

## بررسی اثر دما بر اشتعال فواره متان-هوا با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ

مسعود عیدی عطارزاده<sup>۱</sup>، صادق تابع‌جماعت<sup>۲</sup>، محمود مانی<sup>۳</sup> و محمد فرشچی<sup>۴</sup>

۱- دانشجوی دکتری، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، [idiattar@aut.ac.ir](mailto:idiattar@aut.ac.ir)

۲- استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران (نویسنده مخاطب)، [sadegh@aut.ac.ir](mailto:sadegh@aut.ac.ir)

۳- استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، [mani@aut.ac.ir](mailto:mani@aut.ac.ir)

۴- استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، [farshchi@sharif.edu](mailto:farshchi@sharif.edu)

(تاریخ دریافت: ۱۳۹۴/۱۲/۱۹، دریافت آخرین اصلاحات: ۹۵/۳/۷، پذیرش: ۹۵/۳/۲۳)

**چکیده:** هدف در این مقاله مطالعه پدیده اشتعال و نحوه گسترش شعله در فواره متان-هواست. این کار با استفاده از نرم‌افزار متن‌باز این‌فوم و روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ تراکم‌پذیر، مدل احتراقی شعله ضخیم‌شده و به‌صورت سه‌بعدی انجام شده است. جرقه به‌صورت افزودن مصنوعی آنتالپی در معادله انرژی مدل‌سازی شده است. شبیه‌سازی‌های فواره هوا و فواره سرد متان بیانگر عملکرد مناسب کد و تنظیمات مربوطه در پیش‌بینی میدان آشفته حاکم بر جریان است. پس از آن فرایند اشتعال و انتشار شعله شبیه‌سازی شده که نتایج اعتبارسنجی مناسب ارزیابی شده است. با استفاده از معیار دمای شعله، مسیر انتشار جبهه اشتعال تعیین شده و سینتیک انتشار بررسی شده است. در نهایت، بررسی اثر دمای اولیه میدان بر فرایند اشتعال بیانگر آن است که ارتفاع شعله، فاصله لبه شعله از محور و سرعت انتشار جبهه شعله با دما تغییر می‌کند.

**کلیدواژگان:** شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، اشتعال، فواره دایروی، شعله ضخیم‌شده، احتراق عددی

### مقدمه

اشتعال یک مرحله بسیار حیاتی در احتراق محسوب می‌شود، به‌ویژه برای وسایلی که لازم است از حالت غیر احتراق در زمان بسیار کم و با قابلیت تکرار زیاد به حالت احتراق پایدار برسند. موتورهای احتراق داخلی، بازاشتعال موتور هواپیما در ارتفاع بالا و اشتعال موتور راکت از جمله مواردی‌اند که اشتعال در آن‌ها حیاتی بوده و وابستگی زیادی به آشفستگی و ناهمگونی مخلوط دارد. در مقایسه با توربین گاز زمینی، در موتورهای هوایی، اشتعال، به‌ویژه بازاشتعالی، بسیار مهم است. وابستگی اشتعال یک مخلوط به نسبت هم‌ارزی آن در نزدیکی آتش‌زنه زیاد است. همانند محدوده پایداری محفظه، محدوده اشتعال‌پذیری یک محفظه قابل تعریف است که در این محدوده، محفظه توسط سامانه آتش‌زنه قابل روشن شدن است. اغلب محدوده اشتعال درون محدوده پایداری شعله همان محفظه قرار می‌گیرد. زیرا، وقتی محفظه اشتعال روشن است، انرژی از طریق دیواره‌های داغ و محصولات واکنش به‌سمت مخلوط تازه آمده و کمک می‌کند تا در گستره بیشتری از نسبت سوخت و هوا، شعله پایدار بماند، در حالی که در لحظه اشتعال، سوخت و بقیه اجزای محفظه سردند [۱]. روش‌های مختلفی برای تولید هسته<sup>۱</sup> اولیه شعله و در نتیجه شروع اشتعال وجود دارد. این روش‌ها عبارت‌اند از: جرقه الکتریکی، تورچ<sup>۲</sup>، فواره<sup>۳</sup> پلاسما، لیزر و اشتعال شیمیایی.

1. kernel  
2. Torch  
3. Jet

اشتعال یک فرایند گذرا و تصادفی محسوب می‌شود که دینامیک حاکم بر آن بسیار پیچیده است. براساس یافته‌ها [۲]، اشتعال موفق به ۴ گام تقسیم می‌شود: ۱- انتقال مؤثر انرژی از دستگاه جرقه به گاز، ۲- تشکیل هسته شعله، ۳- رشد و انتشار شعله و ۴- تثبیت شعله. مراحل بالا بدین دلیل شکل می‌گیرند که جرقه به اندازه کل جریان بزرگ نیست [۲]. همچنین، یک جرقه الکتریکی شامل فرایندهای زیادی می‌شود که سرعت آن‌ها در مقایسه با شعله در حال پخش ایجادشده، بسیار بیشتر است. جرقه اولیه باعث شکست مولکول‌ها و تولید گذرگاهی رسانا برای انتقال انرژی بین دو الکترود می‌شود. این جریان سبب می‌شود تا انرژی به گازها انتقال یابد. انرژی انتقال‌یافته سبب افزایش بسیار سریع دمای گاز و تولید موج شوک می‌شود. این فرایند در زمانی از مقیاس میکروثانیه اتفاق می‌افتد. این افزایش دما منجر به ایجاد اشتعال در گازهای بین دو الکترود می‌شود. مطالعات بسیاری در مورد این فاز انجام شده است. نتایج این تحقیقات نشان می‌دهد که اولین پدیده قابل دیدن پس از حدود ۱۰۰ میکروثانیه خواهد بود که در طول این زمان، همه فرایندهای سریع فروکش کرده‌اند. در این زمان، بر حسب نوع جرقه، هسته شعله با اندازه حدود چند میلی‌متر تشکیل می‌شود. پس از تشکیل هسته شعله، شعله در میدان منتشر می‌شود. انتشار مناسب شعله در میدان و تولید شعله پایدار، تحت تأثیر مشخصات جریان نظیر شدت آشفستگی و سرعت است. عوامل تأثیرگذار بر فرایند اشتعال به ۳ دسته اصلی سامانه اشتعال، پارامترهای جریان و متغیرهای سوخت دسته‌بندی می‌شوند. این عوامل در شرایط آزمایشگاهی و واقعی مورد آزمایش قرار گرفته‌اند. انرژی، مدت زمان تزریق انرژی، فرکانس آن و مکان تخلیه انرژی مهم‌ترین مشخصات سامانه اشتعال است که به طراحی وابستگی زیادی دارند. پارامترهای جریان عبارت‌اند از: فشار هوا، دمای هوا، سرعت هوا و میزان آشفستگی هوا. نوع سوخت، نسبت سوخت به هوا، خصوصیات افشانه و دمای سوخت از پارامترهای سوخت‌اند [۳].

از سال ۱۹۷۰ تحقیقات عددی و تجربی بسیاری بر روی اثر سوخت و جریان بر حداقل انرژی مورد نیاز جرقه برای تشکیل هسته اشتعال انجام شده است [۳]. خروجی این تحقیقات، درکی اساسی از نحوه آغازش شعله و پارامترهای اثرگذار بر آن را در اختیار قرار داده است. بر این اساس، مشخص شده است که اشتعال، با افزایش فشار، دما و انرژی جرقه آسان‌تر تشکیل می‌شود، در حالی که با افزایش سرعت، شدت آشفستگی و قطر قطرات سوخت، سخت‌تر تشکیل می‌شود.

در زمینه شروع اشتعال، تحقیقات فراوانی به صورت عددی و تجربی انجام شده است. مالی و ووگل [۴] تشکیل پلاسمای داغ توسط جرقه الکتریکی را تشریح کرده و میزان انرژی انتقال‌یافته به گاز را اندازه‌گیری کرده‌اند. ایشان دریافته‌اند که ۷۰ تا ۹۰ درصد انرژی اولیه تلف می‌شود. این اتلاف توسط انتقال حرارت به الکترود جرقه‌زن، موج شوک و اثرات تشعشعی اتفاق می‌افتد. رونی [۵] پتانسیل استفاده از روش‌های لیزری به جای جرقه‌زن‌های معمولی را بررسی کرده است. فویوسی و وایت [۶] سازوکارهای اصلی پیدایش هسته شعله پس از تابش لیزر را بررسی کرده‌اند. در تحقیق اخیر ایشان، مشخص شده است که ۱۰ درصد انرژی لیزر به گازها منتقل می‌شود و بقیه آن توسط موج شوک و امواج تشعشعی تلف می‌شود. ریچارد و همکارانش [۷] پدیده اشتعال را در موتورهای پیستونی با استفاده از LES<sup>۱</sup> بررسی کرده‌اند. ایشان، در این بررسی، از مدل احتراقی CFM<sup>۲</sup> استفاده کرده‌اند. نتایج کار ایشان و مقایسه با نتایج تجربی موجود، موفقیت روش CFM را نشان می‌دهد.

کارمن و همکارانش [۸] در مطالعه‌ای که در سال ۱۹۹۵ انجام داده‌اند با استفاده از روش مونت کارلو و به صورت یک‌بعدی (محفظه کروی متقارن) پدیده اشتعال را در مخلوط آشفته متان و هوا بررسی کرده و میزان انرژی کمینه اشتعال لازم برای احتراق این مخلوط را برحسب افزایش آشفستگی سنجیده و نشان دادند که با افزایش انرژی اولیه، نرخ رشد هسته افزایش یافته و نیز با افزایش شدت آشفستگی، انرژی مورد نیاز برای اشتعال افزایش می‌یابد.

1. Mechanism  
2. Large Eddy Simulation  
3. Coherent Flame Model

بیرج و همکارانش [۹] و به طور جداگانه، اسمیت و همکارانش [۱۰] به صورت تجربی احتمال تشکیل هسته شعله،  $P_{er}$ ، پس از جرقه در فواره گاز شهری-هوا را مشخص کرده‌اند. همچنین، آن‌ها احتمال داشتن مخلوط قابل اشتعال،  $P_f$ ، در هر مکانی را اندازه‌گیری کرده‌اند. آن‌ها دریافتند که در راستای محور فواره رابطه  $P_{ker} \approx P_f$  صادق است. در بررسی تجربی دیگری توسط احمد و همکارانش [۱۱] مشخص شد که در حضور جسم مسدودکننده<sup>۱</sup> در ناحیه بازچرخش، که به صورت خوب مخلوط شده،  $P_{ker} < P_f$  است. اندازه‌گیری‌ها نشان داده است که به دلیل زیادبودن نرخ کرنش در این ناحیه، هسته شعله خاموش می‌شود.

احمد و ماسترکس [۱۲] آزمایش‌هایی در حضور فواره و جسم مسدودکننده انجام داده‌اند و احتمال اشتعال موفق پس از جرقه،  $P_{ig}$ ، را مشخص کرده‌اند. در این بررسی‌ها، معلوم شد که هسته شعله تشکیل شده، اما سپس خاموش می‌شود. علت این امر عدم موفقیت در انتشار مناسب و قرارنگرفتن شعله در ناحیه‌ای است که امکان پایداری داشته باشد. بنابراین، گام انتشار و پایدارشدن یک گام کلیدی محسوب می‌شود. در سیستم‌های احتراقی، که واکنش‌دهنده‌ها به صورت مخلوط غنی از سوخت تزریق می‌شوند، شعله با فرایندهای شعله سه‌گانه<sup>۲</sup> آشفته و نسبتاً پیش‌مخلوط منتشر می‌شود. شعله سه‌گانه به شعله‌ای گفته می‌شود که طرفین آن به صورت پیش‌مخلوط و وسط آن به صورت غیرپیش‌مخلوط باشد. فرایند پایدارشدن شعله سه‌گانه کماکان به خوبی شناخته نشده است [۲]، اما مطالعات عددی و تجربی بیان می‌کنند که شعله سه‌گانه نسبت به شعله نفوذی کمتر به کرنش حساس بوده و سرعت جابه‌جایی آن چندین برابر سرعت شعله آرام در نسبت هم‌ارزی یک است [۱۳].

ریچاردسون [۱۴] با استفاده از روش RANS و مدل احتراق CMC<sup>۳</sup> پدیده اشتعال در شعله‌های نفوذی را بررسی کرده و نتیجه گرفتند که روش CMC با دقت مرتبه اول برای چنین چیدمانی کارایی ندارد. همچنین، به طور کلی، به دلیل ذات تصادفی اشتعال، با استفاده از RANS نمی‌توان این پدیده را به درستی مشاهده و بررسی کرد. لیناسیر و همکارانش [۱۵]، در سال ۲۰۱۳، با استفاده از سینتیک دومرحله‌ای، انتشار موج احتراق سوخت مایع کروسین را درون جریان گردابه‌ای محفظه موتور هواپیما شبیه‌سازی کرده‌اند. در این شبیه‌سازی، با استفاده از روش RANS و LES جریان بدون واکنش بررسی شده و سپس با استفاده از روش RANS، انتشار و پایدارشدن شعله مدل شده است. هر چند نتایج رضایت‌بخش بوده، اما دقت کافی را ندارد.

در مطالعه‌ای که لاکازه و همکارانش [۲] انجام داده‌اند، اشتعال فواره متان در هوا به صورت عددی با استفاده از روش LES بررسی شده است. در این بررسی، ایشان از مدل شعله ضخیم‌شده دینامیکی برای ارتباط بین آشفستگی و احتراق بهره برده‌اند. حلگر استفاده‌شده تراکم‌پذیر و به صورت صریح در زمان و با گسسته‌سازی مرتبه سوم زمانی و مکانی است. برای مدل‌سازی واکنش‌های شیمیایی نیز از سینتیک تک‌مرحله‌ای استفاده شده است. در این بررسی، که از نتایج کار تجربی احمد و ماسترکس [۱۲] استفاده شده است، برای شبیه‌سازی جرقه و تولید هسته اشتعال، از مدل توزیع نمایی انرژی در مکان و زمان استفاده شده است. نتایج به دست آمده کاملاً با مورد آزمایشگاهی مطابقت داشته و ۴ مرحله اشتعال، که پیشتر توضیح داده شد، مشاهده شده است. همچنین، تابع احتمال اشتعال نیز استخراج شده است.

در مقاله حاضر، پدیده اشتعال در فواره متان-هوا با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و تکنیک شعله ضخیم‌شده به صورت سه‌بعدی و گذرا شبیه‌سازی می‌شود. به منظور اطمینان از صحت شبیه‌سازی‌ها، فواره هوا و فواره متان به صورت سرد بررسی شده و سرعت‌ها و اختلاط متان و هوا ارزیابی شده است. سپس، پدیده گذرای اشتعال اعتبارسنجی شده است. در نهایت، اثر دما بر انتشار شعله به سمت بالادست جریان تحلیل شده است. هدف اصلی در این بررسی، مطالعه مراحل انتشار و تثبیت شعله از مراحل چهارگانه اشتعال است.

1. Bluff-body  
2. Triple flame  
3. Conditional Moment Closure

## هندسه مورد بررسی

هندسه مسئله مورد بررسی یک فواره دایروی ساده است، که در شکل ۱ نشان داده شده است. این مسئله برای اولین بار توسط احمد و ماسترکس [۱۲] در سال ۲۰۰۶ به صورت تجربی مطالعه شد. سپس، همین مسئله در سال ۲۰۰۹ توسط لاکازه و همکارانش [۲] به صورت عددی و با استفاده از روش LES شبیه‌سازی شد. قطر نازل خروجی فواره برابر با ۵ میلی‌متر است که ۱۰ میلی‌متر درون میدان پیش‌روی دارد. پیرامون فواره، جریان هوای هم‌محور با سرعت رو به بالای ۰/۱ متر بر ثانیه وجود دارد. قطر جریان هم‌محور ۲۰۰ میلی‌متر است.

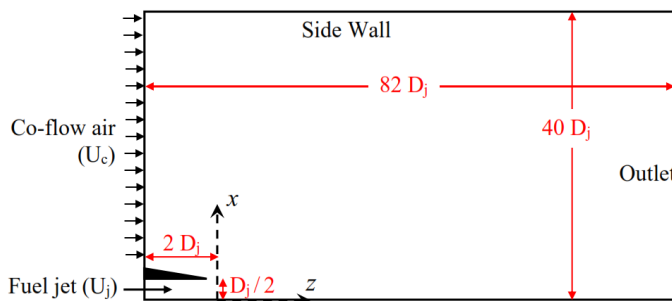


Figure 1- Geometry layout: position of jet with respect to coflow air and domain size

شکل ۱ - هندسه مورد بررسی: موقعیت فواره سوخت نسبت به هوای پیرامون و ابعاد شبکه محاسباتی

سرعت میانگین خروجی از فواره برابر با ۲۵/۵ متر بر ثانیه بوده و دارای ترکیب ۳۰ درصد حجمی هوا و ۷۰ درصد متان است. رینولدز فواره خروجی حدود ۵۸۰۰ است. طول لوله فوق به گونه‌ای است که جریان درون آن به صورت کامل آشفته باشد. در فعالیت تجربی [۱۲]، جرقه در نقاط مختلفی زده شده است که هدف مطالعه در این تحقیق نقطه‌ای بر روی محور فواره و در فاصله ۴۰ برابر قطر فواره پایین‌تر از خروجی فواره است. به منظور مدلسازی این میدان، از یک شبکه استوانه‌ای شکل به طول و قطر ۸۰ برابر قطر نازل سوخت استفاده شده است. به منظور شبیه‌سازی دقیق‌تر لایه‌برشی ناشی از فواره، از دهانه نازل سوخت به طول ۱۰ میلی‌متر به سمت بالادست، جریان حل شده است.

## روش عددی

با توجه به ماهیت ناپایای اشتعال، لازم است از روش عددی مناسب استفاده شود. در این تحقیق، از روش عددی شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (LES) استفاده شده است. در روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، LES، ساختارهای سه‌بعدی ناپایای بزرگ به صورت مستقیم حل می‌شوند، در صورتی که اثر ساختارهای کوچک‌تر مدل‌سازی می‌شوند.

## معادلات حاکم

برای حل معادلات، از معادلات تراکم‌پذیر ناوراستوکس استفاده شده است. این معادلات پس از فیلتر شدن به شکل زیر درمی‌آیند [۱۶]:

معادله بقای جرم:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (1)$$

معادله بقای تکانه:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} (u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \right] \quad (2)$$

معادله بقای گونه‌های شیمیایی:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_k) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\overline{V_{k,i}Y_k} - \bar{\rho}(u_iY_k - \tilde{u}_i\tilde{Y}_k)\right] + \bar{w}_k \quad k=1, N \quad (3)$$

معادله بقای انرژی:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{h}_s)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{h}_s) = \frac{Dp}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\lambda\frac{\partial T}{\partial x_i} - \bar{\rho}(u_ih_s - \tilde{u}_i\tilde{h}_s)\right] + \tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho\sum_{k=1}^N V_{k,i}Y_k h_{s,k}\right) + \bar{w}_T \quad (4)$$

که در رابطه بالا داریم:

$$\frac{Dp}{Dt} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + u_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \quad (5)$$

در معادلات بالا،  $u$  سرعت،  $p$  فشار و  $Y$  نسبت جرمی گونه‌های شیمیایی است. همچنین،  $h_s$  آنتالپی،  $\lambda$  ضریب نفوذ حرارتی،  $\bar{w}_k$  نرخ واکنش،  $\bar{w}_T$  نرخ آزادسازی انرژی و  $V_{k,i}$  مولفه نام سرعت نفوذی گونه ام است. در معادلات بالا، جمله‌هایی وجود دارد که باید مدل شوند تا معادلات فوق به اصطلاح بسته شود. تنش‌های رینولدز حل نشده  $(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$  با استفاده از روش اسماکورینسکی<sup>۱</sup> محاسبه می‌شود. این روش با استفاده از تقریب بوزینسکی<sup>۲</sup>، به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3}\tau_{kk} = -\nu_t\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right) = -2\nu_t\bar{S}_{ij} \quad (6)$$

که در رابطه بالا  $\nu_t$ ، لزجت مقیاس کوچک بوده و به صورت زیر مدل می‌شود.

$$\nu_t = C_s^2 \Delta^{4/3} l_t^{2/3} |\bar{S}| \quad (7)$$

که در این رابطه،  $l_t$  مقیاس طول انتگرالی جریان آشفته،  $C_s$  ثابت مدل و  $\bar{S}$  تنش برشی حل شده‌اند. رابطه بالا، با فرض هم‌مرتبه بودن مقیاس انتگرالی  $l_t$  و اندازه شبکه  $\Delta$ ، به صورت زیر ساده‌سازی می‌شود.

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (8)$$

در رابطه با جریان‌های آشفته همگن و ایزوتروپیک، ثابت مدل برابر با  $C_s \approx 0.2$  تخمین زده می‌شود. متأسفانه این ثابت وابسته به ترکیب جریان است. به هر صورت، مدل اسماکورینسکی، به عنوان مدلی با اتلاف بالا، شناخته می‌شود. روش مدل‌سازی اسماکورینسکی یکی از روش‌های معمول در حل مسائل با شکل پیچیده است که به دلیل سادگی و توانمندی زیاد آن است [۱۷]. همانند روش RANS، شارهای اسکالر حل نشده LES نیز، اغلب با استفاده از فرض گرادیان توصیف می‌شوند.

$$u_i Y_k - \tilde{u}_i \tilde{Y}_k = -\frac{\nu_t}{Sc_k} \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (9)$$

که در این رابطه  $Sc_k$  عدد اشمیت مقیاس‌های کوچک‌تر از شبکه بوده و در کار حاضر مقدار آن برابر ۱ است. گرانیوی مقیاس کوچک  $\nu_t$  نیز با استفاده از مدل تنش‌های رینولدز حل نشده (مدل‌های اسماکورینسکی و ژرمانو<sup>۳</sup>) تخمین زده می‌شود [۱۸]. در بررسی حاضر، معادلات بالا به صورت مرتبه اول زمانی و مرتبه دوم مکانی گسسته‌سازی شده و به صورت ضمنی در طول زمان حل می‌شوند. همچنین، برای هر گونه شیمیایی، گرانیوی دینامیکی براساس رابطه ساترلند<sup>۴</sup> و ظرفیت گرمای ویژه،  $C_p$ ، هر گونه براساس ضرایب جدول جاناف<sup>۵</sup> محاسبه می‌شود.

1. Smagorinsky  
2. Boussinesq Approximation  
3. Germano  
4. Sutherland  
5. Janaf

## مدل احتراقی

افزایش مصنوعی ضخامت شعله روشی مناسب برای مدل کردن انتشار شعله پیش‌مخلوط در شبکه‌های درشت است. این روش توسط باتلر و اورور که [۱۹] معرفی شد. با استفاده از تئوری‌های احتراق پیش‌مخلوط آرام می‌توان روابط زیر را به دست آورد:

$$S_L \propto \sqrt{D_{th} B} \quad (10)$$

$$\delta_L \propto \frac{D_{th}}{S_L} = \sqrt{\frac{D_{th}}{B}} \quad (11)$$

که در آن  $S_L$  سرعت شعله،  $\delta_L$  ضخامت شعله،  $D_{th}$  نفوذ حرارتی و  $B$  یک ثابت توانی است. اگر نفوذ حرارتی با ضریب  $F$  افزایش یابد، در صورتی که  $B$  بر  $F$  تقسیم شود، ضخامت شعله  $F$  برابر می‌شود در حالی که سرعت شعله ثابت می‌ماند. در صورتی که  $F$  به اندازه کافی بزرگ باشد، جبهه شعله ضخیم‌شده بر روی شبکه محاسباتی LES حل می‌شود [۱۶]. با توجه به اینکه در این روش احتراق توسط قانون آرنیوس بیان می‌شود، پدیده‌های گسترده‌ای قابل حل و مدل‌سازی‌اند. از جمله می‌توان به پدیده‌های اشتعال، پایداری شعله و اندرکنش شعله-دیواره اشاره کرد. این روش تا موقعی ارزشمند است که مقیاس‌های جریان از ضخامت شعله آرام بسیار بزرگ‌تر باشند. اشکال عمده این روش آن است که با افزایش ضخامت شعله، اندرکنش آشفته‌گی و شیمی کاهش یافته و در نتیجه شعله حساسیت خود را نسبت به حرکات آشفته‌گی از دست می‌دهد، زیرا عدد دامکالر کاهش می‌یابد. به منظور رفع این مشکل، تابع بازده  $E$  تعریف می‌شود که با فاکتور مقیاس زیرشبکه‌ای چین و چروک<sup>۱</sup> در ارتباط است. در حقیقت، این روش با تغییر نرخ واکنش و نفوذ همراه است [۱۶]. در این مقاله از سینتیک شیمیایی تک‌مرحله‌ای متان-هوا (رابطه ۱۲) استفاده شده است. ضرایب این سینتیک شیمیایی، که از مرجع [۲] اقتباس شده است، در جدول ۱ نشان داده شده است. این ضرایب برای این مسئله بهینه شده است.

$$\dot{\omega}_{CH_4} = AT^\beta [CH_4]^{\gamma_{CH_4}} [O_2]^{\gamma_{O_2}} \exp(-T_a / T) \quad (12)$$

جدول ۱- ضرایب سینتیک شیمیایی تک‌مرحله‌ای

Table 1- Single step mechanism parameters

Reaction	$A (m^3 / kmol)$	$\beta$	$\gamma_{CH_4}$	$\gamma_{O_2}$	$T_a$
$CH_4 + 2O_2 \Rightarrow CO_2 + H_2O$	$6.9 \times 10^8$	0	1	1	7300

## شبکه مورد استفاده

در تمامی مراحل، از شبکه باسازمان، ۳ بعدی و با سلول‌های ۶ وجهی استفاده شده است. کل شبکه به صورت استوانه‌ای با قطر ۴۰۰ میلی‌متر و طول ۴۰۰ میلی‌متر است. با توجه به اینکه فواره با نیم‌زاویه‌ای حدود ۷ درجه باز می‌شود، شبکه مورد استفاده در ناحیه فواره ریزتر بوده و با فاصله‌گرفتن از محور فواره، اندازه سلول‌ها بزرگ‌تر می‌شود. مشابه این فرایند در راستای  $Z$  نیز وجود دارد. با همین مشخصات، ۲ شبکه ۴۰۰ و ۸۰۰ هزار سلولی تولید شده است. در شبکه ۴۰۰ هزاری، اندازه سلول‌ها در خروجی از فواره برابر با ۰/۲۵ میلی‌متر است که با توجه به شدت آشفته‌گی در حدود ابعاد کولموگروف است، در حالی که در انتهای میدان حدود ۱۰ میلی‌متر است. ریزی بسیار زیاد شبکه در ابتدای فواره سبب می‌شود تا لایه برشی به صورت دقیق حل شده و گردابه‌های ناشی از آن مشاهده شوند. سلول‌ها در این شبکه به نحوی توزیع شده است تا در تمامی میدان، اندازه سلول در حل مقیاس طولی تیلور باشد. مقیاس طولی تیلور، که بین مقیاس انتگرالی و کولموگروف است، به عنوان شاخصی برای اندازه شبکه‌های محاسباتی معرفی می‌شود [۲۰، ۱۸]. البته، در نقاطی که اهمیت بالایی به لحاظ شبیه‌سازی ندارند، مانند از فاصله ۲۰۰ میلی‌متری به سمت پایین دست جریان، شبکه کمی از مقیاس تیلور بزرگ‌تر می‌شود، که در شکل ۲ نشان داده

1. Subgrid scale wrinkling factor

شده است. در شکل ۲، طول سلول محاسباتی با  $\Delta_z$ ، اندازه مقیاس طولی تیلور با  $\lambda$  و ۱۰۰ برابر اندازه مقیاس کولموگروف با نقطه چین نشان داده است. مشاهده می شود که در ابتدای میدان شبکه بسیار ریز بوده و حدود ۲ برابر مقیاس کولموگروف است. لذا، می توان گفت شبکه تولیدشده، معیارهای حداقلی برای شبیه سازی گردابه های بزرگ را دارد.

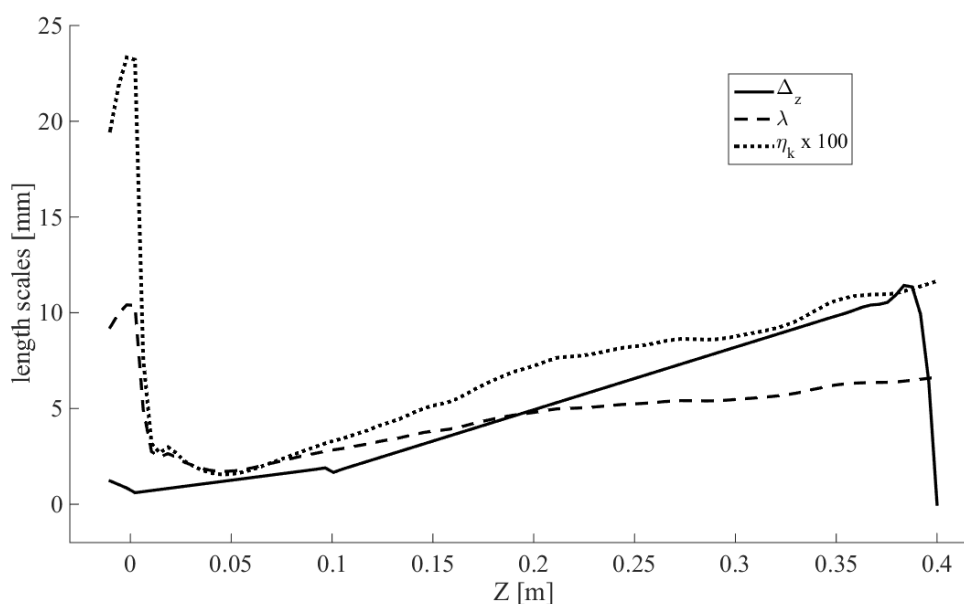


Figure 2- comparison of Taylor and olmogorov length scale with cell size for 400 grid on the jet axis (dar line: cell size, dash line: Taylor length scale and dot line: olmogorov length scale x 100)

شکل ۲- مقایسه مقیاس های تیلور و کولموگروف با اندازه سلول در شبکه ۴۰۰ هزاری در طول میدان محاسباتی (خط تیره: اندازه شبکه محاسباتی، خط چین: مقیاس طولی تیلور و نقطه چین: ۱۰۰ برابر بزرگ شده مقیاس طولی کولموگروف)

## شرایط مرزی

شرایط مرزی ورودی در محاسبات LES پیچیده است. در این تحقیق، برای شبیه سازی ورودی فواره، ابتدا مسئله لوله به صورت مستقل حل شده و سپس سرعت های میانگین در خروجی لوله استخراج شده است. سرعت میانگین به دست آمده به عنوان سرعت میانگین در ورودی فواره استفاده شده است. سپس، با استفاده از تولیدکننده آشفتگی همگن، نوسانات سرعت به آن افزوده شده است. نحوه تولید نوسانات به گونه ای است که همه طیف های انرژی را دربر بگیرد. شدت آشفتگی تولیدی توسط کد بسیار کم و در حد صفر است، ولی دارای مقدار غیرصفر است تا نوسانات بسیار اندک ایجاد شود. در غیر این صورت، گردابه های جریان ناشی از لایه برشی به وجود نمی آیند. شرط مرزی سرعت در قسمت جریان هم محور، به صورت آرام و با سرعت ثابت ۰/۱ متر بر ثانیه تعیین شده است. برای دیواره های جانبی نیز سرعت صفر افقی و ۰/۱ عمودی در نظر گرفته شده است. برای مرز خروجی جریان، شرط مرزی سرعت برابر صفر برای جریان بازگشتی و مشتق مکانی صفر برای جریان خروجی در نظر گرفته شده است. شرط مرزی فشار در همه مرزها به صورت مشتق مکانی برابر صفر در نظر گرفته شده به جز در صفحه خروجی که به صورت انتقال دهنده امواج<sup>۱</sup> در نظر گرفته شده است که سبب عدم بازگشت امواج اکوستیکی می شود. شرایط مرزی گونه های شیمیایی در همه مرزها به صورت مشتق مکانی برابر صفر فرض شده، به جز در ورودی ها که دارای مقدار ثابت است. به منظور شبیه سازی دقیق تر لایه مرزی درون فواره، از تابع دیواره استفاده شده است.

1. WaveTransmissive

## مدلسازی جرقه

در این تحقیق، جرقه به صورت افزایش آنتالپی در معادله انرژی مدل سازی می‌شود. بدین صورت که در زمان تعیین شده، با توجه به مختصات مرکز کره و شعاع آن، در هر گام زمانی حل، میزان آنتالپی سلول‌های درون کره جرقه ۱۰۰ درصد افزایش می‌یابد. این افزایش تا زمانی ادامه دارد که دمای سلول‌ها به ۲۰۰۰ کلوین برسد. مدت زمان تکرار این فرایند قابل کنترل است که بر روی ۱ میلی‌ثانیه تنظیم شده است. شکل ۳ میزان انرژی آزاد شده توسط مدل جرقه در طول زمان را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که انرژی داده شده در طول زمان به صورت نمایی رشد کرده و سپس کاهش می‌یابد. در همین شکل، نحوه تغییر آنتالپی در ناحیه جرقه نیز نشان داده شده است. آنتالپی هم‌زمان با تزریق انرژی افزایش می‌یابد، اما پس از خاموش شدن جرقه، آنتالپی کمی کاهش یافته و سپس افزایش می‌یابد. افزایش دوم ناشی از شروع واکنش‌های احتراقی و آزادسازی انرژی توسط آن‌ها است، اما کاهش آنتالپی، احتمالاً، ناشی از جابه‌جایی انرژی توسط جریان سیال به نواحی پیرامونی ناحیه جرقه است.

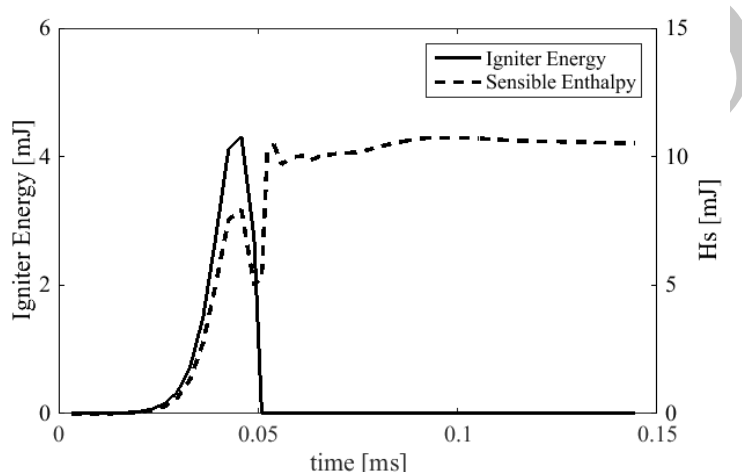


Figure 3- Energy release during time by spar model and enthalpy increment at spar zone  
 شکل ۳- انرژی آزاد شده توسط مدل جرقه در طول زمان و میزان افزایش آنتالپی در ناحیه جرقه

## نتایج

به منظور بررسی دقیق، مسئله فوق در ۴ مرحله حل شده است (جدول ۲). هدف، در مرحله اول، شبیه‌سازی جریان سرد، اعتبارسنجی آن و بررسی استقلال شبکه با استفاده از شبکه‌های ۴۰۰ و ۸۰۰ هزار سلولی است. در این حالت معادلات احتراقی درگیر نبوده و از صحت حل سایر معادلات و حل جریان سرد اطمینان حاصل می‌شود. در مرحله دوم، هدف، بررسی کیفیت و اعتبارسنجی کد در شبیه‌سازی فرایند اختلاط است. در این مرحله، معادله گونه‌های شیمیایی حل می‌شود، اما جمله تولید آن صفر است. در مرحله سوم، پدیده اشتعال و نحوه گسترش شعله بررسی می‌شود. در مرحله چهارم، اثر دما بر تشکیل شعله و انتشار شعله ارزیابی می‌شود.

جدول ۲- مشخصات میدان‌های حل استفاده شده در مراحل مختلف

Table 2: flow field parameters for different simulation steps

Steps	Jet Mixture	Jet Velocity	Inlet Temp	Objective
-	Volumetric percent	m/s		-
Step one	100% Air	21	298	Cold flow validation
Step two	30% Air-70% Methane	25.5	298	Mixing validation
Step three	30% Air-70% Methane	25.5	298	Ignition modeling
Step four	30% Air-70% Methane	25.5	273 & 253	Initial temperature effects



برای حل این مسئله از ۶ هسته با قدرت پردازش ۴ گیگاهرتز به صورت موازی استفاده شده و زمان کل حل حدود ۱۱۳ ساعت بوده و زمان شبیه‌سازی تا ۹۰۰ میلی‌ثانیه پس از اشتعال بوده است. در ادامه، نتایج مدل‌سازی در ۴ مرحله به صورت جداگانه آورده شده و بر روی آن‌ها بحث و بررسی می‌شود.

### مرحله یک، فواره هوا

به منظور بررسی عملکرد روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و تنظیمات مربوطه در کد، ابتدا جریان سرد فواره هوا با سرعت میانگین ۲۱ متربرثانیه بررسی می‌شود. نتایج به دست آمده در دو بخش بررسی سرعت در راستای محور مرکزی فواره و نیز در راستای شعاع در فواصل مختلف از خروجی فواره، برای سرعت میانگین و سرعت نوسانی بررسی می‌شود. در این مرحله، جریان فواره هوا با سرعت میانگین خروجی ۲۱ متربرثانیه و جریان هم‌محور هوا با سرعت ۰/۱ متربرثانیه و دمای ۲۹۸ کلوین شبیه‌سازی شده است. برای محاسبه سرعت میانگین و سرعت نوسانی، در ابتدا، میدان به اندازه ۳۰۰ میلی‌ثانیه حل شده است. این مدت زمان ۱/۵ برابر مدت لازم برای طی کردن کل میدان<sup>۱</sup> توسط سیال خارج شده از فواره است و پس از این مدت، فواره به حالت پایا<sup>۲</sup> رسیده است. در طول این مدت، میانگین‌گیری انجام نمی‌شود. سپس، میانگین‌گیری فعال شده و به مدت ۳۰۰ میلی‌ثانیه دیگر میدان حل شده و میانگین‌گیری انجام شده است. لذا، سرعت‌های میانگین و نوسانی به دست آمده در حالت پایابودن فواره بوده است. شکل ۴ مقایسه بین سرعت محوری میانگین بین نتایج شبیه‌سازی حاصل از دو شبکه ۴۰۰ و ۸۰۰ هزار سلولی، شبیه‌سازی لاکازه و همکاران [۲] و رابطه نیمه‌تجربی تیزن و همکاران [۲۱] را بر روی محور فواره نشان می‌دهد. در این شکل،  $(U_m - U_c)/(U_j - U_c)$  نشان‌دهنده سرعت بی‌بعد شده برای فواره دارای جریان هم‌محور است.  $U_j$  عبارت است از میانگین مکانی سرعت جریان در خروجی فواره<sup>۳</sup>، اما بیشینه سرعت فواره در مرکز آن است و بیشتر از مقدار  $U_j$  است. از طرفی،  $U_m$  سرعت میانگین جریان بر روی محور فواره است که نقطه صفر آن، دقیقاً معادل سرعت بیشینه در فواره است. لذا، مقدار عبارت  $(U_m - U_c)/(U_j - U_c)$  در خروجی فواره بیشتر از ۱ می‌شود. مشاهده می‌شود که با خروج جریان از فواره در فاصله‌ای حدود ۷ برابر قطر فواره، فواره شکسته شده و سرعت محوری آن به سرعت کاهش می‌یابد.

شکل ۵ مقایسه نسبت نوسانات سرعت محوری ( $u_{rms}$ ) به سرعت محوری میانگین یا همان شدت آشفستگی بر روی محور فواره بین نتایج شبیه‌سازی کنونی و شبیه‌سازی لاکازه [۲] و احمد و ماسترکس [۱۲] و مک‌کوئید [۲۲] را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که در ابتدای خروجی از لوله، مقدار نوسانات سرعت تقریباً صفر است، اما با طی شدن فاصله‌ای حدود ۱ برابر قطر و تشکیل لایه برشی فواره، مقدار نوسانات به شدت رشد می‌کند. در ناحیه ۰ تا ۱۰ برابر قطر فواره، شدت آشفستگی به دست آمده از شبیه‌سازی کنونی برای هر دو شبکه با نتایج تجربی مک‌کوئید [۲۲] انطباق دارد، در حالی که شبیه‌سازی لاکازه [۲] دارای خطای فاحش در این ناحیه است. در ناحیه ۱۰ تا ۲۵ برابر قطر فواره، شبیه‌سازی کنونی دارای خطا بوده و شدت آشفستگی بیشتری را نسبت به نتایج تجربی احمد [۱۲] و مک‌کوئید [۲۲] نشان می‌دهد. در ناحیه ۲۵ تا انتهای میدان، نتایج به دست آمده تطابق مناسبی با نتایج تجربی احمد [۱۲] و مک‌کوئید [۲۲] دارد. با مقایسه بین نتایج شبیه‌سازی کنونی با فعالیت‌های دیگران برای دو حالت سرعت میانگین و نوسانات سرعت، می‌توان نتیجه‌گیری کرد که شبیه‌سازی جریان در راستای محور فواره مناسب بوده و خطای محاسبات اندک است. همچنین، نتایج به دست آمده از دو شبکه ۴۰۰ و ۸۰۰ هزار سلولی مشابه بوده و تفاوت بسیار کمی دارند. لذا، در ادامه، از نتایج شبکه ۴۰۰ هزار سلولی استفاده می‌شود.

1. Flow Through Time  
2. stationary  
3. Jet bulk velocity

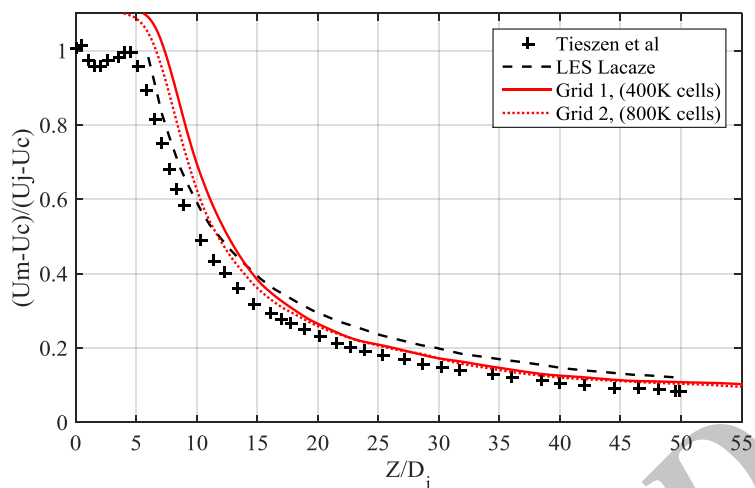


Figure 4- Mean axial velocity comparison between current simulation by 2 grid (400 and 800 cells) and Lacaze LES [2] and empirical relationship of Tieszen et al [21] for jet air with 21 m/s mean velocity and 0.1 m/s coflow velocity.

شکل ۴- مقایسه بین سرعت میانگین محوری بین نتایج شبیه‌سازی کنونی با دو شبکه ۴۰۰ و ۸۰۰ هزار سلولی و شبیه‌سازی لاکازه و همکاران [۲] و روش نیمه تجربی تیزن و همکاران [۲۱] برای فواره هوا با سرعت ۲۱ متر بر ثانیه و جریان هم‌محور ۰/۱ متر بر ثانیه

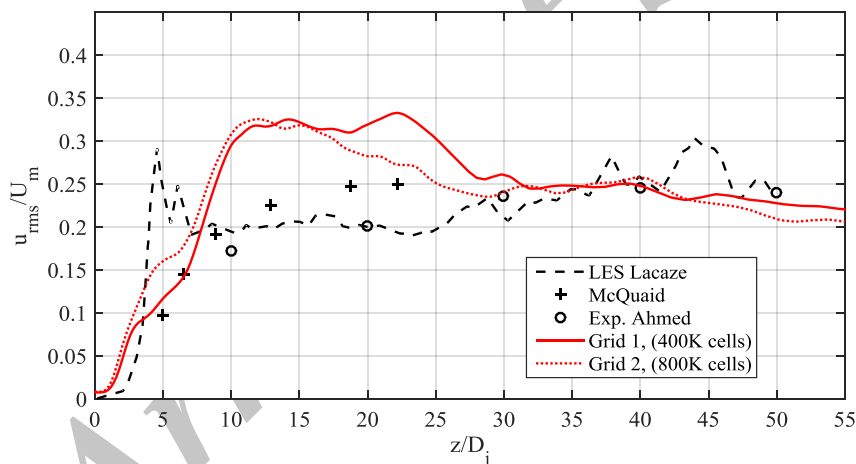


Figure 5-  $u_{rms}/U_m$  comparison between current simulation, Lacaze LES[2], Ahmed Exp.[12] and McQuaid Tests[22] for 21 m/s jet air

شکل ۵- مقایسه نسبت نوسانات سرعت محوری ( $u_{rms}$ ) به سرعت محوری میانگین بر روی محور فواره بین نتایج شبیه‌سازی کنونی و شبیه‌سازی لاکازه [۲]، احمد و ماسترکس [۱۲] و مک کوئید [۲۲] برای فواره هوا با سرعت میانگین ۲۱ متر بر ثانیه

به منظور اعتبارسنجی جریان در راستای شعاعی، در ۵ مقطع ۱۰، ۲۰، ۳۰، ۴۰ و ۵۰ برابر قطر فواره، سرعت میانگین محوری و نوسانات سرعت محوری ( $u_{rms}$ ) بررسی شده است. شکل ۶ سرعت محوری میانگین بی‌بعد شده در مقاطع مختلف جریان بر حسب شعاع را نشان داده و با نتایج شبیه‌سازی لاکازه و همکاران [۲] و نتایج تجربی احمد و ماسترکس [۱۲] مقایسه می‌کند. مشاهده می‌شود که در تمامی مقاطع، نتایج به دست آمده بسیار رضای‌کننده است. به منظور اطمینان بیشتر، نتایج شبیه‌سازی کنونی در دو جهت شعاعی متقابل (زاویه ۰ و ۱۸۰ درجه نسبت به محور X) بر روی نمودارها آورده شده است. در حقیقت، باید این دو خط بر روی یکدیگر بیفتند که این امر برای ارتفاع‌های ۱۰ و ۲۰ برابر قطر اتفاق می‌افتد، اما در ارتفاع ۵۰ برابر قطر، بیشترین تفاوت وجود دارد که ناشی از کمبود زمان میانگین‌گیری به نسبت ثابت‌های زمانی جریان در این فاصله

از فواره است. شکل ۷ مقایسه نوسانات سرعت ( $u_{rms}$ ) در مقاطع مختلف جریان برحسب شعاع بین شبیه‌سازی کنونی و شبیه‌سازی لاکازه و همکاران [۲] و نتایج تجربی احمد و ماسترکس [۱۲] را نشان می‌دهد. نتایج بیانگر آن است که در پایین‌دست جریان، نوسانات سرعت به‌خوبی مدل‌سازی شده است، در صورتی که در نواحی بالادست، یعنی ۱۰ و ۲۰ برابر قطر فواره، نتایج راضی‌کننده نیست، که البته این موضوع با نمودار شکل ۵ انطباق دارد.

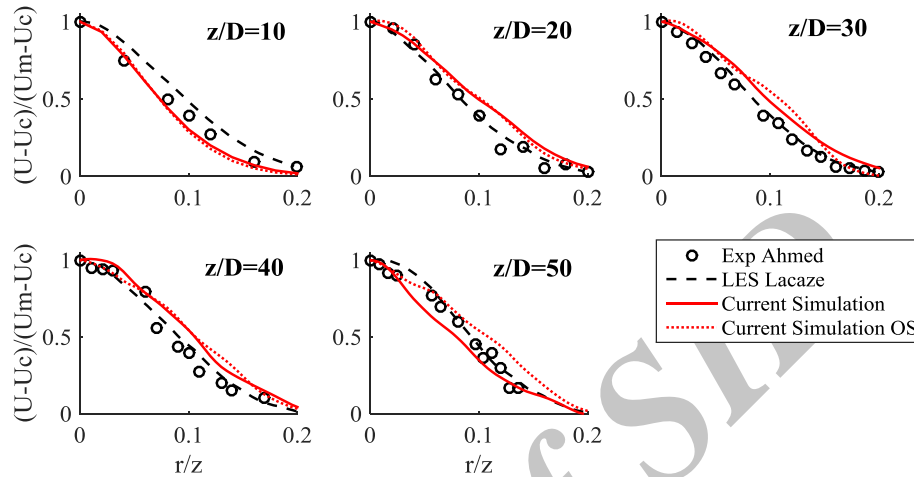


Figure 6- Radial distribution of nondimensional axial velocity on different sections: comparison of Ahmed [12] experimental data, Lacaze LES [2] and current simulation.  $U_c$  is coflow axial velocity and  $U_m$  is mean axial velocity on axis.

شکل ۶- مقایسه سرعت محوری میانگین بی‌بعد شده در مقاطع مختلف جریان بر حسب شعاع بین شبیه‌سازی کنونی و شبیه‌سازی لاکازه و همکاران [۲] و نتایج تجربی احمد و ماسترکس [۱۲].  $U_c$  سرعت جریان هم محور و  $U_m$  سرعت محوری بر روی محور فواره در همان ارتفاع است.

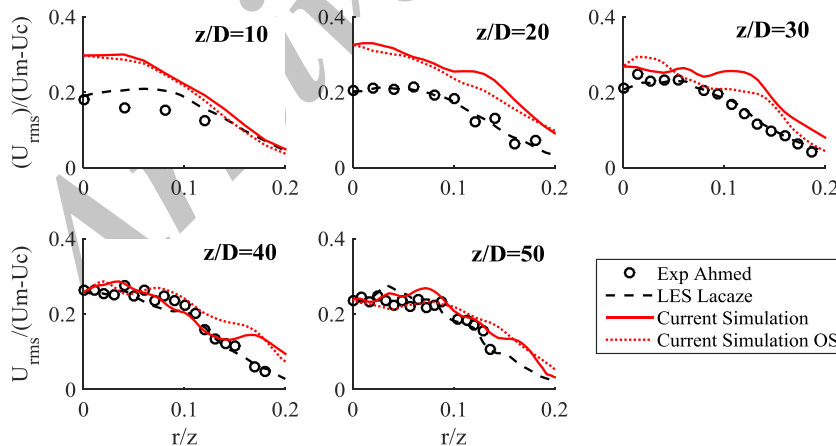


Figure 7- Radial distribution of scaled  $u_{rms}$ : comparison of Ahmed [12] experimental data, Lacaze LES [2] and current simulation.

شکل ۷- مقایسه نوسانات سرعت ( $u_{rms}$ ) در مقاطع مختلف جریان برحسب شعاع بین شبیه‌سازی کنونی و شبیه‌سازی لاکازه و همکاران [۲] و نتایج تجربی احمد و ماسترکس [۱۲]

براساس نمودارهای شکل‌های ۴ تا ۷، این‌گونه استنباط می‌شود که میانگین سرعت محوری با فاصله‌گرفتن از خروجی فواره کاهش می‌یابد. در هر مقطع نیز، با فاصله‌گرفتن از محور فواره، سرعت‌ها کاهش می‌یابد. همچنین، با فاصله‌گرفتن از خروجی فواره، عرض فواره زیاد می‌شود. شدت آشفتگی با فاصله‌گرفتن از خروجی فواره، در ابتدا زیاد می‌شود، زیرا لایه برشی

به درون فواره نفوذ می‌کند، اما پس از فاصله ۲۵ برابر قطر فواره، اندازه شدت آشفته‌گی ثابت می‌ماند. البته، با توجه به کاهش سرعت میانگین،  $u_{rms}$  نیز کاهش می‌یابد. در نواحی نزدیک به خروجی فواره، در راستای شعاعی، در ابتدا میزان آشفته‌گی افزایش یافته و سپس کاهش می‌یابد. این افزایش آشفته‌گی، به دلیل تفاوت سرعت‌ها، و در نتیجه وجود لایه برشی قوی است. با فاصله‌گرفتن از خروجی فواره، روند میزان آشفته‌گی برحسب شعاع، فقط، کاهشی است. به طور کلی، در ناحیه مرکز فواره، شدت آشفته‌گی بیشتر بوده و با فاصله‌گرفتن از خروجی فواره نیز میزان آن کاهش می‌یابد.

### مرحله دو، فواره متان سرد

در این مرحله، کیفیت اختلاط اسکالرها بررسی می‌شود. در این مرحله، ترکیب فواره شامل ۳۰ درصد حجمی هوا و ۷۰ درصد حجمی متان بوده و سرعت آن ۲۵/۵ متر بر ثانیه است. این مسئله بر روی شبکه‌ای مشابه مرحله یک و دقیقاً با همان شرایط مرزی و اولیه حل شده است. در این حالت، میدان به مدت ۳۰۰ میلی‌ثانیه حل شده تا فواره به حالت پایا برسد. در این مدت میانگین‌گیری انجام نمی‌شود. پس از آن، میانگین‌گیری شروع شده و حل تا زمان ۶۰۰ میلی‌ثانیه ادامه دارد. از نتایج به دست آمده در زمان ۶۰۰ میلی‌ثانیه برای اعتبارسنجی استفاده شده است. شکل ۸ خطوط هم‌تراز نسبت هم‌ارزی ۰/۵، ۱ و ۱/۵ برای شبیه‌سازی کنونی و نتایج تجربی ریچارد [۲۳] را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که برای نسبت هم‌ارزی ۰/۵ و ۱/۵ نتایج به دست آمده دارای دقت مناسب است، اما در نسبت هم‌ارزی ۱، دارای اندکی خطاست. شایان ذکر است که در شبیه‌سازی عددی مرجع [۲] نیز برای نسبت هم‌ارزی ۱ نتایج حل عددی دارای خطا بوده و علت این خطا ناشناخته است. در مجموع، شبیه‌سازی اختلاط متان و هوا مناسب ارزیابی می‌شود.

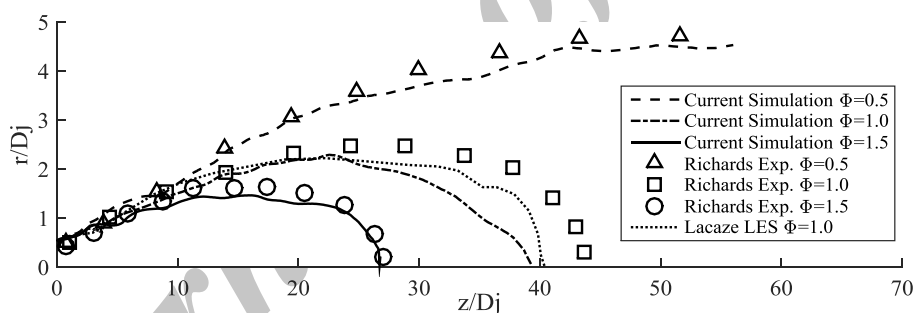


Figure 8-0.5, 1 and 1.5 isolines of equivalence ratio: comparison of Richards experimental data[23], Lacaze LES[2] and current simulation

شکل ۸- خطوط هم‌تراز نسبت هم‌ارزی ۰/۵، ۱ و ۱/۵ برای شبیه‌سازی کنونی و نتایج تجربی ریچارد [۲۳] و شبیه‌سازی لاکاز [۲]

### مرحله سوم، شبیه‌سازی اشتعال

با توجه به نتایج به دست آمده در مرحله یک و دو می‌توان اظهار داشت که شبیه‌سازی جریان سرد و نیز اختلاط فواره با دقت مناسب انجام شده و مجموعه کد و پارامترهای تنظیم‌شده دارای عملکرد قابل قبول است. در مرحله سوم، پدیده اشتعال بررسی می‌شود. جرقه در این مرحله بر روی محور فواره و در فاصله ۲۰۰ میلی‌متری از آن قرار دارد. قطر کره جرقه ۳/۲ میلی‌متر بوده و به مدت ۱ میلی‌ثانیه انرژی به میدان تزریق می‌شود. مجموع انرژی تزریق‌شده به میدان حدود ۲۵ میلی‌ژول است. شکل ۹ نمودار دما برحسب زمان در مکان جرقه‌زن را نشان می‌دهد. جرقه‌زن در زمانی شروع به کار می‌کند که ۶۰۰ میلی‌ثانیه از حل میدان سپری شده و تمامی میدان به حالت پایا رسیده است. در زمان تخلیه انرژی اولیه، دما تا حدود ۴۵۰۰ کلوین بالا می‌رود که با حالت واقعی جرقه انطباق دارد.

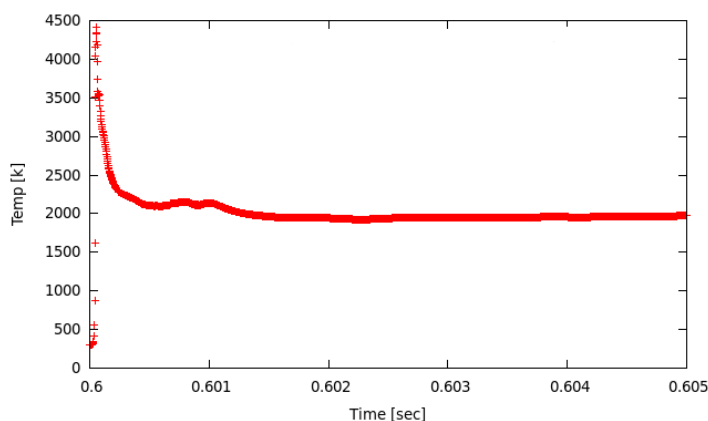


Figure 9- Temporal temperature change at spar zone  
شکل ۹- نمودار دما بر حسب زمان در مکان جرقه زن

شکل ۱۰ مقایسه نحوه انتشار شعله در طول زمان بین نتایج تجربی احمد و ماسترکس [۱۲]، شبیه‌سازی لاکازه و همکاران [۲] و شبیه‌سازی کنونی را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که در طول زمان، هسته احتراق تولیدشده بر اثر جرقه رشد می‌کند. این رشد به صورت تقریباً متقارن و کروی است (شکل ۱۰، قسمت‌های a و b). پس از آن شعله به سمت پایین دست جریان گسترش می‌یابد (شکل ۱۰، قسمت c) و سپس به سمت بالادست جریان شروع به حرکت می‌کند (شکل ۱۰، قسمت‌های d تا f). در مرحله اول انتشار شعله، عامل اصلی انبساط حرارتی ناشی از هسته شعله است، در حالی که در مرحله دوم، جابه‌جایی شعله توسط جریان سیال به سمت پایین دست عامل اصلی انتشار شعله است. گسترش شعله به سمت بالادست، به دلیل یکسوزبودن انتشار شعله و جهت جریان، دارای پیچیدگی بیشتر بوده و همانند گسترش به سمت پایین دست نیست. نگاه دقیق‌تر به مرحله گسترش شعله به سمت بالادست جریان نشان می‌دهد که در این مرحله شعله، در ابتدا، به سمت عرضی حرکت می‌کند (شکل ۱۰، قسمت d)، زیرا سرعت‌های عمود بر صفحه گسترش شعله در این نواحی کمتر است. سپس، شعله از کناره‌ها، که سرعت محوری آن کم‌تر است، به سمت بالادست حرکت می‌کند. حرکت به سمت بالادست به صورت گام به گام بوده و در هر گام، شعله حدود ۲۰ میلی‌متر به سمت جلو حرکت می‌کند. پس از طی این مسافت، شعله دوباره در جهت عرضی حرکت کرده و خود را در تمامی نقاط همان فاصله از خروجی فواره می‌گستراند. این فرایند تکرار می‌شود تا بتواند خود را به نزدیک‌ترین نقطه ممکن به خروجی فواره برساند. این نوع از گسترش به صورت زبانه‌های شعله است. ممکن است که زبانه‌های شکل بگیرد و بتواند خود را به سمت بالادست برساند، اما، به دلیل مناسب نبودن شرایط، مضمحل شده و به پایین دست بازگردد. در قسمت‌های d تا و شکل ۱۰، این زبانه‌ها در کناره‌های شعله به خوبی مشاهده می‌شوند.

در حقیقت، در میدان غیرپیش مخلوط، برای گسترش شعله سه شرط لازم است: ۱- سرعت جریان مقابل جبهه گسترش کمتر از سرعت شعله باشد، ۲- نسبت سوخت و هوا در جهت گسترش مناسب باشد و ۳- دمای جبهه به اندازه کافی بالا باشد تا انتقال حرارت منجر به احتراق شود. البته، باید توجه داشت که پدیده گسترش شعله یک پدیده سه بعدی است، لذا به راحتی با تصاویر دوبعدی نمی‌توان آن را توصیف کرد. شکل ۱۱ مسیر و جهت گسترش شعله به سمت بالادست در طول زمان در صفحه  $x-z$  را نشان می‌دهد. برای رسم این نمودار، مختصات سلول با دمای ۱۵۰۰ کلوین و کمترین  $z$  به دست می‌آید. این سلول بیانگر پیشروترین زبانه شعله در هر زمان است. این کار برای همه زمان‌ها انجام شده است. بدین ترتیب ماتریسی با درایه‌های  $(t_i, x_i, z_i)$  به دست آمده و در نهایت  $z_i$  بر حسب  $x_i$  رسم شده است. اندیس  $i$  بیانگر زمان‌های مختلف بوده و با دقت ۰/۰۱ ثانیه است. بنا بر آنچه در تفسیر شکل ۱۰ بیان شد و در شکل ۱۱ به وضوح مشخص است، فرایند پیشروی شعله بدین صورت است که شعله از طرفین، یعنی ناحیه با  $x$  بیشتر، ابتدا به سمت بالادست می‌رود و سپس به صورت عرضی به سمت مرکز

حرکت کرده و تمام  $x$ های همان ارتفاع  $(z)$  را پوشش می‌دهد. پس از آنکه شعله در تمام  $x$ ها گسترده شد، دوباره از کنارها، زبانه بعدی شکل گرفته و فرایند بالا تکرار می‌شود. بدین ترتیب نمودار به‌دست آمده در شکل ۱۱ باید به شکل زیگ‌زاک<sup>۱</sup> باشد.

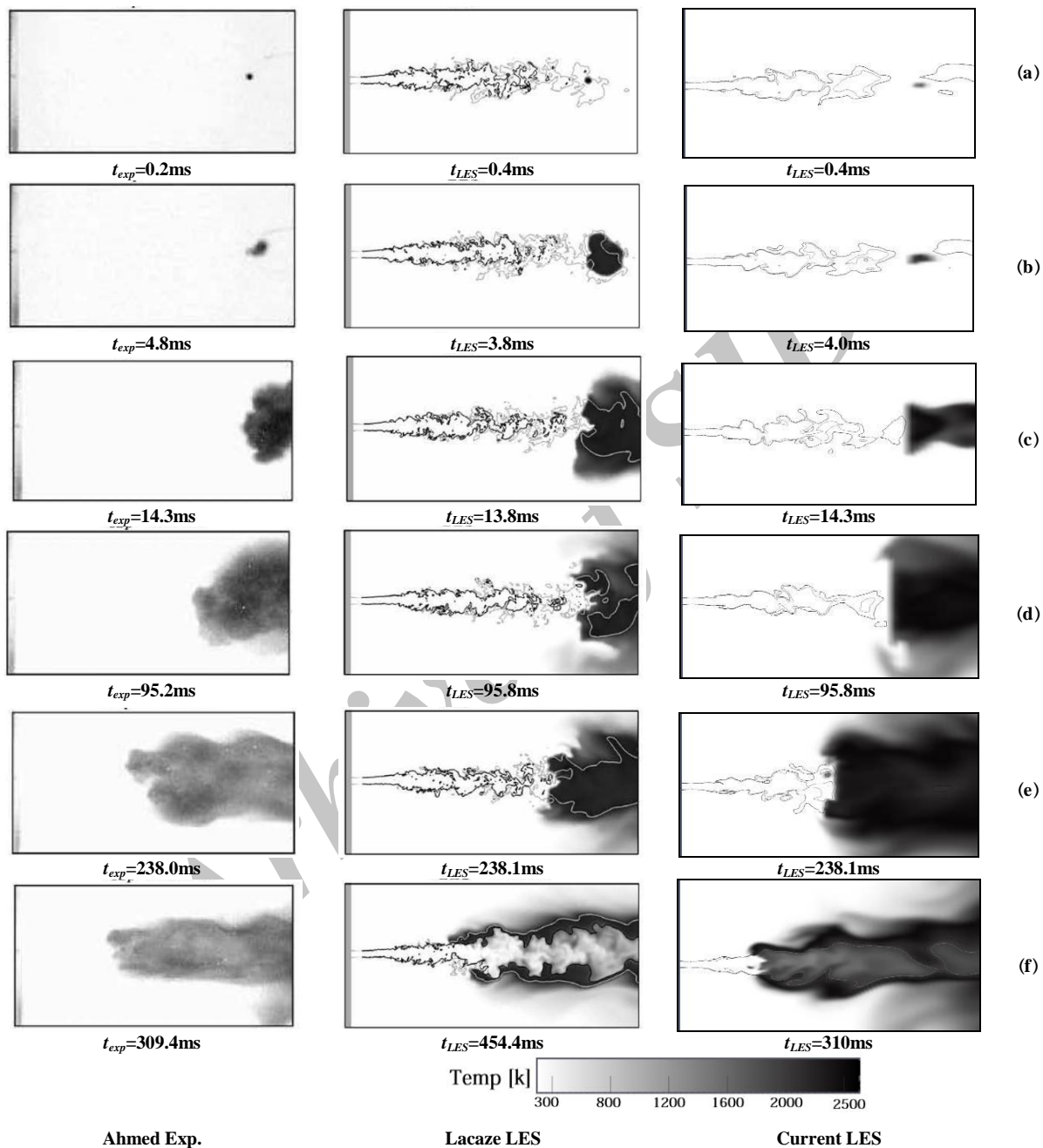


Figure 10- Flame Propagation: comparison of Ahmed experiments[12], Lacaze LES[2] and current simulation  
 شکل ۱۰- مقایسه نحوه انتشار شعله در طول زمان بین نتایج تجربی [۱۲]، شبیه‌سازی عددی لاکازه و همکاران [۲] و شبیه‌سازی کنونی

1. zikzak

البته، حرکت نمودار در هر قسمت حرکت عرضی به سمت مرکز به آرامی بوده، اما به سمت بیرون به صورت ناگهانی است که دلیل ناگهانی بودن آن تشکیل زبانه بعدی و پرش نمودار از زبانه قبلی به زبانه جدید است. لذا، زبانه‌های شعله به صورت مستقیم و در مسیری مشخص به سمت بالادست حرکت نمی‌کند، بلکه به صورت زیگزاکی بوده و عمدتاً حول ناحیه  $\bar{\phi} = 0.5$  است. بدین معنی که هرچند سرعت انتشار شعله در حالت آرام و آشفته در نسبت هم‌ارزی ۱ بیشینه است [۲۴]، اما پیشانی جبهه احتراق مسیری را انتخاب می‌کند که سرعت‌های مقابل آن کمتر باشد. لذا، جبهه احتراق از نواحی کناری فواره، که سرعت جریان مقابل جبهه احتراقی کمتر است، به سمت بالادست پیشروی می‌کند. در سمت راست شکل ۱۱، زمان متناظر فاصله با نمودار ذکر شده است. بدین معنی که مثلاً، در زمان  $315.2/2$  میلی‌ثانیه پس از اشتعال، ارتفاع زبانه پیشرو ۱۵۰ میلی‌متر و فاصله آن از محور فواره ۱۵ میلی‌متر است.

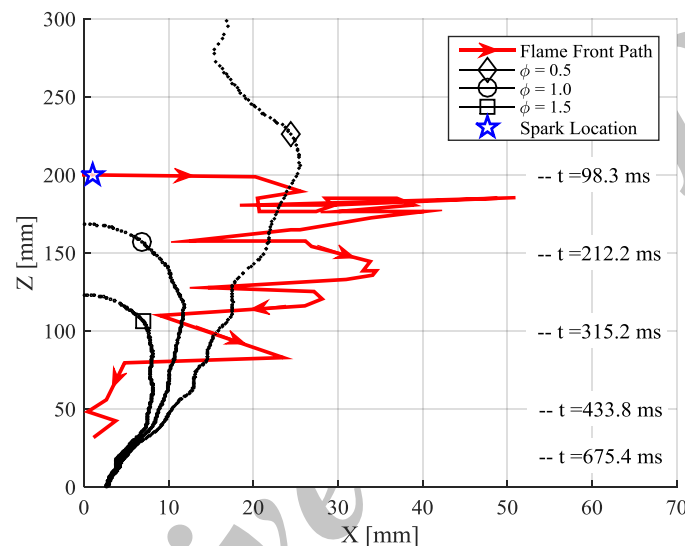


Figure 11- Flame propagation path on x-z plane with 0.5, 1 and 1.5 equivalence ratio isolines

شکل ۱۱- مسیر و جهت گسترش شعله برحسب زمان در صفحه Z-X به همراه خطوط هم‌تراز، نسبت هم‌ارزی ۱، ۰/۵ و ۱/۵ که این خطوط نشان‌دهنده محدوده فواره متان‌اند.

شکل ۱۲ نواحی واکنشی و خطوط هم‌تراز دمای ۱۵۰۰ و ۵۰۰ را نشان می‌دهد. ناحیه واکنشی براساس مقدار رهاسازی انرژی توسط واکنش شیمیایی (جمله  $\bar{w}_T$ ) تعیین شده است. مشاهده می‌شود که در ابتدای انتشار شعله (تا زمان ۶۰ میلی‌ثانیه)، ناحیه واکنشی به صورت حلقه بسته است، در صورتی که در زمان ۲۰۰ میلی‌ثانیه، عمده ناحیه واکنشی در جبهه به سمت بالا قرار دارد. در واقع، این‌گونه می‌توان استنباط کرد که در ۵۰ میلی‌ثانیه اول، گسترش شعله به صورت کروی و به سمت اطراف است. اما، پس از آن، عرض شعله دیگر گسترش نمی‌یابد، زیرا درصد متان در کناره‌ها بسیار کم بوده و شعله خاموش می‌شود. این موضوع براساس ناحیه واکنشی تا زمان ۵۶ میلی‌ثانیه در شکل ۱۲ تایید می‌شود. اما، در ناحیه بالادست شعله، به دلیل جریان سوخت و هوای مناسب، واکنش‌ها ادامه دارند. ناحیه واکنشی در بالادست شعله باعث پیشرفت شعله به سمت جلو می‌شود. در زمان ۵۶ ثانیه، در قسمت راست شعله، زبانه‌ای شکل می‌گیرد و به سمت بالادست حرکت می‌کند. همین زبانه در ثانیه ۹۷ مشاهده می‌شود، در حالی که توانسته سایر نقاط هم‌ارتفاع خود را مشتعل کند. در واقع، میدان واکنشی تاییدکننده نظریه گسترش شعله به سمت بالادست از طریق زبانه‌های شعله است. با دقت در این شکل‌ها، می‌توان دریافت که ناحیه واکنشی پس از خطوط هم‌تراز ۵۰۰ ایجاد می‌شود و پس از اتمام واکنش، دمای گاز به ۱۵۰۰ می‌رسد. در واقع ناحیه واکنشی محدود به دماهای ۵۰۰ و ۱۵۰۰ کلوین است.

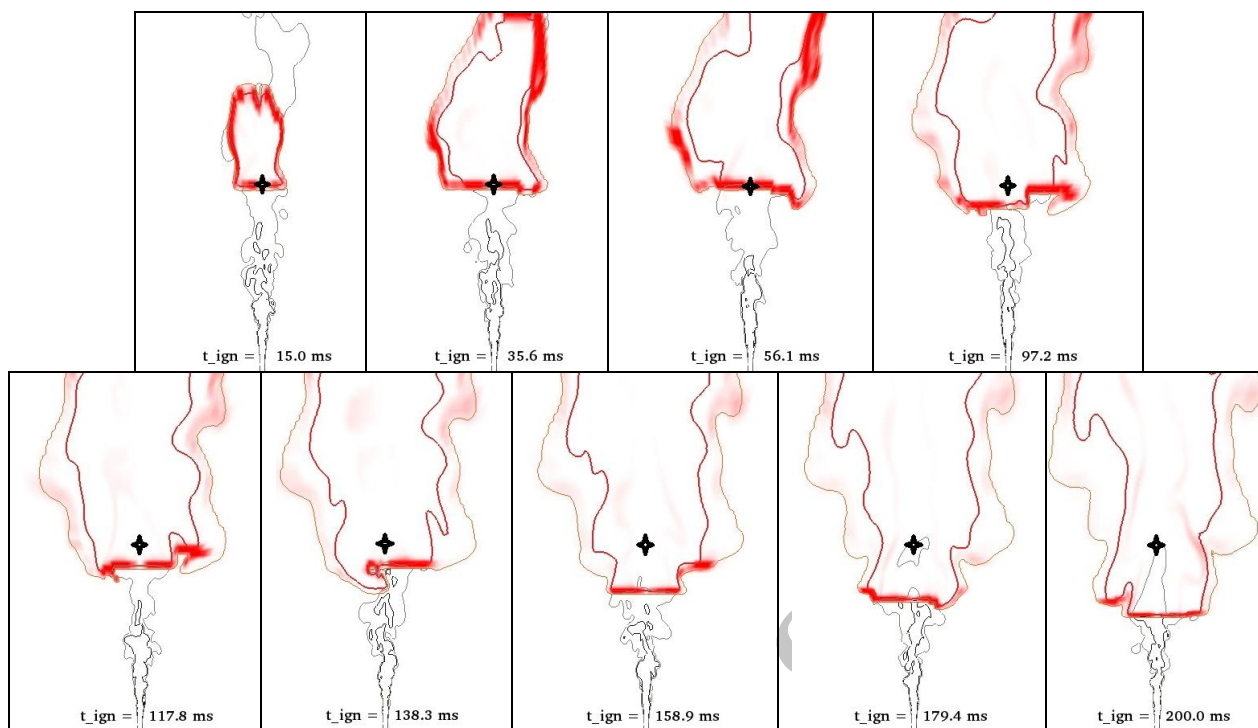


Figure 12- Reaction zone with 1500 (thick red line) and 500 (narrow red line) isolines and 0.5 (gray line) and 1.5 (black line) equivalence ratio isolines. The spark location is mared by star.

شکل ۱۲- ناحیه واکنشی (ناحیه ضخیم) به همراه خطوط هم‌تراز دمای ۱۵۰۰ (خط قرمز ضخیم) و ۵۰۰ کلوین (خط قرمز نازک) و خطوط هم‌تراز هم‌ارزی ۰/۵ (خط خاکستری) و ۱/۵ (خط سیاه)، مکان جرقه با علامت ستاره مشخص شده است.

### مرحله چهارم، بررسی اثر دما

شکل ۱۳ محل جبهه احتراقی برحسب زمان برای سه حالت دمای ۲۹۸، ۲۷۳ و ۲۵۳ کلوین و نتایج تجربی و عددی مراجع [۲] و [۱۲] را نشان می‌دهد. این مکان براساس دمای ۱۵۰۰ کلوین محاسبه شده است. بر اساس نتایج تجربی، جبهه بالادستی شعله کمی به سمت پایین دست رانده می‌شود و سپس به سمت بالادست حرکت می‌کند، در صورتی که هیچ یک از نتایج عددی این پدیده دیده نمی‌شود. همان‌طور که ملاحظه می‌شود، حالت ۲۹۸ کلوین که دقیقاً مشابه حالت مراجع [۲] و [۱۲] است، به‌خوبی با نتایج آن‌ها اعتبارسنجی شده است. نتایج تجربی نشان داده‌شده نتیجه میانگین‌گیری ۱۰ آزمایش مشابه است و دارای بازه خطای ۹ درصد است [۱۲] که در نمودار رسم شده است. اما، نتایج عددی نشان داده‌شده نتیجه یک‌بار اجرای عددی است، لذا برحسب شرایط لحظه‌ای دچار تغییر می‌شود. نتایج عددی حالت ۲۹۸ کلوین حول مقدار تجربی نوسان می‌کند و از لحظه اشتعال تا زمان ۳۰۰ میلی‌ثانیه در بازه خطای تجربی قرار می‌گیرد. بنابراین، نتیجه به‌دست آمده راضی‌کننده است. از زمان ۳۰۰ میلی‌ثانیه به بعد، نمودار به‌دست آمده از حل عددی نسبت به حل تجربی پیشی گرفته و خطای آن بیشتر می‌شود. این بدین معنی است که در این زمان، سرعت انتشار شعله به سمت بالادست در حالت عددی بیشتر از روش تجربی است که می‌توان علت آن را شدت آشفته‌گی بالا در این ناحیه دانست (شکل‌های ۵ و ۷)، زیرا افزایش شدت آشفته‌گی، سبب افزایش سرعت انتشار شعله آشفته می‌شود [۲۴]. در این ناحیه از میدان، سرعت نوسانی حدود ۲ متر بر ثانیه است که براساس روابط مرجع [۲۴]، سرعت انتشار شعله با این شدت آشفته‌گی حدود ۴/۵ متر بر ثانیه است که حدود ۱۰ برابر سرعت انتشار شعله آرام است. در حالی که حل عددی [۲] و نتایج تجربی [۱۲] سرعت نوسانی را حدود ۱/۳۳ متر بر ثانیه تقریب می‌زنند که سرعت



انتشار شعله آشفته متناظر با آن حدود ۳ متربرثانیه است. بنابراین، عامل خطا در این ناحیه از نمودار ناشی از خطای محاسبه سرعت‌های نوسانی در این ناحیه است.

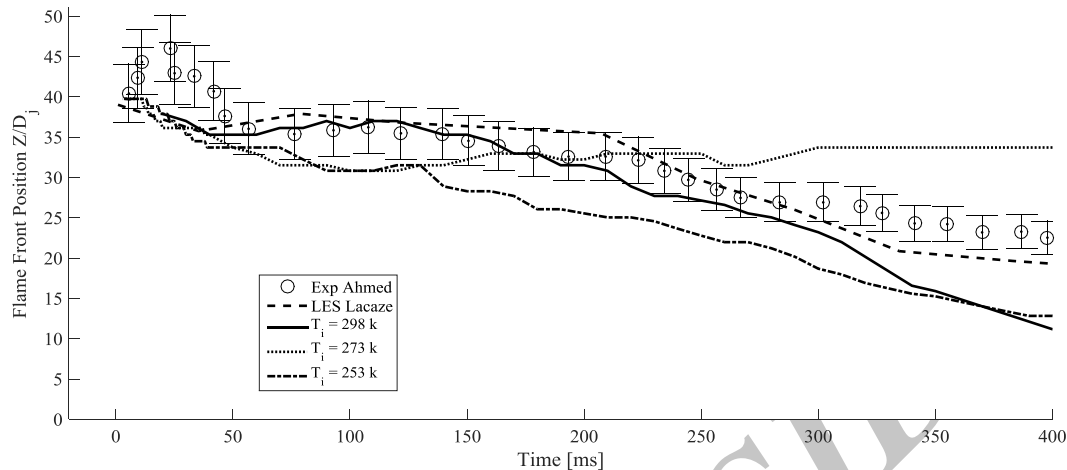


Figure 13- Flame front position during time for 298, 273 and 253 initial temperature  
 شکل ۱۳- مکان جبهه احتراق در طول زمان برای سه حالت دمای اولیه ۲۹۸، ۲۷۳ و ۲۵۳ کلوین

در شکل ۱۳، در دمای ۲۷۳ کلوین، در ۲۰۰ میلی‌ثانیه اول پس از اشتعال، جبهه شعله با سرعت بیشتری نسبت به حالت ۲۹۸ درجه به سمت بالادست حرکت می‌کند، اما در ۲۰۰ میلی‌ثانیه دوم، متوقف شده و اندکی به سمت پایین‌دست رانده می‌شود و در نهایت در مکان ۳۱ برابر قطر فواره ثابت می‌ماند. در حالت با دمای ۲۵۳، محل استقرار شعله ۱۲ برابر قطر فواره از خروجی فواره فاصله دارد. شکل ۱۴ فاصله عمودی شعله از خروجی فواره، فاصله افقی شعله از محور فواره و سرعت انتشار شعله آرام برحسب دماهای مختلف را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که در دمای ۲۹۸ کلوین، شعله با فاصله بسیار اندک نسبت به دهانه خروجی فواره قرار می‌گیرد، در صورتی که در دمای ۲۷۳ کلوین، این فاصله زیاد شده و حدود ۱۷۰ میلی‌متر می‌شود. با کاهش دما به ۲۵۳ درجه، این فاصله به ۶۰ میلی‌متر تقلیل می‌یابد. فاصله افقی جبهه احتراق با محور فواره نیز، با تغییر دمای اولیه، تغییر می‌کند. بیشترین فاصله از محور فواره در دمای ۲۵۳ کلوین رخ داده و حدود ۱۸ میلی‌متر است.

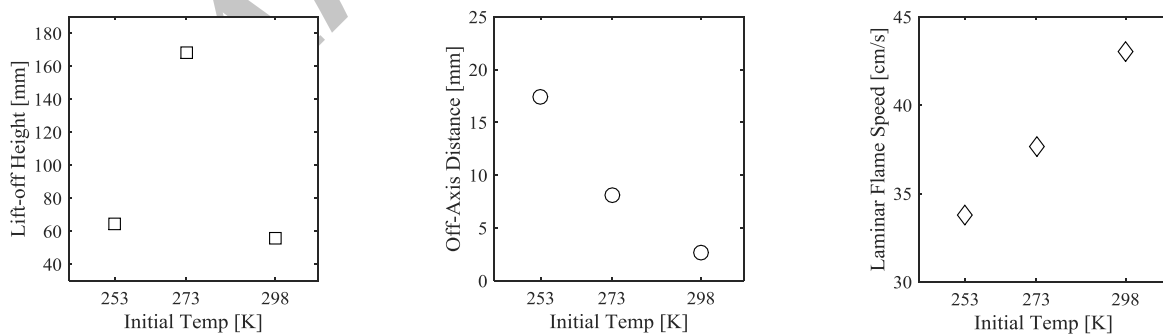


Figure 14- Left: Flame lift-off height, Mid: Off-axis distance and Right: Laminar flame speed[24] as function of initial temperature  
 شکل ۱۴- سمت چپ: فاصله عمودی شعله از خروجی فواره، وسط: فاصله افقی شعله از محور فواره و سمت راست: سرعت انتشار شعله [۲۴] آرام برحسب دمای اولیه

در شکل ۱۴، سرعت انتشار شعله آرام برحسب دما نیز نشان داده شده است. براساس این نمودار، بیشینه سرعت انتشار در دمای ۲۹۸ کلوین است و در دماهای کمتر، سرعت انتشار کاهش می‌یابد. این مورد با فاصله شعله از فواره خروجی مطابقت دارد. زیرا با افزایش سرعت انتشار شعله، میزان پیشروی جبهه شعله در برابر سرعت‌های خروجی از نازل افزایش می‌یابد و لذا شعله در سرعت‌های بالاتر پایدار می‌ماند که نتیجه آن فاصله کمتر شعله از خروجی فواره می‌شود. البته، در این بررسی، در دمای ۲۷۳ کلوین، استثنا وجود دارد و جهت شناسایی علت آن، بررسی‌های بیشتری نیاز است.

## نتیجه‌گیری

با استفاده از نرم افزار متن‌باز این‌فوم<sup>۱</sup> و روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، مسئله سه‌بعدی اشتعال فواره دایروی متان-هوا بررسی شد. شبیه‌سازی‌های جریان فواره هوا و اختلاط سرد متان بیانگر عملکرد مناسب کد و تنظیمات مربوط به آن در پیش‌بینی میدان آشفته مورد نظر است. پس از آن، فرایند اشتعال و انتشار شعله شبیه‌سازی شده که با دقت خوب اعتبارسنجی شد. نتایج بیانگر آن است که هسته احتراق تولید شده بر اثر جرقه به‌صورت کروی رشد کرده و پس از آن در ابتدا در جهت جریان و به‌سمت پایین‌دست جریان گسترش یافته و سپس به‌سمت بالادست جریان شروع به حرکت می‌کند. نگاه دقیق‌تر به نحوه گسترش شعله نشان می‌دهد که شعله در ابتدا به‌سمت عرضی حرکت می‌کند، زیرا سرعت‌های عمود بر صفحه گسترش شعله در این نواحی کمتر است. سپس، شعله از سمتی که سرعت محوری آن کم‌تر است به‌سمت بالادست حرکت می‌کند. در نقطه بالادست، شعله دوباره در جهت عرضی حرکت کرده و خود را در تمامی نقاط با فاصله یکسان از خروجی فواره می‌گستراند. درواقع، گسترش شعله به‌سمت بالادست با استفاده از زبانه‌های شعله و از طرفین اتفاق می‌افتد. البته، همه زبانه‌ها موفق نبوده و ممکن است در فرایند پیشروی ناموفق بوده و مضمحل شده و به‌سمت عقب بازگردند. در نواحی که سرعت‌های نوسانی (شدت آشفستگی) بیشتر شود، سرعت پیشروی شعله به‌سمت بالادست نیز افزایش می‌یابد. با تغییر دمای اولیه فواره از ۲۹۸ به ۲۵۳ و ۲۷۳ مشاهده شد که سرعت انتشار جبهه شعله دچار تغییر می‌شود و فاصله نهایی شعله از فواره خروجی تغییر می‌کند. علت این موضوع، تغییر سرعت انتشار شعله بر اثر دماست. هرچند، به‌منظور یافتن علت رفتار متفاوت انتشار شعله در دماهای مختلف، بررسی‌های بیشتری نیاز است.

## تشکر و قدردانی

نویسندگان مقاله، کمال تشکر را از آقای محمد شهسواری، دانشجوی دکترای دانشگاه صنعتی شریف به‌سبب کمک‌های بی‌دریغ ایشان دارند.

## منابع

1. D. D. Ranin, *Lean Combustion Technology and Control*, Elsevier, USA, 2008.
2. G. Lacaze, E. Richardson and T. Poinsot, "Large Eddy Simulation of Spar Ignition in a Turbulent Methane Jet," *Combustion and Flame*, 156, 2009, pp. 1993-2009.
3. A. H. Lefebvre and D. R. Ballal, *Gas Turbine Combustion, Alternative Fuels and Emissions*, Taylor & Francis Group, USA, 2010.
4. R. Maly and M. Vogel, "Initiation and Propagation of Flame Fronts in Lean CH<sub>4</sub>-Air Mixtures by the Three Modes of the Ignition Spar," *Symposium (International) on Combustion*, 17, 1979, pp. 821-831.
5. P. D. Ronney, "Laser Versus Conventional Ignition of Flames," *Optical Engineering*, 33, 1994, pp. 510-521.
6. T. X. Phuoc and F. P. White, "Laser-Induced Spar Ignition of CH<sub>4</sub>/Air Mixtures," *Combustion and Flame*, 119, 1999, pp. 203-216.
7. S. Richard, O. Colin, O. Vermorel and A. Benenida., "Towards Large Eddy Simulation of Combustion In Spar Ignition Engines," *Proceedings of the Combustion Institute*, 31, 2007, pp. 3059-3066.

1. OpenFoam

8. C. Carmen and D. Feiema, "Monte Carlo Simulation of the Ignition of Turbulent Premixed Combustion Gases," *33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, USA, 1995, AIAA95-0872.
9. A. D. Birch, D. R. Brown, and M. G. Dodson, "Ignition Probabilities in Turbulent Mixing Flows," *Symposium (International) on Combustion*, 18, 1981, pp. 1775-1780.
10. M. T. E. Smith, "Studies of Ignition and Flame Propagation in Turbulent Jets of Natural Gas, Propane and a Gas with a High Hydrogen Content," *Symposium (International) on Combustion*, 21, 1988, pp. 1403-1408.
11. S. F. Ahmed and E. Mastoraos, "Spar Ignition of Turbulent Nonpremixed Bluff-Body Flames," *Combustion and Flame*, 151, 2007, pp. 366-385.
12. S. F. Ahmed and E. Mastoraos, "Spar Ignition of Lifted Turbulent Jet Flames," *Combustion and Flame*, 146, 2006, pp. 215-231.
13. M. Lyons, "Toward an Understanding of the Stabilization Mechanisms of Lifted Turbulent Jet Flames: Experiments," *Progress in Energy and Combustion Science*, 33, 2007, pp. 211-231.
14. E. S. Richardson, *Ignition Modelling for Turbulent Non-Premixed Flows*, Phd Thesis, Department of Engineering, University of Cambridge Cambridge, United ingdom, 2007.
15. G. Linassiera, A. Bruyata, P. Villedieua, N. Bertierc, C. Laurenta, O. Rouzauda, R. Lecourtd, H. Verdierb and G. Lavergnea, "Application of Numerical Simulations to Predict Aircraft Combustor Ignition," *Comptes Rendus Mecanique*, 341, 2013, pp. 201-210.
16. T. Poinso and D. Veynante. *Theoretical and Numerical in Combustion*, 2nd Edition, Edwards, USA, 2005.
17. L. Y. M. Gicquel, G. Staffelbach and T. Poinso, "Large Eddy Simulation of Gaseous Flames in Gas Turbine Combustion Chambers," *Progress in Energy and Combustion Science*, 38, 2012, pp. 782-817.
18. S. B. Pope, *Turbulent Flows.*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000.
19. T. D. Butler and P. J. O'Roure, "A Numerical Method for Two-Dimensional Unsteady Reacting flows," *16th Symp. (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, 1977, pp. 1503-1515.
20. J. Nogenmyr, P. Petersson, X. S. Bai, C. Fureby, R. Collin, A. Lantz, M. Linne and M. Alde, "Structure and Stabilization Mechanism of a Stratified Premixed Low Swirl flame," *Proceedings of the Combustion Institute*, 33, 2011, pp. 1567-1574.
21. S. Tieszen, D. Stamps and T. O'Hern, "A Heuristic Model of Turbulent Mixing Applied to Blowout of Turbulent Jet Diffusion Flames," *Combustion and Flame*, 106, 1996, pp. 442-466.
22. J. McQuaid and W. Wright, "Turbulence Measurements with Hot-Wire Anemometry in Non-Homogeneous Jets," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 17, 1974, pp. 341-349.
23. C. D. Richards and W. M. Pitts, "Global Density Effects on the Self-Preservation Behaviour of Turbulent Free Jets," *Journal of Fluid Mechanics*, 254, 1993, pp. 417-435.
24. S. Turns, *An Introduction to Combustion: Concepts and Applications*, 2nd Edition, McGraw-Hill, Singapore, 2001.

## English Abstract

### Studying the Effects of Temperature on Ignition of Methane-air Jet using LES Method

Masoud EidiAttarZade<sup>1</sup>, Sadegh Tebejamaat<sup>1</sup>, Mahmood Mani<sup>1</sup> and Mohammad Farshchi<sup>2</sup>

1- Aerospace Engineering Department, Amirabir University of Technology, Tehran, Iran.

2- Aerospace Engineering Department, Sharif University of Technology, Tehran, Iran.

(Received: 2016.3.8, Received in revised form: 2016.5.27, Accepted: 2016.6.12)

Spar ignition in turbulent methane-air jet is studied by a compressible 3D Large Eddy Simulation in OpenFOAM code. The thicened flame model with the one-step chemical mechanism is used for methane combustion. The spar is modeled by artificial enthalpy source in energy equation at the spar location. The validation of the calculations is performed using the experimental results of the turbulent jet of airflow and non reacting mixing of methane jet. The ignition phenomenon and flame propagation are investigated in details for different conditions of initial jet temperature. The results show that the flame propagation speed, the flame lift-off and the flame distance to the axis change with changing the initial temperature.

**Keywords:** Large Eddy Simulation (LES), Ignition, Circular jet, Thicened flame, Numerical combustion