر تنش وارده خاموش شود. این فرض، که معادلات حاکم بر جریان احتراقی را ساده تر می کند، در شدت توربولانس های کم و متوسط برقرار است. محدوده برقراری این فرض شعله های پیش مخلوط در شدت توربولانس های بسیار بالا هنوز یک سوال تحقیقاتی است و در این زمینه اجماعی وجود ندارد [۵، ۶].

مدل های دیگر احتراقی از این شرط استفاده نمی کنند اما اولاً به زیر-مدل هایی نیاز دارند که به نوبه خود ایجاد محدودیت می کنند (مانند نرخ هدر رفت شرطی متغیر پیشرفت واکنش در روش بستن ممان شرطی و یا اختطاط در روش تابع چگالی احتمال انتقال یافته) و ثانیاً از زمان محاسباتی به مراتب بالاتری برخوردارند.

روش فلیملت در شعله های پیش مخلوط به فرم های مختلفی ارایه شده است. یکی از پرکاربردترین این فرم ها روش متغیر پیشرفت واکنش^۷ است. در این روش یک معادله انتقال برای مقدار متوسط متغیر پیشرفت واکنش و یک معادله برای واریانس آن حل می شود. با کمک این دو اطلاعات و پیش فرض کردن یک تابع توزیع احتمال، برای خصوصیات آماری متغیر پیشرفت، می توان داده های یک شعله یک بعدی پیش مخلوط لمینار را با میدان جریان مغشوش کوپل کرد.

در این روش خمینه^۸ سینتیکی در فضای گونه ها، از مواد اولیه تا رسیدن به تعادل، مشابه یک شعله لمینار یک بعدی بدون کرنش در نظر گرفته می شود.

این روش برای ساده سازی سینتیک شیمیایی مستقلاً توسط یک گروه فرانسوی [۷] تحت عنوان FPI و یک گروه هلندی [۸] تحت عنوان FGM ارایه شد. مدل پیشفرض برای تابع توزیع احتمال متغیر پیشرفت واکنش، از جمله ورودی های این مدل است. در ابتدا همانند شعله های غیرپیش مخلوط از تابع بتا برای این منظور استفاده می شد [۹]. اما داده های شبیه سازی عددی مستقیم DNS نشان داد که این تابع توزیع احتمال خصوصیات آماری متغیر پیشرفت را به درستی شبیه سازی نمی کند [۱۰]. تابع توزیع احتمال دیگری که با فیزیک جریان تناسب داشت برای بهبود این روش ارایه شد [۱۱]. این تابع با موفقیت هم در شبیه سازی های رینولدز متوسط و هم شبیه سازی گردابه های بزرگ در یک شعله بانزن آزمایشگاهی مورد استفاده قرار گرفته است [۱۲، ۱۳].

در این تحقیق کارایی روش فلیملت در چهارچوب روش رینولدز متوسط در شبیه سازی یک شعله ی پایدار شده پشت جسم مانع بررسی می شود. این مدل سابقاً در یک شعله بانزن با شدت توربولانس کمتر با موفقیت مورد

¹ Flamelet

² Bluff-body

³ RANS

⁴ Eddy Breakup

⁵ Conditional Moment Closure

⁶ Transported Probability Density Function

⁷ Progress Variable Approach Reaction

⁸ Manifold

که در روابط بالا $\sigma_E, \sigma_k, C_{E1}$ و C_{E2} ثوابت مدل می باشند.

مدلسازی احتراق

برای بدست آوردن نسبت جرمی گونه های مختلف در یک شعله علاوه بر معادلات فوق معادلات انتقال نسبت جرمی گونه های موجود در واکنش نیز حل می شود که به صورت زیر است:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \bar{Y}_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{Y}_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{Y}_k}{\partial x_j} \right) + \bar{\omega}_k \quad (7)$$

در رابطه بالا \bar{Y}_k نسبت جرمی گونه k ام می باشد و $\bar{\omega}_k$ نرخ واکنش متوسط گونه k ام است که به صورت زیر محاسبه می شود:

$$\bar{\omega}_k = \int_0^1 \bar{\omega}_k^{FGM}(c^*) P(c^*) dc^* \quad (8)$$

که در این رابطه c^* متغیر پیشرفت واکنش است که می توان آن را به فرم های مختلف تعریف کرد. در این پژوهش از مقدار نسبت جرمی گونه CO_2 که با مقدار تعادلی آن (حداکثر مقدار آن) نرمالیزه شده است استفاده می شود.

مقادیر مربوط به $\bar{\omega}_k^{FGM}$ از حل یک شعله پیش مخلوط لمینار یک بعدی بدون تنش با استفاده از مکانیزم با جزئیات GRI-Mech 2.11 بدست می آید. تابع چگالی احتمال نیز P با استفاده فرم توسعه یافته فلیمونت [۱۲] نوشته می شود. این فرم با دانستن مقدار متوسط متغیر پیشرفت واکنش \bar{c} و واریانس آن \bar{c}^2 بسته می شود. در نتیجه علاوه بر معادلات مربوط به گونه ها، در شعله های پیش مخلوط یک معادله انتقال برای متغیر پیشرفت واکنش و یک معادله انتقال برای واریانس آن نیز حل می شود.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \bar{c}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{c}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right) + \bar{\omega}_c \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{c}^2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{c}^2) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \frac{v_t}{Sc_1} \frac{\partial \bar{c}^2}{\partial x_j} \right) + 2\bar{\rho} \frac{v_t}{Sc_2} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} \\ - 2\bar{\rho} \bar{\epsilon}_c + 2\bar{c} \bar{\omega}_c \end{aligned} \quad (10)$$

در رابطه بالا v_t لزجت دینامیکی توربولانس و Sc عدد اشمیت است. جمله منبع نیز در معادله فوق با دانستن تابع چگالی احتمال به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$\bar{c} \bar{\omega}_c = \int_0^1 (c^* - \bar{c}) \bar{\omega}_c^{FGM}(c^*) P(c^*) dc^* \quad (11)$$

$\bar{\epsilon}_c$ نرخ هدر رفت متغیر پیشرفت واکنش است که با استفاده از مدل جبری ساده زیر بدست می آید:

$$\bar{\epsilon}_c = \left(C_D \frac{\bar{\epsilon}}{\bar{k}} \right) \bar{c}^2 \quad (12)$$

S_L نیز در این رابطه سرعت شعله ی لمینار است.

مشخصات هندسه و شرایط مرزی

همانطور که ذکر شد در این تحقیق یک شعله ی پایدار شده پشت جسم مانع شبیه سازی می شود. جسم مانع شامل یک مخلوط با نیم زاویه ی ۴۵ درجه می باشد که بر روی یک میله استوار شده است. شماتیکی از محفظه در شکل ۱ نشان داده شده است.

شبیه سازی به صورت دو بعدی و تقارن محوری می باشد. نمایی از مدل هندسی و شبکه محاسباتی در شکل ۲ مشخص می باشد که طول و شعاع آن به ترتیب ۲۵۰ و ۷۰ میلی متر می باشد.

استفاده قرار گرفته است. شعله ای که در این پژوهش مورد مطالعه قرار می گیرد از هندسه پیچیده تر و در نتیجه فیزیک توربولانس پیچیده تری برخوردار است و اندرکنش بیشتری بین توربولانس و سینتیک شیمیایی در این شعله برقرار است. این فیزیک به آنچه در عمل در توربین گازها اتفاق می افتد شباهت بسیاری دارد. در نتیجه کارایی این مدل فلیمونت در شبیه سازی این شعله که سابقا مورد مطالعه قرار نگرفته است می تواند اهمیت و کاربرد صنعتی این مدل را بیش از پیش روشن کند.

داده های تجربی این شعله توسط Kariuki [۱۳] بدست آمده است. از کارهای عددی انجام شده روی این شعله نیز می توان به تحقیق Frrace [۱۴] و E.Hodzic [۱۵] اشاره کرد.

در این مقاله ابتدا به تئوری و روابط حاکم بر میدان جریان و مدل فلیمونت مورد استفاده پرداخته می شود. سپس هندسه شعله مورد نظر و نحوه مدلسازی عددی و شرایط مرزی تشریح می شود. در بخش بعد نتایج شبیه سازی های عددی و داده های تجربی ارائه شده و مورد بحث و بررسی قرار می گیرد. در نهایت نیز به نتیجه گیری و ادامه کار پرداخته می شود.

تئوری و روابط

به طور کلی در رویکرد رینولدز متوسط در توربولانس، متغیرهای جریان به دو بخش متوسط و اغتشاشی تجزیه می شوند. فرض مهم در رینولدز متوسط ایستگاهی بودن جریان است، به عبارت دیگر متوسط جریان نسبت به زمان رفتاری ثابت دارد. در واقع باید گفت در رویکرد رینولدز متوسط اثر تمامی گردابه ها بر روی میدان جریان متوسط با هر مقیاسی مدل می شود. معادلات بقای جرم و ممنتوم در این شرایط را می توان به ترتیب به فرم زیر نوشت:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \overline{u_i u_j}) \quad (2)$$

در تمامی روابط ρ و u به ترتیب نشان دهنده سرعت و چگالی می باشند و عملگر $\bar{\phi}$ نیز به صورت $\bar{\phi} \equiv \frac{\overline{\rho \phi}}{\bar{\rho}}$ تعریف می شود. ترم $\overline{\rho u_i u_j}$ تانسور تنش رینولدز می باشد که با استفاده از فرض لزجت گردابه و مدل k-epsilon می توان آن را به صورت زیر نوشت:

$$\bar{\rho} \overline{u_i u_j} = -\mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{k} \delta_{ij} \quad (3)$$

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\epsilon}} \quad (4)$$

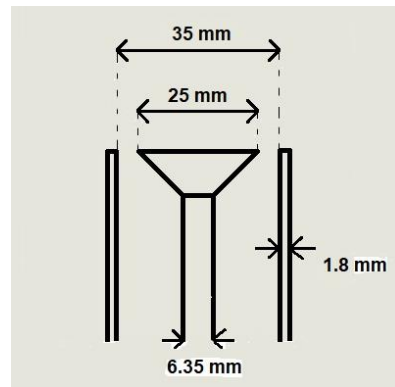
در رابطه بالا μ_t ضریب لزجت توربولانس و C_μ ثابت رابطه است. \bar{k} و $\bar{\epsilon}$ نیز به ترتیب انرژی جنبشی توربولانس و نرخ هدررفت آن می باشند که در روش k-epsilon برای آن ها معادلات بقا نوشته و حل می شوند:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \bar{k}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{k}) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) - \bar{\rho} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \\ - \bar{\rho} \bar{\epsilon} \end{aligned} \quad (5)$$

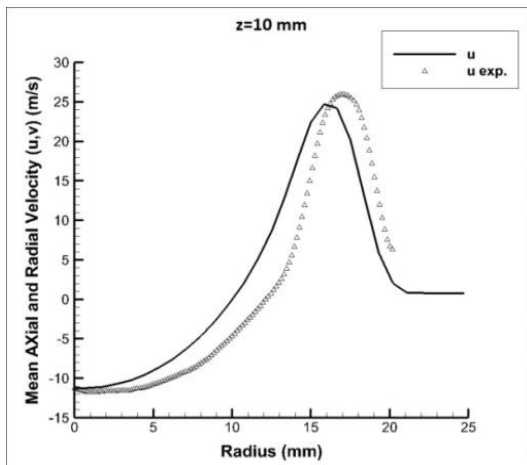
$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \bar{\epsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{\epsilon}) \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_j} \right) - C_{\epsilon 1} \frac{\bar{\epsilon}}{\bar{k}} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \\ - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \frac{\bar{\epsilon}^2}{\bar{k}} \end{aligned} \quad (6)$$

جریان سرد

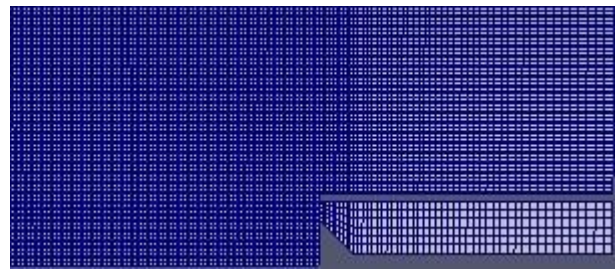
مقایسه میدان جریان سرد شامل پروفیل سرعت متوسط محوری در چند مختصه ی مکانی مختلف پس از جسم مانع می باشد که در شکل های ۳ تا ۶ نشان داده شده است.



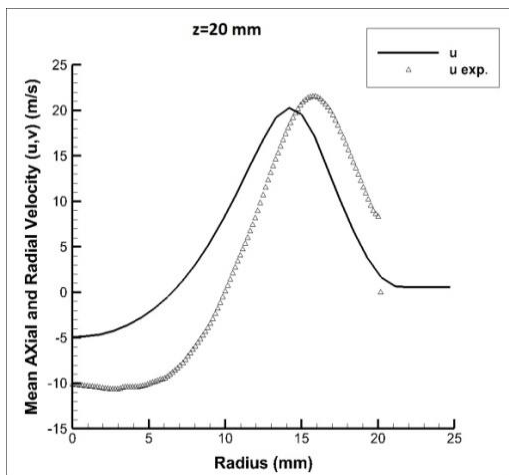
شکل ۱: شماتیک محفظه ی احتراق



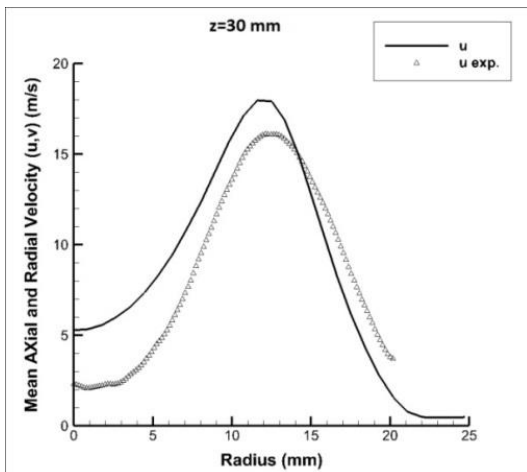
شکل ۳: مقایسه پروفیل های سرعت جریان سرد در فاصله ۱۰ میلی متری از جسم مانع



شکل ۲: نمایی از شبکه و میدان حل



شکل ۴: مقایسه پروفیل های سرعت جریان سرد در فاصله ۲۰ میلی متری از جسم مانع



شکل ۵: مقایسه پروفیل های سرعت جریان سرد در فاصله ۳۰ میلی متری از جسم مانع

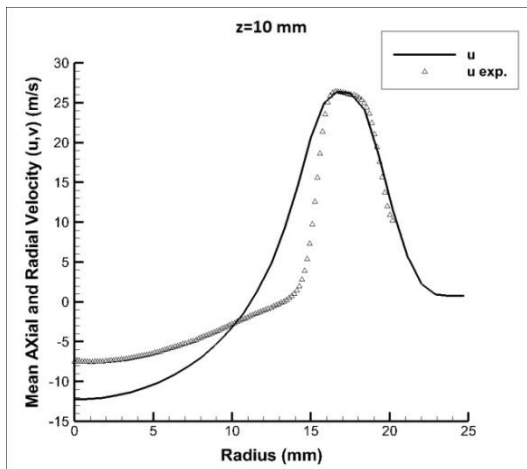
شبکه تقریباً یکنواخت بوده و شامل ۱۷۷۶۴ سلول می باشد. همچنین حداکثر عدد CFL برابر ۰,۳ در نظر گرفته شده است که به دلیل یکنواختی شبکه Δt تقریباً ثابت و حدود ۳ میکرو ثانیه می باشد. در این تحقیق به توجه به داده های تجربی مرجع موجود، متان و هوا با نسبت هم ارزی ۰,۷۵ به محفظه تزریق می شوند. دما و فشار مخلوط ورودی به ترتیب برابر ۳۰۰ کلوین و یک اتمسفر می باشد. پروفیل سرعت ورودی نیز به صورت یکنواخت بوده و مقدار آن ۱۰,۷ متر بر ثانیه می باشد. یک جریان $co-flow$ با سرعت ورودی ۰,۷ متر بر ثانیه در اطراف محفظه وجود دارد. فشار در خروجی میدان حل برابر یک اتمسفر در نظر گرفته شده است. فشار و دمای اولیه نیز به ترتیب برابر ۳۰۰ کلوین و یک اتمسفر می باشد.

شعله لمینار یک بعدی لازم در روش فلیملت با استفاده از نرم افزار FlameMaster و سینتیک شیمیای با جزئیات GRI-Mech 2.11 محاسبه شده است. انتگرال مربوط را می توان قبل از شبیه سازی برای مقادیر مختلف \tilde{C} و واریانس آن \tilde{C}^{n2} محاسبه و جدول بندی کرد. در نتیجه در حل عددی می توان صرفاً مقادیر متوسط نرخ تولید را با درون یابی از مقادیر جدول مربوطه محاسبه کرد.

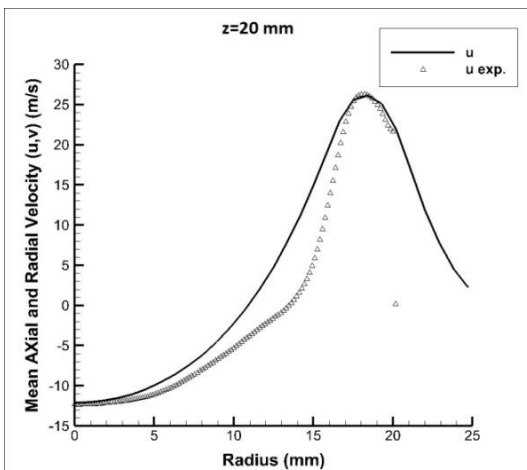
نتایج

در این شعله میدان سرعت با استفاده از تکنیک PIV و مکان شعله با استفاده از تکنیک OH PLIF اندازه گیری شده است [۱۴]. همچنین میدان سرعت در اطراف جسم مانع در شرایط جریان سرد (بدون واکنش) نیز اندازه گیری شده است. این مهم از ویژگی های این داده تجربی است که امکان اعتبارسنجی روش عددی و مدل توربولانس را بدون در نظر گرفتن پیچیدگی های جریان احتراقی فراهم می کند. در این بخش ابتدا نتایج شبه سازی جریان سرد و سپس شبیه سازی میدان جریان و گونه OH در جریان گرم با مقادیر تجربی مقایسه شده است.

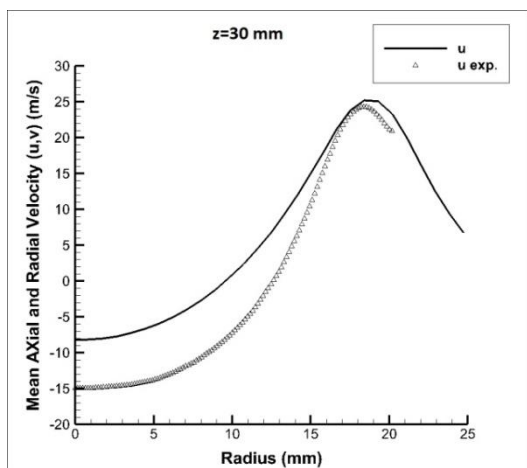
در این قسمت نیز نتایج مربوط به شبیه سازی جریان احتراقی با داده های تجربی مقایسه می شود. همانند قسمت قبل این مقایسه شامل پروفیل سرعت متوسط محوری در چند مختصه ی مکانی مختلف پس از جسم مانع می باشد که در شکل های ۸ تا ۱۱ نشان داده شده است.



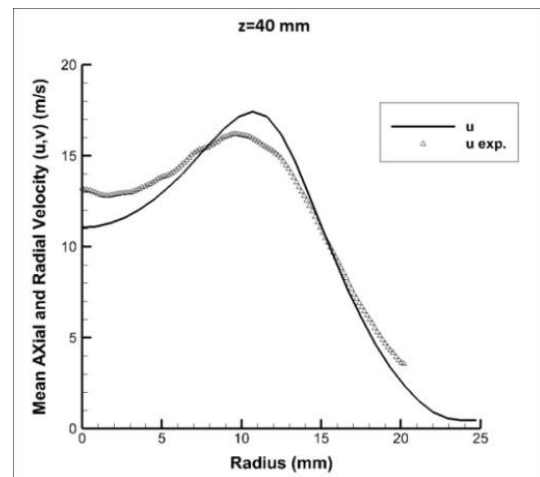
شکل ۸: مقایسه پروفیل های سرعت جریان احتراقی در فاصله ۱۰ میلی متری از جسم مانع



شکل ۹: مقایسه پروفیل های سرعت جریان احتراقی در فاصله ۲۰ میلی متری از جسم مانع



شکل ۱۰: مقایسه پروفیل های سرعت جریان احتراقی در فاصله ۳۰ میلی متری از جسم مانع

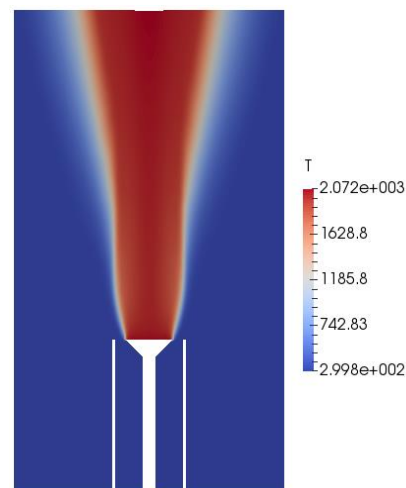


شکل ۶: مقایسه پروفیل های سرعت جریان سرد در فاصله ۴۰ میلی متری از جسم مانع

همانطور که از نتایج تجربی مشخص است در این هندسه میدان جریان از دو ناحیه متفاوت تشکیل شده است: ۱- جریان برگشتی در پشت جسم مانع ۲- لایه برشی جت ورودی که هر دو فیزیک در شبیه سازی ها نیز بدست آمده است. مقدار حداکثر سرعت در لایه برشی با دقت خوبی تخمین زده شده است اما در عین حال در نواحی نزدیک به جسم مانع بیشتر از مقدار تجربی و رفته رفته در نواحی دور تر کمتر از مقدار تجربی است. مکان شعاعی حداکثر سرعت نیز با تقریب خوبی با داده های تجربی منطبق است، گرچه در ابتدا کمی بیشتر از مقدار تجربی و سپس کمی کمتر است. جریان برگشتی پشت مانع نیز در این شبیه سازی ها بدست آمده است. مقدار این جریان برگشتی در برخی مقاطع با نتایج تجربی یکسان است اما در برخی مقاطع دیگر اختلاف قابل توجهی دارد. این بخش از جریان ناشی از حضور گردابه های بزرگ است که مدلسازی آنها با استفاده از روش ساده $k-\epsilon$ که بر مبنای فرض ساده لزجت گردابه استوار است، اساسا میسر نیست. برای شبیه سازی صحیح جریان برگشتی بهتر است از روش شبیه سازی گردابه های بزرگ (LES) استفاده کرد.

جریان احتراقی

جریان احتراقی با استفاده از مدل فلیمیت شبیه سازی شده و ساختار شعله بر مبنای کانتورهای دما در شکل ۷ نشان داده شده است.

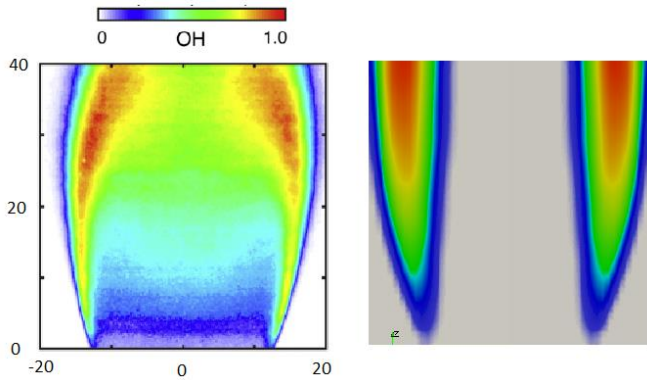


شکل ۷: کانتور دمای شعله

هفتمین کنفرانس سوخت و احتراق ایران، ۲۴ و ۲۵ بهمن ماه ۱۳۹۶

تهران، دانشگاه صنعتی شریف

تفاوت محسوسی دارد. این مساله می تواند معلول تخمین کمتر مقدار سرعت محوری در ناحیه برگشتی باشد.



شکل ۱۳: مقایسه نسبت جرمی گونه ی OH. نتایج تجربی در چپ و عددی در راست

جمع بندی و ادامه کار

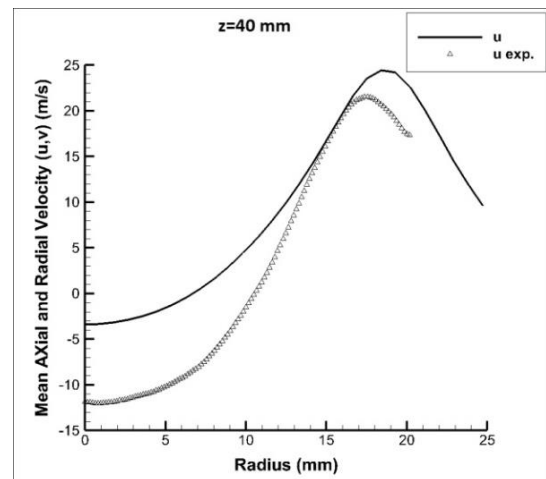
در این پژوهش از یک مدل احتراقی فلیملت در چهارچوب روش رینولدز متوسط برای شبیه سازی جریان احتراقی پشت جسم مانع استفاده شده است. نتایج بدست آمده برای میدان جریان سرد و میدان احتراقی با داده های تجربی مقایسه شده است. این مقایسه نشان می دهد که رفتار میدان جریان به صورت کیفی در هر دو حالت توسط به درستی پیش بینی شده است. در عین حال استفاده از مدل ساده رینولدز متوسط $k-\epsilon$ گرچه لایه برشی را با دقت قابل قبولی پیش بینی می کند اما جریان برگشتی پشت جسم مانع را با اختلاف قابل توجهی نسبت به نتایج تجربی تخمین می زند. همچنین مقایسه کانتورهای گونه شیمیایی OH با نتایج تجربی نشان میدهد که این مدل احتراقی شکل کلی شعله و نواحی پیشینه نسبت جرمی گونه OH را به خوبی پیشبینی می کند. اما تخمین مقدار این گونه در نواحی جریان برگشتی کمتر از مقدار واقعی است. پیشبینی می شود که استفاده از مدل توربولانس شبیه سازی گردابه های بزرگ در پژوهش های آتی می تواند تخمین بهتری از میدان جریان و ساختار دقیق شعله ارائه دهد.

قدردانی

در پایان از بنیاد ملی نخبگان، به خاطر حمایت های مالی از این پروژه، و همچنین از خانم فاطمه چیتگرها، به خاطر کمک ایشان در نصب و استفاده از نرم افزار FlameMaster، تشکر و قدردانی می شود.

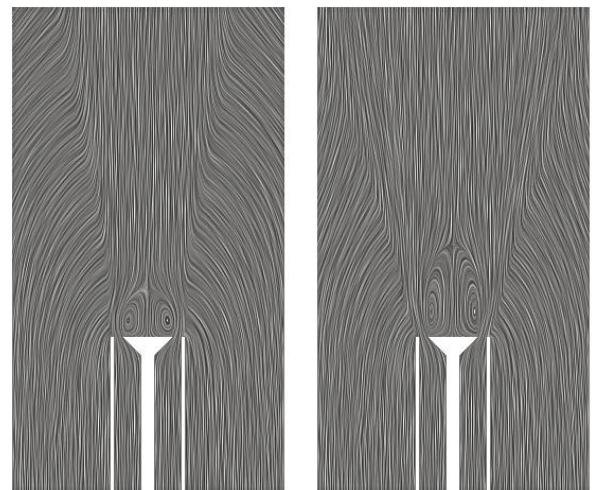
مراجع

- [1] T. Poinso and D. Veynante, Theoretical and Numerical Combustion, 2nd edn, Edwards, Philadelphia, 2005.
- [2] N. Peters, Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion, Prog. Energy Combust. Sci. 10 (1984), pp. 319–339.
- [3] A.Y. Klimenko and R.W. Bilger, Conditional moment closure for turbulent combustion, Prog. Energy Combust. Sci. 25 (1999), pp. 595–687.
- [4] S.B. Pope, PDF methods for turbulent reactive flows, Prog. Energy Combust. Sci. 11 (1985), pp. 119–192.



شکل ۱۱: مقایسه پروفیل های سرعت جریان احتراقی در فاصله ۴۰ میلی متری از جسم مانع

مقایسه نتایج جریان سرد و احتراقی نشان می دهد که ساختار جریان به صورت کلی یکسان است. اما دو تفاوت عمده بین این دو میدان جریان وجود دارد: ۱- لایه برشی جریان احتراقی به نسبت جریان سرد در فاصله شعاعی بیشتری اتفاق می افتد ۲- میزان جریان برگشتی به خصوص در فواصل محوری دورتر از مانع در جریان گرم به مراتب بیشتر از جریان سرد است که در شکل ۱۲ نیز به وضوح قابل مشاهده است. هر دو پدیده که ناشی از انبساط محصولات احتراق در جبهه پشت شعله می باشد در شبیه سازی های عددی نیز قابل مشاهده است. اما مشابه جریان سرد میزان جریان برگشتی بدست آمده در نتایج عددی با مقادیر تجربی اختلاف قابل ملاحظه ای دارد. بخش عمده این کاستی به احتمال زیاد ناشی از مدل ساده توربولانس به کار رفته در این پژوهش است.



شکل ۱۲: کانتور خطوط جریان سرد در سمت چپ و خطوط جریان احتراقی در سمت راست

شکل ۱۳ کانتورهای محاسبه شده برای نسبت جرمی گونه OH و مقادیر تجربی را نشان می دهد. این گونه می تواند به نوعی محدوده شعله را نیز مشخص می کند. این شکل نشان می دهد که مدل فلیملت تخمین خوبی از ساختار کلی شعله ارائه می دهد. مکان هندسی مقادیر پیشینه این گونه جرمی در شبیه سازی انطباق خوبی با نتایج تجربی دارد. اما گسترش مکانی این رادیکال شیمیایی با مقدار تجربی خصوصا در نواحی جریان برگشتی

- [5] Timothy M. Wabel and Aaron W. Skiba, Measurements to determine the regimes of premixed flames in extreme turbulence, Proceedings of the Combustion Institute, 2017.
- [6] Yuen, F. T. C., And Gülder, Ö. L., "Turbulent Premixed Flame Front Dynamics And Implications For Limits Of Flamelet Hypothesis", Proceedings Of The Combustion Institute Vol.34, Pp.1393–1400, 2013.
- [7] O. Gicquel, N. Darabiha, and D. Thevenin. Laminar premixed hydrogen/air counterflow flame simulations using flame prolongation of ILDM with differential diffusion. Proceedings of the Combustion Institute, 28:1901-1908, 2000.
- [8] J. A. van Oijen and L. P. H. de Goeij. Modelling of premixed laminar flames using flamelet-generated manifolds. Combustion Science and Technology, 161:113-137, 2000.
- [9] B. Fiorina, O. Gicquel, L. Vervisch, S. Carpentier, and N. Darabiha. Premixed turbulent combustion modeling using tabulated detailed chemistry and PDF. Proceedings of the Combustion Institute, 30:867-874, 2005.
- [10] K. N. C. Bray, M. Champion, P. A. Libby, and N. Swaminathan. Finite rate chemistry and presumed PDF models for premixed turbulent combustion. Combustion and Flame, 146:665-673, 2006
- [11] B. Jin, R. Grout, and W. K. Bushe. Conditional source-term estimation as a method for chemical closure in premixed turbulent reacting flow. Flow, Turbulence and Combustion, 2008.
- [12] M. M. Salehi and W. K. Bushe. Presumed PDF modeling for RANS simulation of turbulent premixed flames. Combustion Theory and Modelling, 14:381-403, 2010.
- [13] M. M. Salehi, W. K. Bushe, N. Shahbazian and C. P. T. Groth. Modified Laminar Flamelet Presumed Probability Density Function for LES of Premixed Turbulent Combustion. Proceedings of the Combustion Institute, 34:1203-1211, 2013.
- [14] J. Kariuki, J.R. Dawson, and E. Mastorakos, Measurements in turbulent premixed bluff body flames close to blow-off, Combust. Flame 159:2589–2607, 2012.
- [15] D. Farrace and K. Chung, Unstructured LES-CMC modelling of turbulent premixed bluff body flames close to blow-off, Proceedings of the Combustion Institute, 2016.
- [16] E. Hodzic and E. Alenius, An LES study of bluff body flame dynamics approaching blow-off, Combustion Science and Technology, 2017.
- [17] T. Mantel and R. Borghi. A new model of premixed wrinkled flame propagation based on scalar dissipation equation. Combustion and Flame, 96:443{457, 1994.