



دینامیک رژیم‌های شعله در احتراق رقیق هیدروژن-هوا در مقیاس میکرو

علیرضا علی‌پور^۱، کیومرث مظاهری^{۲*}، علی شمعونی‌پور^۳

۱- دانشجوی دکترا، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

۲- استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

۳- کارشناس ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

* تهران، صندوق پستی ۱۱۱-۱۴۱۵، kiumars@modares.ac.ir

چکیده

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل

دریافت: ۲۱ مرداد ۱۳۹۲

پذیرش: ۲۶ مهر ۱۳۹۲

ارائه در سایت: ۲۱ اردیبهشت ۱۳۹۳

کلید واژگان:

احتراق در مقیاس میکرو

رژیم خاموشی-اشتعال مکرر

رژیم پایا متقارن

رژیم پایای نامتقارن

شبیه‌سازی عددی

در کار حاضر، رژیم‌های مختلف برای انتشار شعله پیش آمیخته رقیق هیدروژن-هوا در یک کانال در مقیاس میکرو برای سرعت‌های ورودی مختلف بررسی شده است. مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ به یک کانال با دیوارهایی با شرط مرزی دمای غیر یکنواخت وارد می‌شود. با تغییر سرعت ورودی، سه رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، پایای متقارن و رژیم پایای نامتقارن را در این هندسه نشان می‌دهد. در نزدیکی حد شعله‌وری پایین، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر ناشی از عدم برقراری تعادل بین مقیاس زمانی واکنش و مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال مشاهده می‌شود. در این رژیم، جریان تحت تأثیر دمای دیوار مشتعل می‌شود و تحت تأثیر دمای جریان خاموش می‌شود. با افزایش سرعت ورودی رژیم‌های پایای متقارن مشاهده می‌شوند که ناشی از برقراری تعادل بین مقیاس‌های زمانی واکنش و اقامت سیال می‌باشد. اما مشاهده گردید که با افزایش سرعت ورودی، رژیم‌های متقارن ناپایدار شده و به شکل نامتقارن پایدار می‌شوند. با بررسی نتایج به‌دست آمده، می‌توان علت اغتشاشات ایجاد شده را به نفوذ ترجیحی گونه‌ها نسبت داد.

Dynamics of lean hydrogen/air flame regimes in micro scale combustion

Alireza Alipoor¹, Kiumars Mazaheri^{2*}, Ali Shamooinpour³

1- Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

2- Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

3- Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

*P.O.B. 14115-111 Tehran, Iran. kiumars@modares.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper
Received 12 August 2013
Accepted 18 October 2013
Available Online 11 May 2014

Keywords:

Combustion in Micro Scale
Ignition-Extinction Repetitive Dynamic
Steady Symmetry Flame
Steady Asymmetric Flame
Numerical Simulation

ABSTRACT

In the present work, the dynamics of lean ($\phi = 0.5$) premixed hydrogen/air flames in a micro channel with prescribed wall temperature is studied. The investigation is carried out using the low Mach formulation of Navier-Stokes equations with detailed chemistry and molecular transport for different inflow velocity. Ignition-extinction repetitive, steady symmetry flame and asymmetric flame are observed as the inlet velocity increased. Close to lower flammability limit, ignition-extinction repetitive flame was observed due to imbalance between chemical time scale and residence time scale. In this regime, the reacting flow is affected by high wall temperature and the extinction occurred by the flow temperature. Upon increasing the inlet velocity, symmetric flame can be observed due to the balance between time scales. It is observed that further increasing the inlet velocity would cause symmetry flame to become unstable because of presence of some perturbations in flow field. Based on the obtained results, it is suggested that the perturbations are created by preferential diffusion of species.

۱- مقدمه

آید. تعاریف متفاوتی برای احتراق در مقیاس کوچک بیان می‌شود، اما متداول‌ترین آن‌ها براساس مقیاس طولی محفظه احتراق می‌باشد. چنانچه مقیاس طولی محفظه احتراق کمتر از ۱ میلی‌متر باشد احتراق در مقیاس میکرو نامیده می‌شود. در غیر این صورت، اگر مقیاس طولی محفظه احتراق بین ۱ میلی‌متر تا ۱ سانتی‌متر باشد، به آن احتراق در مقیاس مزو گفته می‌شود که مشخصه‌های مشابهی بین این دو نوع احتراق وجود دارد.

با کاهش حجم محفظه احتراق، چندین مشکل ظاهر می‌شود. مهم‌ترین مشکل، سختی ایجاد احتراق خود انتشارشونده در چنین محفظه‌هایی می‌باشد. دلیل اصلی این مشکل اتلاف حرارت بالا از دیواره‌ها به‌دلیل بالا بودن

در سال‌های اخیر، احتراق در مقیاس میکرو علاقمندی‌های فراوانی را ایجاد نموده است. یکی از مهم‌ترین کاربردهای این نوع احتراق را می‌توان استفاده از آن‌ها به‌عنوان باتری‌ها برشمرد. پیگیر و همکارانش نشان دادند که می‌توان به دانسیته انرژی بیشتر از ۱۰ kWh/kg در میکرو محفظه‌ها رسید، که نسبت به پربازده‌ترین باتری‌های امروزی (باتری‌های یون لیتوم با دانسیته انرژی ۰/۲ kWh/kg) در حدود ۲۰ برابر افزایش توان وجود دارد [۱]. بنابراین آگاهی از دانش حاکم بر پدیده احتراق در مقیاس میکرو و فهم مدیریت حرارتی در این وسایل از ملزومات اساسی برای توسعه چنین سیستم‌هایی به‌حساب می‌آید.

Please cite this article using:

A. R. Alipoor, A. Mazaheri, A. Shamooinpour, Dynamics of lean hydrogen/air flame regimes in micro scale combustion, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 14, No. 3, pp. 94-102, 2014 (In Persian)

برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:

مرحله‌ای، انتشار شعله آرام گذرا در لوله استوانه‌ای بسته را مطالعه نمود و مکانیزم حاکم بر ایجاد شعله‌های لاله‌ای شکل را اندرکنش دیوار و شعله بیان کردند.

آزمایش‌های داگوپلر، رژیم شعله نامتقارن برای مخلوط رقیق متان-هوا در یک کانال مستطیلی با عرض ۷ میلی‌متر را نشان داد[۱۲]. ایشان علت این پدیده را حساسیت شعله متقارن به آشفتگی‌های خارجی بیان نمودند که منجر به انتقال ساختار شعله متقارن به دو ساختار تصادفی شعله نامتقارن می‌شد. کردیمف و همکارانش بر روی انتشار شعله متان-هوا و پروپان-هوا در یک لوله پیرکس (با قطر داخلی ۲۱/۴ میلی‌متر) و تا رینولدز ۱۵۰ آزمایش-هایی را انجام دادند[۱۳]. ایشان توانستند در دبی‌های جرمی بالا شعله نامتقارن پایا را مشاهده نمایند، که تاییدکننده نتایج ارائه شده توسط داگوپلر بود. سای انتشار شعله پایا در لوله‌های دو و سه‌بعدی با قطرهای در محدوده ۲ تا ۱۰ میلی‌متر را شبیه‌سازی نمود. شبیه‌سازی شامل شرط مرزی دیوار دما ثابت و مخلوط استوکیومتری متان-هوا در $Le=1$ بود[۱۴]. ایشان متوجه شد که برای لوله‌های با قطر بزرگ‌تر از یک مقدار بحرانی (در حدود ۶ میلی‌متر)، تنها ساختار شعله نامتقارن امکان‌پذیر می‌باشد.

پیزا و همکارانش[۷،۶] پایداری و دینامیک شعله‌های پیش‌مخلوط رقیق هیدروژن-هوا (نسبت هم‌ارزی ۰/۵) را در مقیاس میکرو و مزو با استفاده از شبیه‌سازی مستقیم و سینتیک کامل برای کانال صفحه‌ای بررسی کردند. در این شبیه‌سازی از فرمول‌بندی ناپایا و توزیع دمای معین بر روی دیوار استفاده گردید. در کار ایشان، برای یک کانال با عرض معین، در یک سرعت معین شعله‌های متقارن پایا مشاهده گردید، اما با افزایش سرعت ورودی، تقارن شعله از بین می‌رود و بعد از گذر از یک ناحیه انتقال، شعله شکل نامتقارن به-خود می‌گیرد. ایشان علت این پدیده را اغتشاشات ناشی از کار عددی بیان می‌کنند، اگر چه در سال‌های بعد با استفاده از شبیه‌سازی عددی نشان دادند که چنانچه دیواره‌های محفظه احتراق به کاتالیزور پلاتین آغشته شود، به‌علت گرمای ناشی از واکنش‌های سطحی و تاثیر آن بر جریان، رژیم نامتقارن مشاهده نمی‌شود[۱۵].

با توجه به مرور انجام شده در زمینه رژیم‌های شعله در مقیاس میکرو و مزو، مشاهده گردید که رژیم‌های متفاوتی در این مقیاس وجود دارد که در کارهای مختلف آزمایشگاهی و عددی به آن‌ها اشاره شده است. اما، با توجه به هزینه محاسباتی بالا، فرض‌های ساده‌کننده‌ای نظیر مدل‌های با دانسیته ثابت، سینتیک یک مرحله‌ای، فرمول‌بندی پایا و استفاده از شرط تقارن، در شبیه‌سازی‌های عددی در نظر گرفته شده است. بنابراین هدف از کار حاضر بررسی رژیم‌های شعله در احتراق‌های در مقیاس میکرو با در نظر گرفتن جزئیات بیشتر برای شبیه‌سازی می‌باشد که با استفاده از آن‌ها می‌توان پدیده‌ها را دقیق‌تر بررسی نمود. به این منظور احتراق مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ در یک کانال دوبعدی و بدون در نظر گرفتن شرط مرزی تقارن شبیه‌سازی می‌شود. از سینتیک تفصیلی شامل ۲۷ واکنش و ۹ گونه برای شیمی احتراق هیدروژن و هوا استفاده شده است. با توجه به اینکه فرایند احتراق موردنظر در محدوده جریان آرام قرار می‌گیرد، نفوذ مولکولی، مکانیزم اصلی نفوذ می‌باشد. بنابراین، از روابط انتقال مولکولی براساس رهیافت میانگین مخلوط^۱ برای محاسبه ضرایب نفوذ مولکولی استفاده می‌شود؛ عرض کانال یک میلی‌متر در نظر گرفته می‌شود و با تغییر سرعت ورودی رژیم‌های احتراقی مختلف بررسی می‌شوند. برای اعتبارسنجی نتایج از مرجع [۶] استفاده می‌شود.

نسبت سطح به حجم محفظه احتراق می‌باشد. مطالعات اخیر نشان می‌دهند که امکان ایجاد احتراق پایدار درون محفظه احتراق در مقیاس‌هایی حتی کوچک‌تر از فاصله خاموشی کلاسیک وجود دارد[۳-۱]. نورتون و ولاکوس پایداری احتراق در کانال‌های میکرو برای مخلوط‌های استوکیومتری متان-هوا[۲] و پروپان-هوا[۳] با استفاده از روش‌های عددی را بررسی نمودند و تاثیر پارامترهایی نظیر رسانش دیوار، ضریب انتقال حرارت خارجی و سرعت ورودی مخلوط سوخت و هوا را بر روی پایداری شعله بررسی کردند. ایشان نشان دادند که هر یک از این متغیرها، حدهای بالا و پایینی برای ایجاد احتراق پایدار دارند که خارج از این محدوده، شعله خاموش می‌شود.

مشکل دیگر در محفظه‌های احتراق در مقیاس میکرو و مزو ناشی از کاهش اندازه محفظه احتراق می‌باشد که باعث ایجاد اندرکنش حرارتی قوی بین شعله و دیوار می‌شود. این ویژگی به‌طور چشمگیری مشخصه‌های انتشار شعله در این مقیاس را تغییر می‌دهد. با توجه به کارهای عددی و آزمایشگاهی انجام شده در این زمینه، انتشار شعله در کانال‌های در مقیاس کوچک، باعث ایجاد رژیم‌های احتراقی متفاوتی می‌شود. احتراق بدون شعله^۱، احتراق خاموشی-اشتعال مکرر^۲، شعله پایا و متقارن^۳، شعله پایا و نامتقارن^۴ و شعله‌های لاله‌ای شکل^۵ از جمله رژیم‌هایی می‌باشد که در این مقیاس مشاهده شده است.

ماروتا و همکاران برای انتشار شعله متان-هوا و پروپان-هوا در یک لوله با قطر داخلی ۲ میلی‌متر آزمایش‌های را انجام دادند[۴]. ایشان با ثابت نگه داشتن دمای دیوار، چهار رژیم احتراقی را مشاهده نمودند. در نزدیکی حد خاموشی پایین و در سرعت‌های ورودی کم (زمان اقامت بالا)، هدایت محوری در دیواره منجر به شرایط نسبتاً هم‌دما در دیوار می‌شد. تحت چنین شرایطی، تغییرات دمایی کمی در ناحیه احتراق و ناحیه بعد از احتراق مشاهده می‌شود و بیشینه دما در محفظه احتراق کاهش می‌یابد. ایشان رژیم پایدار در نزدیکی حد شعله‌وری پایین را شعله ضعیف نامگذاری کردند. علاوه بر این رژیم شعله، ایشان به رژیم‌های احتراقی متقارن پایا در نزدیکی حد شعله‌وری بالا و رژیم خاموشی-اشتعال مکرر در بین این دو محدوده پایا اشاره نمودند. رژیم پایای متقارن و رژیم ناپایای خاموشی-اشتعال مکرر در کار آزمایشگاهی ریچکور و کریستیس بر روی انتشار شعله متان-هوا در کانال‌های منحنی با قطر داخلی متفاوت از ۱ تا ۴ میلی‌متر و عدد رینولدز تا ۱۷۰ مشاهده گردید[۵]. پیزا و همکارانش در شبیه‌سازی عددی احتراق مخلوط رقیق هیدروژن-هوا برای کانال دوبعدی [۷،۶] و سه‌بعدی [۸]، رژیم‌های احتراق پایای بدون شعله، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر و رژیم‌های پایا را گزارش نمودند. ایشان برای قطرهای مختلف کانال، از ۰/۶ میلی‌متر تا ۷ میلی‌متر، با تغییر سرعت ورودی رژیم‌های مختلف شعله را مشاهده نمودند. با افزایش عرض کانال رژیم‌های احتراق بدون شعله و خاموشی-اشتعال مکرر ناپدید و رژیم‌های پایای متقارن دامنه وسیع‌تری از سرعت‌های ورودی را شامل می‌شد.

یکی دیگر از پدیده‌ها، لاله‌ای شدن جبهه شعله به مفهوم معکوس شدن انحنای جبهه شعله می‌باشد. شعله‌های لاله‌ای شکل برای اولین بار توسط الیس (۱۹۲۸) گزارش گردید. جزئیات بیشتر این پدیده در کارهای آزمایشگاهی کلانت و سربی[۹] و دان-رانکین و سویر[۱۰] به‌دست آمد. مارا و کانتینیلو[۱۱] با استفاده از فرمول‌بندی عدد ماخ پایین و شیمی یک

- 1- Mild or flameless combustion
- 2- Periodic repetitive ignition/extinction
- 3- Steady symmetry flame
- 4- Asymmetric steady flame
- 5- Tulip flame

۲- معادلات حاکم

در کار حاضر، برای شبیه‌سازی احتراق در مقیاس کوچک، معادلات نویر استوکس به همراه معادله بقای انرژی و معادلات بقای گونه‌ها با استفاده از فرمول‌بندی عدد ماکس پائین حل می‌شوند [۸]. با توجه به اینکه انتقال حرارت در میدان جریان می‌تواند باعث تغییرات دما و در نتیجه باعث تغییراتی در دانسیته جریان شود، در این حالت نیاز است که معادلات پیوستگی، مومنتوم و انرژی به صورت کوپل حل شوند. حل این معادلات به شکل تراکم‌پذیر باعث ایجاد مشکل در حل عددی می‌شود. همچنین نیاز به شرایط مرزی به-خصوصی برای جلوگیری از دخالت امواج در حل دارد [۱۶]. یک رهیافت، برای حل این مشکل استفاده از تقریب بوزینیسک می‌باشد که از تغییرات دانسیته به جز در ترم شنواری در معادله مومنتوم صرف‌نظر می‌شود. این فرض کوپلینگ بین معادلات انرژی و مومنتوم و پیوستگی را از بین می‌برد. اما این فرض تنها برای تغییر دماهای کم (در حدود ۱۵ کلوین) قابل قبول می‌باشد [۱۷]. در حالتی که احتراق وجود دارد تغییر دما بسیار زیاد است و صرف‌نظر کردن از تغییرات دانسیته ممکن است باعث ایجاد خطا در میدان حل شود. برای غلبه بر این مشکل استفاده از تقریب عدد ماکس پائین برای جریان‌های واکنش‌گر پیشنهاد شده است [۱۸]. در فرض عدد ماکس پائین از امواج اکوستیک صرف‌نظر می‌شود (به علت سهولت در کار عددی)، در حالی که تأثیرات تراکم‌پذیری ناشی از آزاد شدن حرارت کاملاً لحاظ می‌شود [۸]. در این روش جمله مربوط به فشار به صورت مجموع دو ترم، که فشار ترمودینامیکی (p_t) و فشار هیدرودینامیکی (p_d) نامیده می‌شوند، بیان می‌شود.

$p(x, t) = p_t(x, t) + p_d(x, t)$
با استفاده از تحلیل مرتبه مقداری می‌توان نشان داد که $p_d = O(M_0^2)$ و $p_t = 0(1)$ می‌باشد [۱۸]. بنابراین، در معادله بقای مومنتوم از فشار هیدرودینامیکی و در معادله انرژی و معادله حالت گاز از فشار ترمودینامیکی استفاده می‌شود.

- بقای جرم

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (۱)$$

- بقای مومنتوم

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -\nabla p_d + \nabla \cdot (\mu S) \quad (۲)$$

در این روابط μ به ترتیب دانسیته، بردار سرعت و ویسکوزیته دینامیکی می‌باشند. تانسور تنش (S) به صورت $S = \frac{2}{3}(\nabla \cdot u)I - \nabla u + (\nabla u)^T$ بیان می‌شود که I ماتریس واحد است.

- معادله انرژی در سیال

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \sum_{i=1}^{N_g} h_i \dot{\omega}_i - \rho \left(\sum_{i=1}^{N_g} c_{p,i} Y_i V_i \right) \cdot \nabla T \quad (۳)$$

در این رابطه λ رسانش حرارتی مخلوط و $c_{p,i}$ و h_i به ترتیب ظرفیت حرارتی و انتالپی گونه i ام می‌باشند.

با توجه به آنچه که در بالا گفته شد، می‌توان بیان نمود که در جریان‌های با عدد ماکس پائین $\hat{p}_t \ll \hat{p}_d$. پس معادله حالت گاز کامل به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$p_t = \rho \frac{R}{W} T \quad (۴)$$

$\bar{W}$ وزن مولکولی میانگین مخلوط، R ثابت گاز ایده‌آل می‌باشد.

- معادله بقا جرم برای گونه i

$$\rho \left(\frac{\partial Y_i}{\partial t} + u \cdot \nabla Y_i \right) = -\nabla \cdot (\rho Y_i V_i) + \dot{\omega}_i \quad (۵)$$

در این رابطه $\dot{\omega}_i$ نرخ تشکیل و یا از بین رفتن گونه شیمیایی i در اثر واکنش‌ها، و Y_i ، V_i ، به ترتیب کسر جرمی و بردار سرعت نفوذی می‌باشد.

سرعت نفوذ گونه‌ها V_i به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$V_i = V_i^* + V_c \quad (۶)$$

که V_i^* از تئوری سینتیک گازها به دست می‌آید. V_c به عنوان تصحیح‌کننده بقای جرم کل بیان می‌شود [۸].

$$V_c = - \sum_{i=1}^{N_g} Y_i V_i^*, V_i^* = - \left(\frac{D_{mi}}{X_i} \right) \nabla X_i \quad (۷)$$

D_{mi} نفوذ گونه‌ها و $X_i = Y_i W/W_i$ کسر مولی می‌باشد. برای محاسبه نفوذ جرمی گونه i در مخلوط از رابطه زیر استفاده می‌شود [۱۹].

$$D_{im} = \frac{1 - x_i}{\sum_{j \neq i} \left(\frac{x_j}{D_{ij}} \right)} \quad (۸)$$

برای محاسبه ضریب نفوذ جرمی دوتایی گونه i در گونه j از رابطه چپمن-انسکگ^۱ که به صورت زیر بیان می‌شود، استفاده می‌شود [۲۰].

$$D_{ij} = 10.1325 \frac{0.001858 T_N^{1.5} (W_{ij})^{-0.5}}{p \sigma_{ij}^2 \Omega_D}$$

$$\sigma_{ij} = \frac{\sigma_i + \sigma_j}{2}$$

$$W_{ij} = \left(\frac{1}{W_i} + \frac{1}{W_j} \right)^{-1}$$

$$\Omega_D = \frac{1.06036}{T_N^{0.15610}} + \frac{0.193}{\exp(0.47635 T_N)} + \frac{1.03587}{\exp(1.52996 T_N)} + \frac{1.76474}{\exp(3.89411 T_N)}$$

$$T_N = \frac{T}{E_{ij}}$$

$$E_{ij} = \varepsilon_{ij} / k_B$$

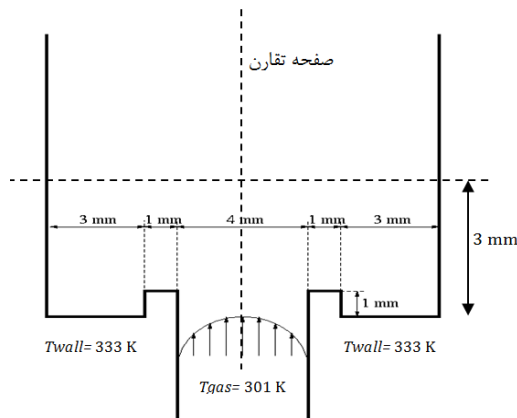
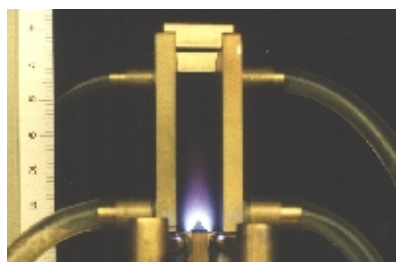
$$\varepsilon_{ij} = (\sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j}) \quad (۹)$$

در این روابط W_a وزن مولکولی گونه α و σ_i قطر برخورد^۲ گونه i که k_B ثابت بولتزمن و ε_a مشخصه انرژی لنارد-جونز می‌باشد که براساس اطلاعات کمکین^۳ استخراج شده است [۲۱].

۳- روش حل عددی و شرایط مرزی

یکی از هندسه‌های متداول در احتراق‌های در مقیاس میکرو، میکرو کانال گرم‌شونده است (شکل ۱) [۲۲]. در این هندسه بخشی از کانال به عنوان بخش مورد آزمایش در نظر گرفته می‌شود و دمای دیواره‌های آن با استفاده از منبع خارجی افزایش داده می‌شود. عرض کانال یک میلی‌متر و طول کانال ۱۵ میلی‌متر در نظر گرفته شده است که ۱۰ میلی‌متر انتهای کانال به عنوان بخش مورد بررسی در نظر گرفته شده است و توزیع دمای نشان داده شده در شکل ۱ بر روی آن قرار گرفته است، به طوری که بر روی یک بیستم ابتدای طول بخش مورد بررسی کانال، توزیع دما به صورت تازانت هایدربولیک از دمای ورودی ($T_{in}=300$ K) تا دمای ۹۶۰ کلوین و بعد از آن دمای ثابت ۹۶۰ کلوین می‌باشد. در محفظه‌های احتراق، اتلاف حرارت از ورودی محفظه (تشنش از سطح ورودی کانال به محیط سرد و همچنین جابه‌جایی ناشی از جریان سرد ورودی) باعث می‌شود که توزیع دما یک شیب اولیه داشته باشد که در کار حاضر برای این توزیع دما از مرجع [۷] استفاده شده است. مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ از یک سمت کانال وارد می‌شود. جریان ورودی به کانال با دمای ۳۰۰ کلوین و توزیع یکنواخت برای سرعت در نظر گرفته شده است. شرط عدم لغزش برای سرعت ($u=0$) و مقدار گرادیان نرمال صفر برای گونه‌ها ($\frac{du}{dn}=0$) بر روی دیوار تنظیم می‌شود.

1- Chapman-Enskog
2- Collision diameters
3- Chemkin



شکل ۲ چپش آزمایشگاهی و جزئیات هندسه شعله مرجع [۲۶] که برای صحت-آزمایی نتایج استفاده شده است.

آزمایش مورد استفاده برای اعتبارسنجی و استقلال حل از شبکه، یک شعله آرام حاصل از احتراق مخلوط پیش آمیخته متان و هوا می‌باشد [۲۵]. در شکل ۲ چپش آزمایشگاهی و جزئیات هندسه این شعله مشاهده می‌شوند. در این آزمایش از دو صفحه، که در دمای ثابت نگه داشته شده‌اند، جهت پایداری شعله استفاده شده است.

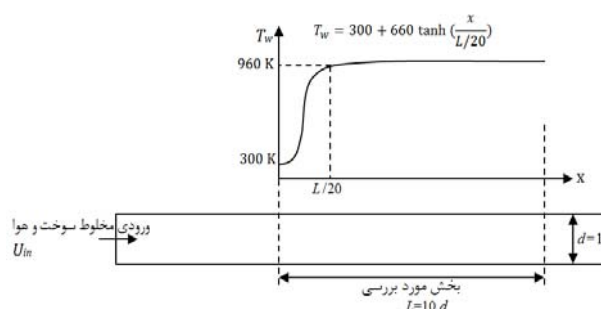
شبیه‌سازی این شعله به صورت دوبعدی و متقارن، با استفاده از سینتیک شامل ۲۲ گونه و ۱۰۴ واکنش [۲۷] DRM22 انجام شده است. مخلوط استوکیومتریک متان و هوا با دمای ۳۰۱/۸ کلین و به صورت جریان کاملاً توسعه یافته با بیشینه سرعت ۱/۱۳۵ متر بر ثانیه وارد محفظه‌ای به فشار ۱ اتمسفر می‌شود. دیواره‌ها که نقش پایدارکننده شعله در آزمایش را دارند در دمای ۳۳۳ کلین ثابت نگاه داشته شده‌اند.

همان‌طور که در شکل ۲ نشان داده شده است، نتایج بر روی محور تقارن و همچنین در ارتفاع ۳ میلی‌متری از دهانه نازل بررسی می‌شوند. شکل‌های ۳ و ۴ توزیع دما در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی و همچنین وابستگی حل از شبکه را نشان می‌دهد. با توجه به نتایج به دست آمده، با افزایش تعداد سلول، نتایج به نتایج آزمایشگاهی با نرخ کم‌شونده‌ای نزدیک می‌شود و تعداد ۹۰۰۰ سلول برای شبیه‌سازی مناسب می‌باشد و انطباق مطلوبی بین نتایج عددی و آزمایشگاهی وجود دارد. تعداد ۹۰۰۰ سلول بدین معنی است که مساحت هر سلول ۵۰μm×۵۰μm می‌باشد.

روش پیشنهادی دیگر برای محاسبه تعداد سلول مورد نیاز برای شبیه‌سازی استفاده از تعریف ضخامت شعله آرام می‌باشد. با استفاده از رابطه زیر ضخامت شعله آرام محاسبه می‌شود.

$$L_f = \frac{T_f - T_{in}}{\max \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|} \quad (10)$$

که T_f و T_{in} به ترتیب دمای مخلوط نسوخته ورودی و مخلوط سوخته می‌باشند. $\max \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|$ ماکزیمم گرادیان دما در امتداد شعله می‌باشد. T_{in} برابر ۳۰۰ کلین و T_f ، با توجه به دمای شعله آدیاباتیک مخلوط هیدروژن و هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵، ۱۶۳۰ کلین محاسبه می‌شود در نتیجه ضخامت شعله



شکل ۱ طرحواره مسئله مورد بررسی به همراه توزیع دمای دیوار [۷]

برای خروجی نیز مقدار گرادیان نرمال صفر ($\frac{du}{dn} = 0$ و $\frac{\partial T_s}{\partial x} = 0$ ، $\frac{dy_i}{dn} = 0$) برای متغیرها در نظر گرفته می‌شود.

برای توصیف شیمی فاز گازی از مکانیزم ۹ گونه‌ای و ۲۷ واکنشی یتر و همکاران [۲۳] و برای محاسبه ضرایب نفوذ مولکولی از اطلاعات انتقال مولکولی نرم‌افزار کمکین [۲۱] استفاده شده است.

برای حل مسئله، از بسته نرم‌افزاری منبع باز این فوم^۱ و از حلگر راکتینگ فوم^۲ برای شبیه‌سازی جریان‌های واکنشی استفاده می‌شود که البته با توجه به نیازهای مسئله حاضر تغییراتی در آن داده شده است. همچنین جهت کاهش زمان محاسبات مربوط به سینتیک شیمیایی از الگوریتم جدول-سازی در جای تطبیق پذیر^۳ [۲۱] استفاده شده است. در این الگوریتم اطلاعات مربوط به حل سینتیک شیمیایی در حافظه سیستم ذخیره می‌شوند. سپس با پیشرفت حل، از این اطلاعات استفاده شده تا این ترم به صورت تقریبی تخمین زده شود. بدین صورت که اگر تغییرات در نواحی مختلف میدان از مقداری که کاربر تعیین می‌کند بیشتر نباشد، دیگر دستگاه معادلات دیفرانسیل معمولی مربوط به سینتیک شیمیایی حل نمی‌شود و از تقریب خطی اطلاعات قبلی استفاده می‌شود. با این کار، ضمن حفظ دقت محاسبات شیمی، به علت آنکه در بسیاری از نواحی محاسبات شیمی انجام نمی‌شود، کاهش قابل توجهی در مدت زمان به دست آوردن ترم نرخ تشکیل و به تبع آن کاهش در مدت زمان کلی حل خواهیم داشت [۲۴].

۴- نتایج و بحث

نتایج در دو بخش ارائه می‌شود. بخش اول مربوط به اعتبارسنجی حلگر توسعه داده شده می‌باشد. برای این منظور از نتایج آزمایشگاهی مرجع [۲۵]، که مربوط به احتراق استوکیومتری متان-هوا در یک محفظه مزو می‌باشد، استفاده شده است. همچنین برای همین شبیه‌سازی استقلال حل از شبکه نیز بررسی گردیده است. در بخش دوم نتایج مربوط به دینامیک‌های شعله در میکرو کانال با عرض یک میلی‌متر برای مخلوط رقیق هیدروژن و هوا بررسی گردیده است. سه رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، رژیم پایای متقارن و رژیم پایای نامتقارن در این شبیه‌سازی مشاهده گردید.

۴-۱- اعتبار سنجی و وابستگی حل به شبکه

در انجام شبیه‌سازی‌های عددی، اعتبارسنجی نتایج عددی و بررسی عدم وابستگی حل به شبکه ضروری است. با توجه به عدم توسعه امکانات آزمایشگاهی در مقیاس میکرو، به منظور مقایسه دقیق نتایج حاصل از کار عددی با کار آزمایشگاهی از یک سیستم آزمایشگاهی در مقیاس مزو برای این منظور استفاده شد.

1- OpenFOAM
2- ReactingFoam
3- In Situ Adaptive Tabulation (ISAT)

بخشی از شعله که به سمت پایین دست حرکت می‌کند گازهای نسوخته در آن بخش را مصرف می‌کند و بخش دیگری از شعله که به سمت بالادست جریان حرکت می‌کند گازهای تازه نسوخته را مصرف می‌کند (شکل ۵-ث و ۵-ج). با حرکت جبهه‌های شعله به سمت پایین دست جریان و بالادست جریان، جدایشی بین ناحیه واکنشی ایجاد می‌شود (شکل ۵-چ و ۵-د). شعله در بخش پایین دست جریان به علت نبود سوخت به سرعت ضعیف می‌شود. شعله در بالادست جریان، با توجه به اینکه سوخت تازه وارد جبهه شعله می‌شود، مقاومت بیشتری دارد، اما جبهه شعله تحت تأثیر ناحیه دما پایین دیوار قرار می‌گیرد و با گذشت زمان نرخ واکنش تضعیف می‌شود (شکل ۵-خ و ۵-د). هنگامی که سرعت جریان ورودی بر سرعت انتشاری شعله غلبه می‌کند، جبهه شعله به سمت پایین دست جریان منتقل می‌شود (شکل ۵-ذ و ۵-ر). در نهایت جریان ورودی باعث خارج شدن جبهه شعله از کانال می‌شود (شکل ۵-ز و ۵-س). بعد از گرم شدن مجدد جریان سیکل بعدی آغاز می‌گردد.

نکته قابل توجهی که در این کانتورها مشاهده می‌شود تغییر انحنای جبهه شعله، هنگامی که به سمت بالادست جریان حرکت می‌کند، می‌باشد. در ابتدا جبهه شعله شکل دایره‌ای دارد. با حرکت به سمت بالادست، جبهه شعله تقریباً صاف می‌شود و سپس، تغییر انحنای در جبهه شعله اتفاق می‌افتد و از حالت محدب به سمت مخلوط‌های ورودی به حالت مقعر تبدیل می‌شود. همین حالت حفظ می‌شود تا هنگامی که جدایش جبهه شعله اتفاق می‌افتد (شکل ۵-چ و ۵-ح) و مجدداً تغییر انحنای جبهه شعله وجود دارد تا هنگامی که شعله به اندازه‌ای تضعیف می‌شود که به سمت پایین دست جریان منتقل می‌شود و تغییر انحنای دیگری در جبهه شعله مشاهده می‌شود (شکل ۵-ذ و ۵-ر). این پدیده را لاله‌ای شکل شدن شعله می‌نامند. اگرچه معمولاً لاله‌ای شکل شدن شعله به هنگامی گفته می‌شود که یک بار تغییر انحنای جبهه شعله وجود دارد، در حالی که در اینجا چندین بار تغییر انحنای جبهه شعله وجود دارد.

۶- شعله‌های پایای متقارن

با افزایش سرعت ورودی در یک کانال با عرض معین، رژیم خاموشی-اشتعال مکرر ناپدید می‌شود و به جای آن رژیم پایای متقارن مشاهده می‌شود. شکل ۶ نشان‌دهنده کانتور کسر جرمی گونه OH به عنوان نشان‌دهنده جبهه شعله مربوط به شبیه‌سازی کار حاضر (الف) و مقایسه با نتایج مربوط به شبیه‌سازی عددی پیزا و همکاران [۷] (ب) برای سرعت ورودی ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه می‌باشد. مکان شعله پیش‌بینی شده در کار حاضر همخوانی خوبی با نتایج مرجع [۷] دارد. بیشینه مقدار کسر جرمی گونه OH حدود ۵ درصد نسبت به مقدار شبیه‌سازی انجام شده توسط پیزا و همکاران اختلاف دارد.

در شکل ۷ کانتور کسر جرمی رادیکال OH برای سرعت ورودی ۷۵ سانتی‌متر بر ثانیه در کار حاضر (الف) و شبیه‌سازی انجام شده توسط پیزا و همکاران [۷] (ب)، مشاهده می‌شود.

در این حالت نیز شعله پایا و دارای شکلی متقارن می‌باشد. با افزایش سرعت ورودی مکان شعله مقداری به پایین دست جریان منتقل شده است. با توجه به نتایج به دست آمده مشاهده می‌شود که مکان بیشینه مقدار کسر جرمی رادیکال OH و دما بر روی محور تقارن قرار دارند. به این رژیم، رژیم پایا و متقارن بسته گفته می‌شود [۷]. برای این رژیم، با توجه به پارامترهای مختلفی نظیر سرعت مخلوط ورودی، دو رفتار متفاوت را برای جبهه شعله می‌توان مشاهده نمود.

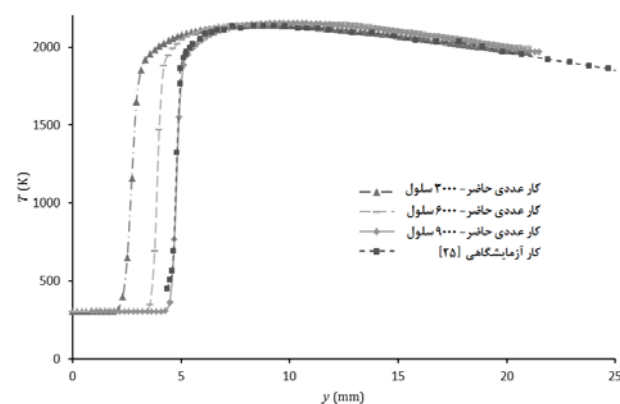
آرام $L_f = 0.39 \text{ mm}$ به دست می‌آید. براساس پیشنهاد مرجع [۶]، ۱۵ سلول در ضخامت شعله در نظر گرفته می‌شود. بنابراین اندازه هر سلول ۲۵ میکرومتر در ۲۵ میکرومتر محاسبه می‌شود. لذا برای ادامه کار سلول‌هایی با اندازه $25\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$ استفاده گردید.

۵- رژیم ناپایدار خاموشی-اشتعال مکرر

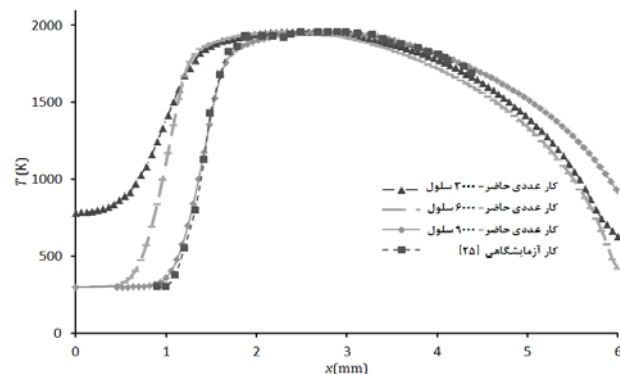
کسر جرمی رادیکال OH برای رژیم خاموشی-اشتعال مکرر در سرعت ورودی 10 cm/s در برای زمان‌های مختلف نشان داده شده است. با توجه به اینکه رادیکال OH یکی از رادیکال‌های فعال در فرایند احتراق می‌باشد، به عنوان نشان‌دهنده جبهه شعله در نظر گرفته می‌شود [۶].

با توجه به دمای بالای دیوار (۹۶۰ کلوین)، دمای جریان (۳۰۰ کلوین) با ورود به کانال به تدریج افزایش می‌یابد. هنگامی که اولین نقطه جریان به دمای دیوار می‌رسد واکنش‌ها از همان نقطه آغاز می‌گردد (شکل ۵-الف). این آغاز به عنوان جرقه برای جریان عمل کرده و با مصرف مخلوط ورودی، واکنش‌ها شدت بیشتری پیدا می‌کنند. اما همچنان ماکزیمم مقدار کسر جرمی رادیکال OH، به علت دمای بالاتر دیوار نسبت به جریان، در نزدیکی دیوار باقی می‌ماند (شکل ۵-ب و ۵-پ). با شدت گرفتن واکنش‌های شیمیایی و بالاتر رفتن دمای جریان به واسطه افزایش نرخ واکنش، ماکزیمم مقدار کسر جرمی رادیکال OH به سمت محور تقارن حرکت می‌کند (شکل ۵-ت). در این حالت توزیع کسر جرمی رادیکال OH به صورت دایره‌ای (کروی) می‌باشد.

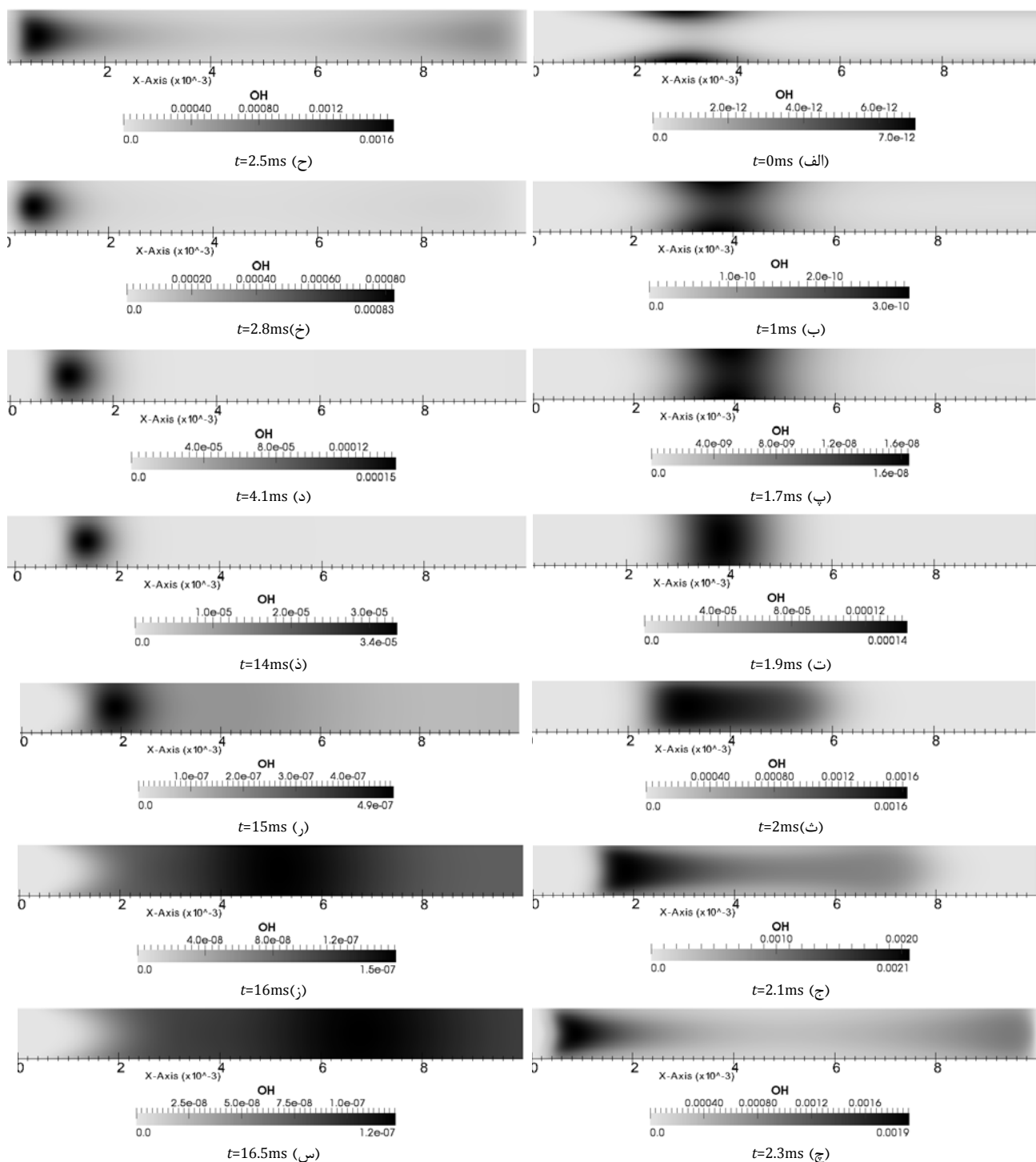
این توزیع به سمت پایین دست و بالادست جریان حرکت می‌کند و در طول کانال گسترش می‌یابد و ناحیه واکنشی گسترده‌ای در طول کانال مشاهده می‌شود.



شکل ۳ توزیع دما بر روی خط محوری: مقایسه کار عددی برای شبکه‌های مختلف با کار آزمایشگاهی [۲۶] به منظور صحت‌آزمایی و وابستگی حل از شبکه



شکل ۴ توزیع دما در ارتفاع ۳ میلی‌متری: مقایسه کار عددی برای شبکه‌های مختلف با کار آزمایشگاهی [۲۶] به منظور صحت‌آزمایی و وابستگی حل از شبکه



شکل ۵ کانتور کسر جرمی رادیکال OH در زمان‌های مختلف در رژیم خاموشی-اشتعال مکرر در کانال با عرض 1 mm و سرعت ورودی 10 cm/s

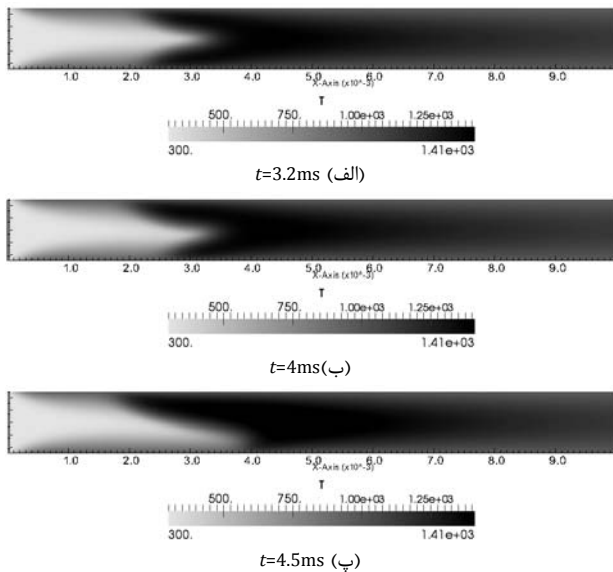
۷- شعله پایای نامتقارن

در ادامه رژیم‌های شعله، با افزایش سرعت جریان ورودی به ۳۰۰ سانتی-متر بر ثانیه، یک شعله نامتقارن ایجاد می‌شود. در یک سرعت مشخص، دو ساختار شعله نامتقارن را می‌توان انتظار داشت [۷]. این شعله‌ها زاویه بیشتر یا کمتر از نود درجه را نسبت به جهت جریان شکل می‌دهند که با نام شعله‌های نامتقارن بالا یا نامتقارن پایین نامیده می‌شوند.

کانتورهای کسر جرمی رادیکال OH در شکل ۸ نشان داده شده است. شکل ۸-الف نتیجه شبیه‌سازی کار حاضر می‌باشد که با شبیه‌سازی انجام

شعله‌های قارچی شکل ۱ و شعله‌های لاله‌ای شکل ۲ با توجه به مشاهده می‌شود که در سرعت ورودی ۵۰ سانتی‌متر بر ثانیه جبهه شعله سطحی تخت و محدب به سمت مخلوط تازه ورودی دارد. به این شکل از شعله متقارن، شعله قارچی شکل گفته می‌شود. همان‌طور که در شکل ۷ نشان داده شده است، با افزایش سرعت مخلوط ورودی مشاهده می‌شود که حالت حذب از بین می‌رود و جبهه شعله، شکل مقعر نسبت به مخلوط سوخت و هوای ورودی می‌گیرد. این حالت شعله لاله‌ای شکل نامیده می‌شود [۱۴]

- 1- Mushroom shape flame
- 2- Tulip shape flame



شکل ۹ کانتورهای دما با گذشت زمان برای کانال با عرض 1mm و سرعت ورودی 300 cm/s

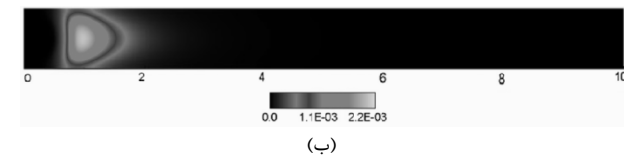
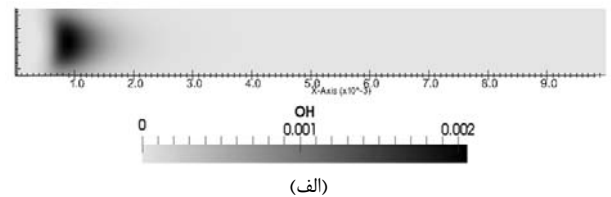
با توجه به دمای بالای دیوار، جبهه شعله در نزدیکی دیوار کشیده می‌شود. این کشیدگی در نزدیکی دیوار بسیار ناپایدار می‌باشد و ایجاد کوچک‌ترین اغتشاش در جبهه شعله باعث عدم تقارن جبهه شعله می‌شود. با حرکت شعله به سمت نامتقارن شدن، سطح جبهه شعله افزایش می‌یابد که باعث افزایش نرخ سوزش شعله می‌شود. بنابراین بیشینه دمای شعله نیز افزایش می‌یابد. پتچنکو [۲۸] و سای [۱۴] علت تشکیل این پدیده را به ناپایداری هیدرودینامیکی لاند-داریوس نسبت دادند. اما در مرور مقالات توسط لیبرمن و بیچکف بیان شده است که ناپایداری‌های هیدرودینامیکی برای شعله‌های واقعی هنگامی وجود دارد که عرض لوله (کانال) در حدود دو مرتبه بزرگی بزرگ‌تر از ضخامت شعله محاسبه شده باشد. از آنجایی که عرض لوله در احتراق‌های کوچک هم‌مرتبه با ضخامت شعله می‌باشد، بنابراین ادعا شده است که این نوع ناپایداری در کاربردهای میکرو و مزو آشکار نمی‌شود [۷۶]. پیزا و همکاران علت این پدیده را ناپایداری نفوذ جرمی-حرارتی بیان نمودند. با توجه به نفوذهای جرمی و حرارتی مختلف برای گونه‌ها، گونه‌ها با سرعت‌های نفوذ مختلف حرکت خواهند کرد. این پدیده "نفوذ ترجیحی" نامیده می‌شود که باعث ناپایدار شدن جبهه شعله می‌شود.

با توجه به نتایج به‌دست آمده از شبیه‌سازی کار حاضر می‌توان گفت که احتمالاً رادیکال H باعث آغازش این ناپایداری می‌شود. رفتار کسر جرمی رادیکال H با گذشت زمان در شکل ۱۰ نشان داده شده است.

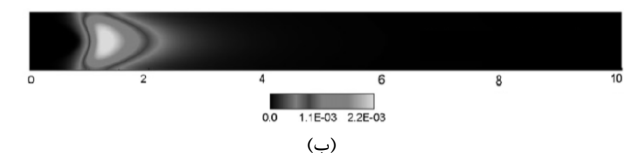
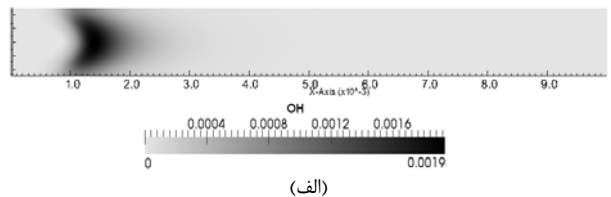
علت بررسی رفتار رادیکال H این است که رادیکال H سبک‌ترین رادیکال موجود در این شبیه‌سازی می‌باشد و اولین گونه‌ای می‌باشد که مقدار بیشینه کسر جرمی آن از محور تقارن کانال خارج می‌شود. همان‌طور که در شکل‌ها نشان داده شده است، در ابتدا مقدار بیشینه کسر جرمی رادیکال H بر روی محور تقارن قرار دارد (شکل ۱۰-الف)، اما با گذشت زمان مقدار بیشینه کسر جرمی گونه H از محور تقارن خارج شده و به کنار دیواره‌ها کشیده می‌شود و با گذشت زمان قوی‌تر می‌شود (شکل ۱۰-ب). به دنبال انحراف مقدار بیشینه کسر جرمی گونه H، در زمان‌های بعد مقدار بیشینه کسر جرمی گونه‌های دیگر از محور تقارن خارج می‌شوند. این انحراف کسر جرمی گونه‌ها از محور تقارن باعث ایجاد اغتشاشاتی در میدان حل می‌شود و باعث می‌شود شعله از حالت متقارن پایدار اولیه خارج شود و به سمت حالت پایدار دیگری (ثانویه) حرکت کند.

شده توسط پیزا و همکاران (شکل ۸-ب و شکل ۸-پ) مقایسه گردیده است. برای این رژیم دو شکل نامتقارن بالا و نامتقارن پایین و با احتمال برابر مشاهده می‌شود. با توجه به شرایط اولیه و نحوه اغتشاشات وارد شده به میدان جریان می‌توان هر دوی این رژیم‌ها را انتظار داشت. به عنوان مثال، چنانچه یکی از دیوارها برای زمانی اندک در حدود ۶ کلین گرم‌تر شود، یکی از شکل‌ها به شکل دیگر تبدیل می‌شود [۷].

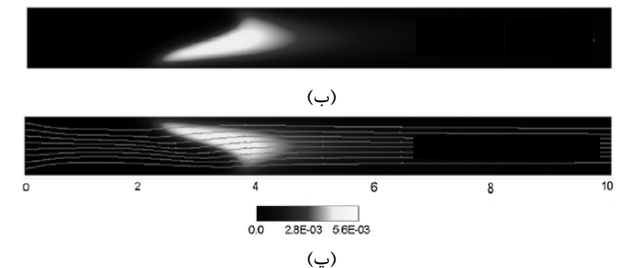
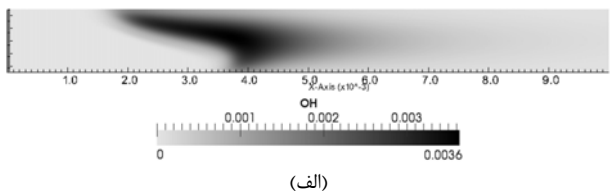
فرایند نامتقارن شدن شعله با استفاده از کانتورهای دما در شکل ۹ نشان داده شده است. در ابتدا شعله شکلی کاملاً متقارن به خود می‌گیرد.



شکل ۶ کانتور کسر جرمی رادیکال OH در کانال با عرض 1 mm و سرعت ورودی 300 cm/s، مقایسه کار حاضر (الف) با شبیه‌سازی انجام شده توسط پیزا و همکاران [۷] (ب)



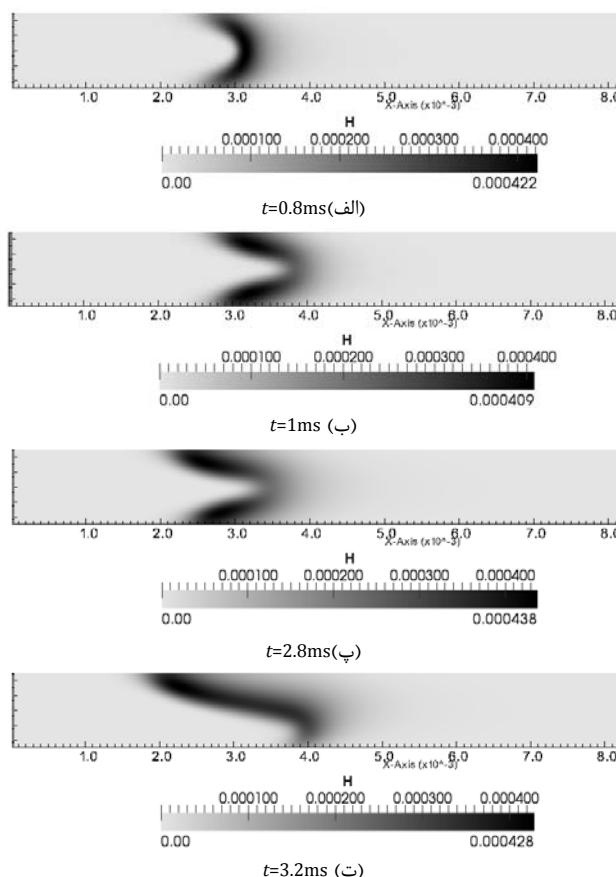
شکل ۷ کانتور کسر جرمی رادیکال OH در کانال با عرض 1 mm و سرعت ورودی 75 cm/s، مقایسه کار حاضر (الف) با شبیه‌سازی انجام شده توسط پیزا و همکاران [۷] (ب)



شکل ۸ کانتور کسر جرمی رادیکال‌های OH برای کانال با عرض 1 mm و سرعت ورودی 300 cm/s، (الف) کار حاضر (رژیم نامتقارن پایین)، (ب) پیزا و همکاران [۷] (رژیم نامتقارن پایین)، (ج) پیزا و همکاران [۷] (رژیم نامتقارن بالا)

۹- مراجع

- [1] J. Hua, M. Wu, K. Kumar, Numerical simulation of the combustion of hydroge-air mixture in micro-scaled chambers. Part I: Fundamental study, *Chemical Engineering Science*, Vol. 60, pp. 3497- 3506, 2005.
- [2] D. G. Norton, D. G. Vlachos, Combustion characteristics and flame stability at the microscale: a CFD study of premixed methane/air mixtures, *Chemical Engineering Science*, Vol. 58, No. 21, pp. 4871-4882, 2003.
- [3] D. G. Norton, D. G. Vlachos, A CFD study of propane / air microflame stability, *Combustion and Flame*, Vol. 138, pp. 97-107, 2004.
- [4] K. Maruta, T. Kataoka, N. Il Kim, S. Minaev, R. Fursenko, Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient, *Proceeding of Combustion Institute*, Vol. 30, No. 2, pp. 2429-2436, 2005.
- [5] F. Richecoeur, D. C. Kyrtis, Experimental study of flame stabilization in low Reynolds and Dean number flows in curved mesoscale ducts, *Proceeding of Combustion Institute*, Vol. 30, No. 2, pp. 2419-2427, 2005.
- [6] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G. Tomboulides, K. Boulouchos, Dynamics of premixed hydrogen/air flames in mesoscale channels, *Combustion and Flame*, Vol. 152, No. 3, pp. 433-450, 2008.
- [7] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, A. G. Tomboulides, K. Boulouchos, Dynamics of premixed hydrogen/air flames in microchannels, *Combustion and Flame*, Vol. 152, No. 3, pp. 433-450, 2008.
- [8] G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras, a. G. Tomboulides, K. Boulouchos, Three-dimensional simulations of premixed hydrogen/air flames in microtubes, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 658, pp. 463-491, 2010.
- [9] C. Clanet, G. Searby, On the 'Tulip Flame' Phenomenon, *Combust. Flame*, Vol. 105, No. 95, pp. 225-238, 1996.
- [10] R. F. Sawyer, D. Dunn-Rankin, Tulip flames: changes in shape of premixed flames propagating in closed tubes, *Experiments in Fluids*, Vol. 24, pp. 130-140, 1998.
- [11] F. S. Marra, G. Continillo, Numerical study of premixed laminar flame propagation in a closed tube with a full navier-stokes approach, *Twenty-Sixth Symposium of Combustion*, pp. 907-913, 1996.
- [12] U. R. S. Dogwiler, J. Mantzaras, P. Benz, B. Kaeppli, R. Bombach, Homogeneous ignition of methane-air mixtures over platinum: Comparison of measurements and detailed numerical predictions, *Twenty-Seventh Symposium of Combustion*, pp. 2275-2282, 1998.
- [13] V. Kurdyumov, E. Fernández-Tarrazo, J. M. Truffaut, J. Quinard, A. Wangher, G. Searby, Experimental and numerical study of premixed flame flashback, *Proceeding of Combustion Institute*, Vol. 31, No. 1, pp. 1275-1282, 2007.
- [14] C. H. Tsai, The Asymmetric Behavior of Steady Laminar Flame Propagation in Ducts, *Combustion Science and Technology*, Vol. 180, No. 3, pp. 533-545, 2008.
- [15] G. Pizza, J. Mantzaras, C. E. Frouzakis, Flame dynamics in catalytic and non-catalytic mesoscale microreactors, *Catalysis Today*, Vol. 155, No. 1-2, pp. 123-130, 2010.
- [16] T. Poinso, D. Veynany, *Theoretical and Numerical Combustion*, 2nd Edition, Philadelphia:Edwards, 2005.
- [17] J. Ferziger, M. Peric, *Computaional Methods for Fluid Dynamics*, New York:Springer, 1999.
- [18] A. G. Tomboulides, J. C. Lee, and S. A. Orszag, Numerical Simulation of Low Mach Number Reactive Flows, *Journal of Scientific Computing*, Vol. 12, No. 2, pp. 139-167, 1997.
- [19] V. Novaresio, M. García-Camprubí, S. Izquierdo, P. Asinari, N. Fueyo, An open-source library for the numerical modeling of mass-transfer in solid oxide fuel cells, *Comput. Phys. Commun*, Vol. 183, No. 1, pp. 125-146, 2012.
- [20] S. R. Turns, *An Introduction to Combustion: Concepts and Applications*, Second Ed., New York:Mc Graw Hill, 200AD.
- [21] Transport: A Software package for the evaluation of gas-phase, multi component transport properties, 2000.
- [22] H. Nakamura, A. Fan, S. Minaev, E. Sereshchenko, R. Fursenko, Y. Tsuboi, K. Maruta, Bifurcations and negative propagation speeds of methane/air premixed flames with repetitive extinction and ignition in a heated microchannel, *Combustion and Flame*, Vol. 159, No. 4, pp. 1631-1643, 2012.
- [23] R. A. Yetter, F. L. Dryer, H. Rabitz, A comprehensive reaction mechanism for carbon monoxide/hydrogen/oxygen kinetics, *Combustion Science and Technology*, Vol. 79, pp. 97-128, 1991.
- [24] A. Shamooni, *Implementation of In Situ Adaptive Tabulation (ISAT) algorithm for simulation of Flameless Combustion Furnaces*, MSc Thesis, Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, 2012. (In Persian)
- [25] J. A. VanOijen, L. P. H. De. Goey, Modeling of premixed laminar flames using flamelet-generated manifolds, *Combustion Science and Technology*, Vol. 137, pp. 113-137, 2000.



شکل ۱۰ کانتور کسر جرمی رادیکال H با گذشت زمان برای کانال با ضخامت 1mm و سرعت ورودی 300 cm/s

حالت پایدار هنگامی ایجاد می‌شود که بردار عمود سرعت جریان بر جبهه شعله با بردار سرعت سوزش شعله یکسان و در یک راستا باشد. بنابراین حالت پایدار ثانویه هنگامی ایجاد می‌شود که جبهه شعله به‌صورت نامتقارن باشد. این نظریه نزدیکی بیشتری با نظریه ارائه شده توسط پیزا و همکاران دارد که علت این پدیده را نفوذ جرمی و حرارتی گونه‌های مختلف (نفوذ ترجیحی) می‌دانند.

۸- نتیجه گیری

احتراق ترکیب پیش مخلوط هیدروژن-هوا با نسبت هم‌ارزی ۰/۵ در یک کانال با عرض 1mm به‌منظور مشاهده رژیم‌های شعله شبیه‌سازی گردید. رژیم خاموشی-اشتعال مکرر، در سرعت‌های پایین و در نزدیکی حد شعله پایین، مشاهده می‌شود. با توجه به کم بودن مقیاس زمانی واکنش شیمیایی نسبت به مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال، میزان اتلاف حرارت بالا می‌باشد و باعث خاموشی شعله می‌شود و از طرفی به‌علت بالا بودن موضعی دمای دیوار، جریان ورودی محترق می‌شود. با افزایش سرعت ورودی و ایجاد تعادل بین مقیاس زمانی واکنش و مقیاس زمانی اقامت سیال در کانال، شعله‌ای پایا و متقارن مشاهده می‌شود. در ادامه با افزایش سرعت ورودی، شعله از مرکز به‌سمت عقب حرکت می‌کند و در نزدیکی دیوار کشیده می‌شود. با افزایش این کشیدگی از یک حد معین شعله ناپایدار می‌شود و در حالت پایدار جدید اما نامتقارن قرار می‌گیرد. با بررسی نتایج به‌دست آمده، می‌توان گفت که احتمالا علت این پدیده ناپایداری‌های نفوذی-حرارتی می‌باشد که باعث ایجاد اغتشاشاتی در میدان جریان می‌شود.

[28] A. Petchenko, V. Bychkov, Axisymmetric versus non-axisymmetric flames in cylindrical tubes, *Combust. Flame*, Vol. 136, No. 4, pp. 429–439, 2

[26] Overview CARS measurements. [Online]. Available: <http://www.combustion.tue.nl/index-oldwebsite.php?http://www.combustion.tue.nl/home.php>. [Online].

[27] A. Frenklach, M. Kazakov, DRM22. [Online]. Available: Frenklach, A. Kazakov and M., <http://www.me.berkeley.edu/drm/>. [Online].