

مطالعه عددی محدوده برگشت شعله در لوله پیش اختلاط محفظه احتراق

ناصر سراج مهدیزاده^۱، علی صادقی نیچکوهی^۲

تهران- خیابان حافظ - دانشگاه صنعتی امیرکبیر- قطب مهندسی هوافضای محاسباتی
nichkoochi@aut.ac.ir

چکیده

در این مطالعه برگشت شعله در لوله های باریک و حامل جریان اشتعال پذیر بصورت عددی مورد بررسی قرار می گیرد. مدل ریاضی شامل معادلات بقای جرم، بقای ممنتوم، بقای انرژی و معادله بقای گونه ها می باشد. احتراق نیز بصورت واکنش یک مرحله ای برای متان مدل می شود. در این مقاله ابتدا برای نسبت هم ارزی استوکیومتری، تحلیل بصورت گذرا انجام شده تا جایی که شعله در آستانه ورود به لوله پیش اختلاط قرار گیرد. دبی بحرانی که به ازای آن شعله برمی گردد، برای شعاعهای مختلف تیوب بدست می آید. همچنین گرادیان سرعت بحرانی که بعنوان حد برگشت شعله تعریف می شود، در این مرحله بدست می آید. سپس مشابه مرحله اول و برای شعاعهای مشخص تیوب، با تغییر نسبت هم ارزی، محدوده ای از نسبت هم ارزی جریان ورودی که به ازای آن شعله برمی گردد در این مرحله محاسبه می شود. با مشاهده نتایج عددی و نتایج تجربی صحت کار عددی انجام شده بوضوح دیده می شود.

واژه های کلیدی: برگشت شعله - احتراق پیش مخلوط - جریان آرام - گرادیان سرعت - انتشار شعله

1- مقدمه

چالش اصلی در طراحی توربین گازی کاهش NOx و سایر آلاینده های حاصل از احتراق می باشد. یکی از موثرترین راهکارها برای کاهش سطح آلودگی در این محفظه های احتراقی، استفاده از تکنیک احتراق پیش مخلوط می باشد. در این سیستمهای احتراقی سوخت و اکسید کننده قبل از وارد شدن به محفظه احتراق با یکدیگر کاملاً مخلوط گشته و سپس این مخلوط وارد محفظه احتراق گشته که با انجام احتراق دمای نهایی شعله پایین می آید و به تبع آن مقدار NOx نیز کاهش پیدا می کند [1].

با این وجود، این سیستمها به شدت نسبت به پدیده گذرا و پیچیده برگشت ناگهانی شعله بداخل لوله پیش اختلاط حساسند [2]. بطور کلی برگشت شعله به دو دسته تقسیم می شود. 1- برگشت شعله آرام نزدیک دیواره 2- برگشت شعله توربولنت ناشی از ناپایداری احتراق. در این تحقیق به بررسی برگشت شعله آرام در نزدیکی دیواره لوله پیش اختلاط پرداخته می شود. یکی از اولین تحقیقاتی که در این زمینه انجام گرفت تحقیقات تجربی می باشند که توسط Von Elbe و Lewis صورت گرفت [3]. بر اساس کار ایشان برگشت شعله ناشی از سرعت پایین مخلوط ورودی نسبت به سرعت سوختن می باشد. ایشان بطور تجربی نشان دادند که این پدیده در قسمت دیواره مشعل از سایر نواحی مشعل بیشتر است. یکی از دلایل اصلی آن، پایین بودن سرعت مخلوط در نواحی مرزی و نزدیک دیواره می باشد. Mishra [4] که بر روی پایداری شعله های پیش مخلوط کار کرد، نواحی از نرخ جریان که به ازای آن شعله پایدار می باشد را بدست آورد. Geoy و Lammer [4] بر روی انتشار ناگهانی شعله در مشعلهایی که بر روی آنها فوم سرامیکی نصب شده، کار

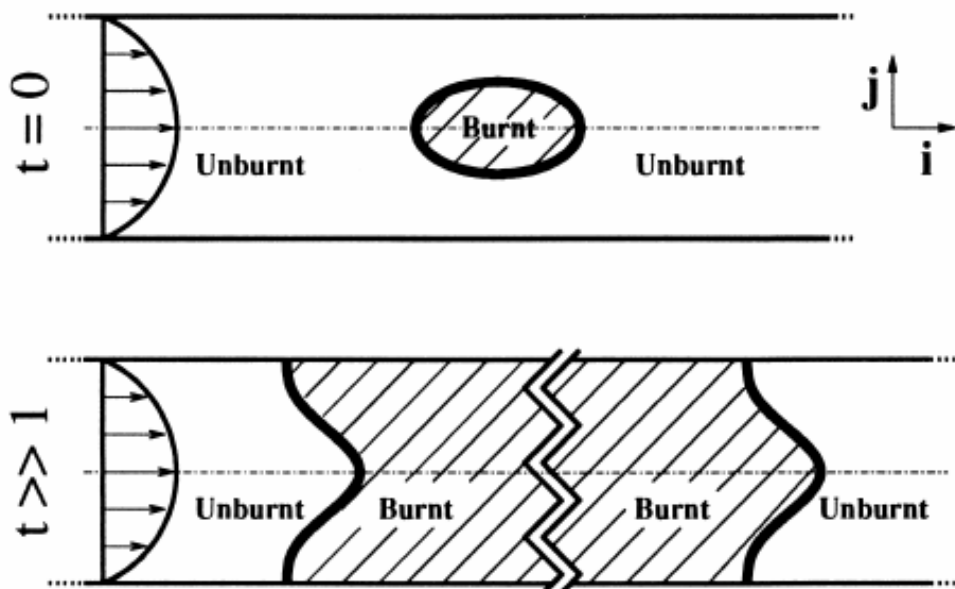
1- استادیار دانشکده مهندسی هوافضا

2- دانشجوی کارشناسی ارشد هوافضا

کردند. در این کار اثرات تشعشعی فوم سرامیکی، اثرات دمای محیط و اثرات سرعت ورودی بر برگشت شعله خصوصاً در قسمتی که فوم سرامیکی نصب شده است، مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین راهکارهایی جهت پایداری شعله در این مشعلها ارائه شده است. بیشتر کارهایی که در زمینه برگشت شعله ها صورت می پذیرد بصورت تجربی هستند. با وجود اینکه پدیده برگشت شعله پدیده ای گذرا و پیچیده می باشد، مطالعه تجربی آن بسیار مشکل می باشد. لذا در این تحقیق که بصورت عددی انجام پذیرفته، کد کامپیوتری به زبان C++ تهیه شده که کمک آن برگشت شعله آرام ناشی از نرخ پایین جریان ورودی مورد مطالعه قرار می گیرد و همچنین نواحی از جریان که به ازای آنها شعله ناپایدار می باشد (برگشت شعله) نیز در این تحقیق بدست می آید. همچنین صحت کار عددی با کار تجربی بوضوح دیده شده است. نتایج این تحقیق که در واقع نشان دهنده محدوده ناپایداری شعله (برگشت شعله) می باشد، می تواند برای توسعه مشعلهای صنعتی و وسایل احتراقی که از CNG بعنوان سوخت استفاده می کنند، بسیار مفید باشد.

2- مدل سازی مسئله

فرض می شود که یک مخلوط واکنشی اشتعال پذیر درون یک لوله با دبی معین در جریان باشد. برای بوجود آوردن اشتعال دمای قسمتی از ناحیه مورد مطالعه که در پایین دست جریان قرار دارد، بالا می رود (لحظه $t=0$). بعد از زمان $t >> 1$ شعله حاصل در جهت نشان داده شده جلو رفته و احتراق تشکیل می شود. (شکل 1)



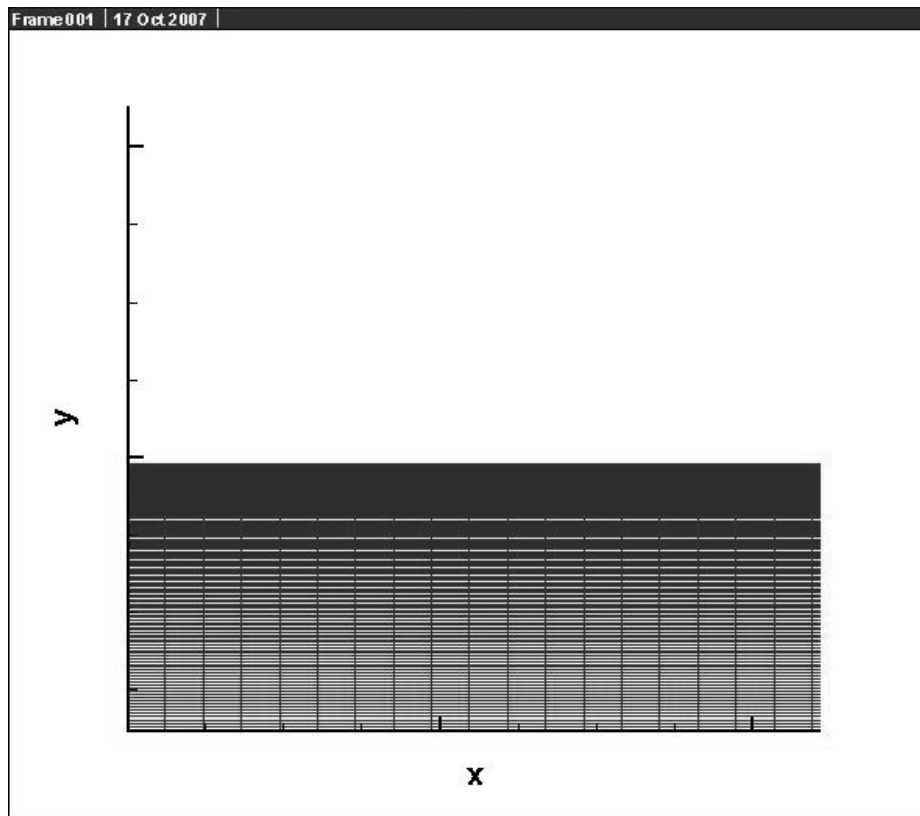
شکل 1- مدل فیزیکی

ناحیه مورد مطالعه بصورت حجم ثابت در نظر گرفته می شود. بطوریکه نیمه بالادستی متعلق به جریان مخلوط نسوخته و نیمه پایین دستی متعلق به جریان سوخته شده باشد.

با افزایش دبی جریان، شعله از ناحیه بالادستی فاصله گرفته و به قسمت پایین دست نفوذ پیدا می کند. از طرف دیگر با کاهش نرخ جریان ورودی، شعله به سمت ناحیه بالادست (نسوخته) نزدیک می شود. با کاهش بیشتر دبی جریان، به حد آستانه ای می رسیم که شعله وارد ناحیه نسوخته می شود. گرادیان سرعت جریان در این لحظه را گرادیان بحرانی می گویند که با حل گذرای جریان بدست می آید. همچنین می توان مقادیری از دبی جریان برحسب نسبت هم ارزی که به ازای آنها شعله بر می گردد را برای شعاع داده شده تیوب بدست آورد.

2-1- ناحیه مورد مطالعه

ناحیه مورد مطالعه یک ناحیه دوبعدی و متقارن محوری¹ است که در شکل- 2 نشان داده شده است:



شکل 2- ناحیه مورد مطالعه در تحلیل عددی

چون هدف این تحقیق مطالعه برگشت شعله نزدیک دیواره می باشد، لذا نواحی نزدیک دیواره بصورت ریزتری مش بندی می شود. در ناحیه فوق طول ناحیه محوری برابر L و شعاع تیوب با R نشان داده می شود. برای اینکه اثرات جریان پایین دستی و بالادست بر برگشت شعله در ناحیه مورد مطالعه ضعیف باشد، طول ناحیه مورد مطالعه برابر $25R$ در نظر گرفته می شود.

2-2- معادلات حاکم

برای شبیه سازی جریان از شکل عمومی معادلات حاکم بر جریان آرام واکنشی که در اکثر کتابهای احتراق آورده شده، استفاده می شود [6].

مهمترین فرضیاتی که برای نوشتن این معادلات منظور شده است عبارتند از:

- 1- جریان دو بعدی و متقارن محوری فرض می شود.
- 2- قوانین فوریه، فیک و نیوتن همچنان صادق می باشند.
- 3- از اثرات تشعشعی و نیروهای میدانی صرفنظر می شود.
- 4- قانون حالت گاز برای مخلوط اعمال می شود.

¹ - axi symmetric

5- ضریب نفوذ اجزا برای همه ذرات یکسان فرض می شود.

6- از اثرات ویسکوزیته بالک صرفنظر می شود.

7- جریان بصورت گذرا در نظر گرفته می شود.

با فرضیات فوق معادلات حاکم بصورت زیر نوشته می شود:

1- معادله بقای جرم

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0 \quad (1)$$

2- معادله بقای اجزاء

$$\frac{\partial (\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r u_r Y_i)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho u_z Y_i)}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho D Y_i \frac{\partial Y_i}{\partial z}) + \omega_i \quad (2)$$

3- معادله بقای ممنتوم در جهت شعاعی

$$\frac{\partial (\rho u_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r u_r^2)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho u_r u_z)}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial r} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \right) \quad (3)$$

4- معادله بقای ممنتوم در جهت محوری

$$\frac{\partial (\rho u_z)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho u_r u_z)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho u_z u_z)}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial z} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{rz})}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (4)$$

5- معادله بقای انرژی

$$\frac{\partial (\rho C_p T)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho C_p T u_r)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho C_p T u_z)}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial (k \frac{\partial T}{\partial r})}{\partial r} + \frac{\partial (k \frac{\partial T}{\partial z})}{\partial z} - \sum_{i=1}^N \omega_i h_{f,i}^o + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{rr} u_r)}{\partial r} + \frac{\partial (u_z \tau_{rz})}{\partial z} \right) + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{rz} u_r)}{\partial r} + \frac{\partial (u_z \tau_{zz})}{\partial z} \right) \quad (5)$$

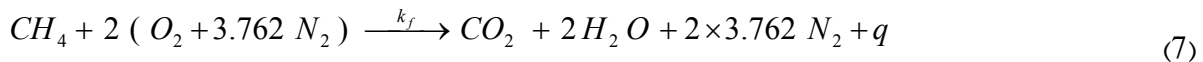
6- معادله گاز حالت

$$p = \frac{\rho R_u T}{M} \quad (6)$$

در روابط فوق؛ ρ چگالی، p فشار، T دما، u_r سرعت شعاعی، u_z سرعت محوری، k ضریب هدایت گرمایی، D ضریب نفوذ اجزاء، μ ضریب لزجت سینماتیکی، ω_i نرخ تولید یا مصرف جزء i ام، Y_i کسر جرمی جزء i ام، C_p ضریب گرمایی ویژه، R_u ثابت جهانی گاز، \bar{M} جرم ملکولی متوسط مخلوط، می باشد.

3-2- مدل کردن احتراق

برای مدل کردن احتراق فرض می شود که واکنش شیمیایی بصورت یک مرحله ای¹ باشد. واکنش شامل احتراق متان و هوا بصورت زیر می باشد :



اگر چه واکنش فوق بصورت استوکیومتریکی نوشته شده است ولی در کد کامپیوتری تمهیداتی اندیشیده شده که می تواند احتراق را بصورت غیر استوکیومتریکی نیز مطالعه کند. از طرف دیگر معادله بقاء گونه‌ها شامل 5 معادله می باشد و در هر یک از این معادلات نرخ تولید اجزا از رابطه زیر بدست می آید [7]:

$$RR = A \left[\frac{\rho Y_{CH_4}}{M_{CH_4}} \right]^{0.7} \left[\frac{\rho Y_{O_2}}{M_{O_2}} \right]^{0.8} \exp \left(\frac{-E}{R_u T} \right)$$

$$w_i^* = M_i RR \quad (8)$$

در رابطه فوق RR نرخ انجام واکنش می باشد و R_u ضریب ثابت انجام واکنش می باشد که از رابطه آرنیوس² بدست می آید. از طرف دیگر A ترم ضریب نمایی واکنش می باشد که از رابطه تجربی بدست می آید [7].

4-2- شرایط مرزی

1- مرز دیواره

فرض می شود که دیواره غیر کاتالیتیک و دمای آن با دمای مخلوط نسوخته یکسان باشد (Isothermal Surface) لذا در $r = R$ داریم:

$$T = T_0, \quad Y_i = Y_{i,0}, \quad u = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

2- مرز محور:

این مرز همان axis یا محور تقارن می باشد، لذا در $r = 0$:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial y} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (10)$$

3- مرز ورودی

در این مرز همه مقادیر جز u مشخص می باشد. علاوه بر این چون جریان مادون صوت می باشد فقط یک متغیر (فشار) از داخل برونمایی می شود [8]. لذا در بالا دست تشکیل شعله و در $x = -L/2$ شرایط زیر وجود دارد:

$$T = T_0, \quad Y_i = Y_{i,0}, \quad u = u(r), \quad v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

4- مرز خروجی

مرز خروجی در فاصله ای است که اثرات پایین دست بر شعله برگشته ضعیف باشد که در این تحقیق برابر $R = 12.5$ در نظر گرفته می شود بعلاوه چون جریان خروجی نیز مادون صوت است فقط یک پارامتر معلوم وجود دارد (مؤلفه سرعت شعاعی) و سایر پارامترها از داخل برونمایی می شود [8]. لذا در $x = L/2$ شرایط زیر وجود دارد:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial x} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (12)$$

¹ - Single step reaction

² - Arrhenius

3- داده های فیزیکی

مقادیر عددی برای حالت استوکیومتریک مخلوط متان و هوا در جدول زیر آورده شده است. فرض می شود که هوا مخلوطی از 21 درصد اکسیژن و 79 درصد نیتروژن باشد. لازم به ذکر است که مقادیر ضریب نمایی در نرخ تولید جزء i ام و انرژی فعالسازی از روابط تجربی بدست آمده اند [7].

جدول 1- داده های اولیه مسئله برای مخلوط متان و هوا [7]

Symbol	Value	Unit
T_0	298	K
ρ_0	1.13×10^{-3}	$\frac{g}{cm^3}$
K_0	6.42×10^{-5}	$\frac{cal}{s.cmK}$
D_0	1.77×10^{-1}	$\frac{cm^2}{s}$
μ_0	1.77×10^{-4}	$\frac{g}{cm.s}$
R_u	1.987	$\frac{cal}{mol.K}$
$Y_{CH_4,0}$	0.055066	---
$Y_{O_2,0}$	0.220264	---
A	5.06×10^{13}	$\frac{cm^3}{mol.s}$
E	3.23×10^4	$\frac{cal}{mol}$

همچنین مقادیر هر یک از ضرایب انتقالی با دما بصورت زیر تغییر پیدا می کند [7]:

$$D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0.75}, K = K_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0.75}, \mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0.75} \quad (13)$$

4- روش حل

چون معادلات بصورت دو بعدی می باشد، برای سهولت کار متغیرهای مسئله بصورت زیر تغییر notation پیدا می کند:

$$r \rightarrow y, \quad z \rightarrow x, \quad u_r \rightarrow v, \quad u_z \rightarrow u \quad (14)$$

در نتیجه با تغییر notation شکل برداری معادلات بصورت زیر تبدیل می شود:

$$y \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F^v}{\partial x} + \frac{\partial G^v}{\partial y} + H \quad (15)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho Y_{CH_4} \\ \rho Y_{O_2} \\ \rho Y_{CO_2} \\ \rho Y_{H_2O} \\ \rho Y_{N_2} \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho C_p T \end{bmatrix}, \quad H = \begin{bmatrix} 0 \\ y w_{CH_4} \\ y w_{O_2} \\ y w_{CO_2} \\ y w_{H_2O} \\ y w_{N_2} \\ 0 \\ p \\ \sum_{i=1}^5 H_{f,i}^0 w_i \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$F = \begin{bmatrix} y\rho u \\ y\rho u Y_{CH_4} \\ y\rho u Y_{O_2} \\ y\rho u Y_{CO_2} \\ y\rho u Y_{H_2O} \\ y\rho u Y_{N_2} \\ y(\rho u^2 + p) \\ y\rho u v \\ y\rho u h_t \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} y\rho v \\ y\rho v Y_{CH_4} \\ y\rho v Y_{O_2} \\ y\rho v Y_{CO_2} \\ y\rho u Y_{H_2O} \\ y\rho u Y_{N_2} \\ y\rho u v \\ y(\rho v^2 + p) \\ y\rho v h_t \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$F^v = \begin{bmatrix} 0 \\ y\rho D \frac{\partial Y_{CH_4}}{\partial x} \\ y\rho D \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial x} \\ y\rho D \frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial x} \\ y\rho D \frac{\partial Y_{H_2O}}{\partial x} \\ y\rho D \frac{\partial Y_{N_2}}{\partial x} \\ y\tau_{xx} \\ y\tau_{xy} \\ y(u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + K \frac{\partial T}{\partial x}) \end{bmatrix}, \quad G^v = \begin{bmatrix} 0 \\ y\rho D \frac{\partial Y_{CH_4}}{\partial y} \\ y\rho D \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial y} \\ y\rho D \frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial y} \\ y\rho D \frac{\partial Y_{H_2O}}{\partial y} \\ y\rho D \frac{\partial Y_{N_2}}{\partial y} \\ y\tau_{xy} \\ y\tau_{yy} \\ y(u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + K \frac{\partial T}{\partial y}) \end{bmatrix} \quad (18)$$

5- روش حل

در این تحقیق از روش مک کورمک¹ برای گسسته سازی معادلات حاکم استفاده شده است [10]. این روش که روش عددی غالب برای محاسبات عددی به روش تفاضل محدود می باشد شامل دو مرحله پیشگویی² و تصحیح³ می باشد. در این روش در مرحله پیشگویی مشتقات مکانی بصورت پیشرو⁴ و در مرحله تصحیح بصورت پسرو⁵ نوشته می شود سپس متوسط مقادیر محاسبه شده در این دو مرحله، مقدار نهایی پارامتر در لحظه بعدی می باشد.

با گسسته کردن معادلات حاکم در دو مرحله پیشگویی و تصحیح می توان نوشت :

1- مرحله پیشگویی :

$$Q_{1,i,j}^{\bar{n}+1} = Q_{1,i,j}^n - \frac{1}{\eta} \left(\frac{\Delta t}{\Delta \xi} [F_{1,i+1,j}^n - F_{1,i,j}^n] - \frac{\Delta t}{\Delta \eta} [G_{1,i+1,j}^n - G_{1,i,j}^n] + \frac{\Delta t}{\Delta \xi} [F_{1,i+1,j}^{v^n} - F_{1,i,j}^{v^n}] + \frac{\Delta t}{\Delta \eta} [G_{1,i+1,j}^{v^n} - G_{1,i,j}^{v^n}] \right) \quad (19)$$

2- مرحله تصحیح:

$$Q_{1,i,j}^{n+1} = [Q_{1,i,j}^n + Q_{1,i,j}^{\bar{n}+1} - \frac{1}{\eta} \left(\frac{\Delta t}{\Delta \xi} [F_{1,i,j}^{\bar{n}+1} - F_{1,i-1,j}^{\bar{n}+1}] - \frac{\Delta t}{\Delta \eta} [G_{1,i,j}^{\bar{n}+1} - G_{1,i,j-1}^{\bar{n}+1}] + \frac{\Delta t}{\Delta \xi} [F_{1,i,j}^{v^{\bar{n}+1}} - F_{1,i-1,j}^{v^{\bar{n}+1}}] + \frac{\Delta t}{\Delta \eta} [G_{1,i,j}^{v^{\bar{n}+1}} - G_{1,i,j-1}^{v^{\bar{n}+1}}] \right)] / 2 \quad (20)$$

لازم به ذکر است که در روابط فوق $n+1$ و $\bar{n}+1$ بترتیب گام زمانی دو مرحله پیشگویی و مرحله تصحیح می باشد. برای عمومی تر شدن حل، فضای فیزیکی به فضای محاسباتی تغییر می کند. بدین منظور به جای X و Y دو ترم ξ و η استفاده می شود.

همانطور که قبلاً ذکر شده است برای مشاهده برگشت شعله نیاز به کنترل دبی ورودی می باشد اما سؤالی که در اینجا پیش می آید این است که چگونه این کنترل فیزیکی در کد محاسباتی اعمال می شود؟ تکنیکی که در این تحقیق بکار رفته بدین صورت است که، در هر گام زمانی مقدار سرعت محوری در مرز ورودی کاهش پیدا می کند. منتها مقدار این دبی تا حدی کم می شود که شعله حاصل در آستانه ورود به نیمه بالادستی مدل قرار گیرد (در همسایگی ناحیه سوخته شده کسر جرمی محصولات احتراق قابل توجه باشد). در نتیجه مقدار گرادیان بحرانی که بعنوان معیار برای برگشت شعله تعریف می شود بصورت زیر بدست می آید:

$$g_F = - \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)_{r=R} = - \frac{3 \times u[i][JM] - 4 \times u[i][JM-1] + u[i][JM-2]}{2 \text{deta}} \quad (21)$$

در رابطه فوق u سرعت محوری و deta گام مکانی در جهت شعاعی می باشد.

6- نتایج

6-1 تأثیر شعاع لوله بر برگشت شعله

همانطور که در بحثهای فوق توضیح داده شده است برای تعیین معیار برگشت شعله یک گرادیان سرعت بحرانی نزدیک دیواره در $r = R$ تعریف می شود که به g_F معروف است. با توجه به اینکه مقدار سرعت ورودی بداخل محفظه بصورت پارابولیک در نظر گرفته می شود:

¹ - Mc Cormac
² - Correction
³ - Prediction
⁴ - Forward
⁵ - Backward

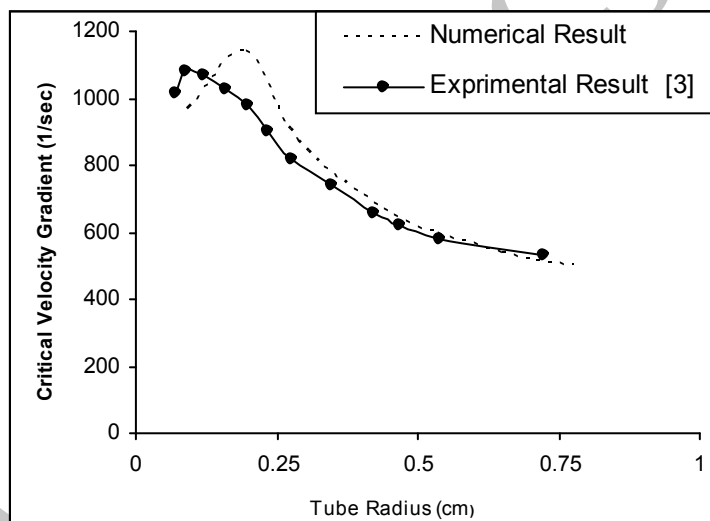
$$u = U_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (22)$$

در ابتدای حل مقدار U_0 طوری در نظر گرفته می شود که یک شعله رو به جلو در قسمت پایین دستی تشکیل شود. بدین منظور از نمودارهای پایداری Lewis [3] برای شعاعهای مختلف، مقدار U_0 انتخاب می شود. که در جدول زیر آورده شده است:

جدول 2- مقدار سرعت محوری ورودی لازم برای ایجاد یک شعله پایدار در یک لوله بر حسب شعاع در شعاعهای مختلف [3]

R (cm)	0.1945	0.2885	0.4395	0.534	0.649
U_0 (cm/s)	43.71	67.79	103.2885	125.49	151.52

حال با توجه به جدول 2 برای هر شعاع داده شده، مقدار U_0 را در هر گام زمانی کاهش داده تا حدی که مقدار کسر جرمی محصولات احتراق در ناحیه بالا دستی قابل ملاحظه شود. در نتیجه طبق رابطه (21) مقدار گرادیان بحرانی بر حسب شعاع در زیر نشان داده شده است:



شکل 3- گرادیان سرعت بحرانی برای برگشت شعله در شعاعهای مختلف در حالت استوکیومتری جریان

همانطور که در شکل 3 بوضوح دیده می شود یک تطابق بسیار خوبی بین کار عددی و نتایج کار تجربی Lewis [3] مشاهده می شود. با توجه به شکل 3 مشاهده می شود که با کاهش شعاع لوله، گرادیان سرعت بحرانی ابتدا افزایش و سپس کاهش شدیدی پیدا می کند. این مشاهدات تئوری ساده گرادیان بحرانی، که مقدار g_F را مستقل از شعاع بیان می کند، رد می کند. از آنجایی که پایداری شعله در جریان آرام در واقع تقابل سرعت سوختن (نرخ انجام واکنش) با نرخ مخلوط ورودی می باشد، می توان گفت، زمانی که شعاع لوله کم باشد مکان شعله (شعله برگشته) بیشتر نزدیک دیواره است و بعلاوه کاهش فعالیت رادیکالها نرخ واکنش نزدیک دیواره ها پایین می باشد لذا مقدار نرخ مخلوط ورودی که لازم است تا با شعله رقابت کند نیز پایین است. ولی با کاهش شعاع لوله پیش مخلوط، جبهه شعله به محور لوله نزدیک می شود (نسبت به حالتی که شعاع کمتر است در گستره بیشتری از همسایگی محور قرار می گیرد) و از آنجایی که بیشترین فعالیت رادیکالها در یک لوله پیش مخلوط متقارن نزدیک محور لوله می باشد، لذا نرخ مخلوط ورودی که لازم است تا با شعله رقابت کند نیز بالا می رود. ولی اگر

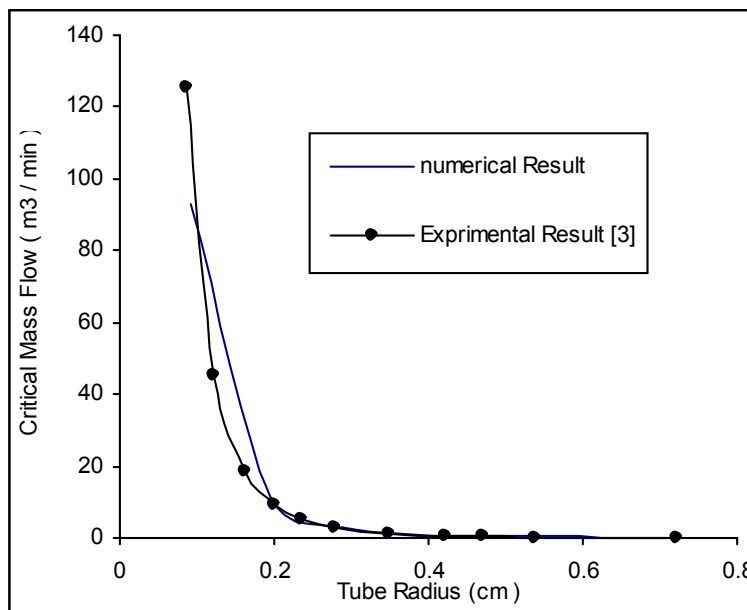
شعاع لوله از حدی کمتر شود اثرات خاموشی¹ غالب گشته و نرخ سوختن نیز افت پیدا می کند و باعث می شود که مقدار g_F به شدت پایین آید.

از طرف دیگر می توان مقدار دبی بحرانی که به ازای آن شعله برمی گردد را نیز محاسبه کرد:

$$Q_f = \int u(r) dA = \int_0^r (2\pi r) U_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) dr$$

$$\Rightarrow Q_f = \frac{\pi g_F}{4 R^3} \quad (23)$$

در نتیجه مقدار دبی بحرانی برای حالت استوکیومتریک بر حسب شعاعهای مختلف در زیر نشان داده شده است:



شکل 4- مقدار جریان بحرانی برای برگشت شعله در لوله برای شعاعهای مختلف در حالت استوکیومتریک جریان

با توجه به شکل 4 مشاهده می شود با افزایش شعاع، مقدار دبی بحرانی ابتدا با شیب تند کاهش یافته سپس مقدار آن تقریباً ثابت می شود.

برای توجیه پدیده فوق باید گفت، شیب تند اولیه مربوط به زمانی است که وضعیت شعله از حالت خاموشی فاصله می گیرد. ولی با افزایش شعاع، طبق بحثهای انجام شده در قسمت گرادیان بحرانی، تقابل بین شعله و جریان نیز کاهش می یابد. لذا مقدار نرخ بحرانی لازم برای اینکه شعله برگشت نکند نیز کاهش می یابد. تا اینکه در شعاع بالاتر از $R = 0.5$ cm مقدار آن بدون تغییر می ماند. لازم به ذکر است که تقابل شعله و جریان در مدلسازی برگشت شعله مربوط به لایه مرزی است و با افزایش شعاع به حد کافی نیاز به ادامه محاسبات نمی باشد.

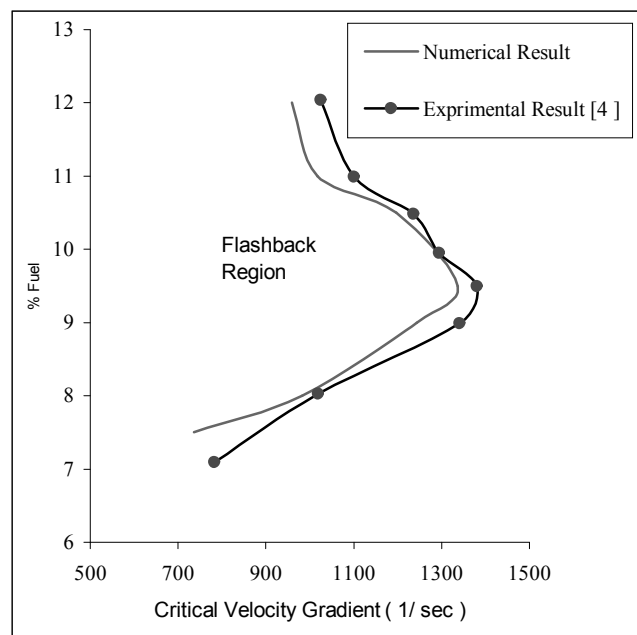
لازم به ذکر است که، آزمایشات لوئیس Lewis [3] با یک مشعل بنسن و برای گاز طبیعی (81.8 درصد متان و 17.7 درصد اتان و 0.5 درصد نیتروژن) و هوا انجام پذیرفته است. جریان هوا و سوخت که توسط مخازن فشرده تأمین می شود، درون یک محفظه پیش اختلاط با یکدیگر مخلوط شده و بعد از عبور لوله پیش اختلاط بطول 0.7 متر و شعاع متغیر 2 تا 7.5 میلیمتر تشکیل شعله صورت می پذیرد. کاهش دبی با تنظیم دبی سوخت برای دیدن برگشت شعله، انجام می شود و مقدار دبی که به ازای آن شعله درون لوله پیش اختلاط وارد می شود، در هر مرحله ثبت می شود.

¹ - Quenching effect

6-2 تأثیر نسبت هم ارزی بر برگشت شعله

در این قسمت، اثرات درصد مولی سوخت بر پدیده برگشت شعله مورد بررسی قرار می گیرد. همچنین ناحیه ای از جریان سوخت که به ازای آن شعله ناپایدار می باشد نیز بدست می آید. این نتایج برای شعاع $R = 0.6 \text{ cm}$ انجام شده و با نتایج حاصل از کار تجربی Mishra [4] مقایسه می شود.

شکل 5 نتایج حاصل از تحلیل عددی انجام گرفته در این تحقیق و کار تجربی Mishra [4] را نشان می دهد.

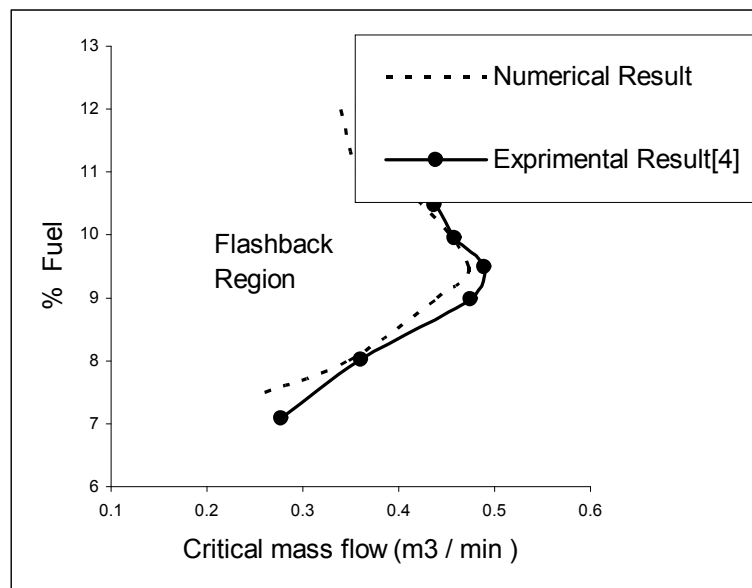


شکل 5 گرادیان سرعت بحرانی برای برگشت شعله برای درصد سوخت مختلف در شعاع $R = 0.6 \text{ cm}$

با توجه به شکل 5 ناحیه سمت چپ نمودار به ناحیه ای از جریان که به ازای آن شعله برگشته است، مربوط می شود. مشاهده می شود که حد برگشت شعله با غلظت سوخت تغییر می کند. و مقدار ماکزیمم مقدار گرادیان بحرانی (حد برگشت شعله) در حالتی است که درصد سوخت اندکی بیشتر از حالت استوکیومتریک است. در توجیه این پدیده می توان گفت که سرعت سوختن متان در نسبت هم ارزی غنی تر از حالت استوکیومتریک، ماکزیمم است.

لازم به ذکر است که برای هر دو حالت غنی و فقیر سوخت (درصد سوخت بیشتر و کمتر از 9.5 درصد) مقدار گرادیان بحرانی با غلظت سوخت کاهش پیدا می کنند. از طرف دیگر با توجه به رابطه (23) می توان مقدار دبی بحرانی که به ازای آن شعله برمی گردد را نیز محاسبه کرد. این نتیجه در شکل 6 نشان داده شده است.

شرایط تجربی آزمایشات میشر [4] Mishra در حقیقت برای یک مشعل بنسن و برای سوخت CNG (95.6 درصد متان و 1.2 درصد اتان و 1.4 درصد دی اکسید کربن و 1.7 درصد نیتروژن) و هوا انجام پذیرفته است. جریان هوای فشرده توسط کمپرسور و جریان سوخت CNG که فشار آن توسط مخزن فشرده تأمین می شود، درون یک محفظه پیش اختلاط با یکدیگر مخلوط شده و بعد از عبور لوله پیش اختلاط بطول 0.5 متر و شعاع 6 میلیمتر تشکیل شعله صورت می پذیرد. نرخ کاهش دبی سوخت بمنظور مطالعه برگشت شعله، توسط وسایل تنظیم دبی انجام می پذیرد. لازم به ذکر است که داده های تجربی حاصل با مشاهده شعله درون لوله پیش مخلوط، بدست آمده اند.



شکل 6- مقدار جریان بحرانی برای برگشت شعله در شعاع $R = 0.6$ cm از لوله

7- نتیجه گیری

در این تحقیق، پدیده گذرای برگشت شعله برای جریان آرام پیش مخلوط در یک لوله مورد مطالعه قرار گرفته است. معادلات حاکم شامل معادلات بقای جرم، بقای اجزاء، بقای ممنتوم و بقای انرژی است، که بروش اختلاف محدود و اسکیم مک کورمک، حل می شوند. تأکید اصلی این تحقیق بر اثرات قطر لوله و نسبت مولی سوخت در مخلوط واکنشی بر برگشت شعله می باشد. از آنجایی که سرعت سوختن متان در نسبت هم ارزی غنی تر از حالت استوکیومتری، ماکزیمم است، مشاهده شده است که ماکزیمم مقدار حد برگشت شعله، در حالتی است که درصد سوخت اندکی بیشتر از حالت استوکیومتری است. از طرف دیگر حد بحرانی برگشت شعله برای هر دو سمت غنی و فقیر سوخت کمتر از حالت استوکیومتری می باشد. همچنین مشاهده شده است که برای نسبت ترکیب معین از مخلوط واکنشی، با افزایش شعاع لوله، احتمال برگشت شعله نیز بیشتر می شود. با مقایسه نتایج این تحقیق و نتایج تجربی، بوضوح دیده می شود که مطالعه فوق را می توان برای طراحی و توسعه وسایل احتراقی تعمیم داد.

مراجع

- 1- Giuliani, F., "Gas Turbine Combustion", Institute for Thermal Turbomachinery Machine Dynamics, Graz University of Technology, Germany (2007).
- 2- Kurdimov, V., Fernandez, E., Truffaut, J.M., "Experimental and numerical study of premixed flame flashback", Proceeding of the Combustion Institute, Vol31, pp.1275-1282, (2007).
- 3- Lewis, B., and Von Elbe, G., "Combustion, Flames and Explosion of Gases", 3rd Ed, Academic Press, Orlando, (1987).
- 4- Mishra.D.P., "Experimental studies of flame stability limit of CNG-Air", Energy Conversion and Management, (2006).
- 5- Lammers, F., A., de Goey, L., P., H., "A Numerical Study of Flashback of Laminar Premixed Flames in Ceramic-Foam Surface Burners", Combustion and Flame Vol 133, pp.47-61, (2003).
- 6- Warnatz, J., Maas, U., and Dibble, R.W., "Combustion and Physical and Chem. Fundamentals, Modeling, Simulation, Experiments, Pollutant Formation", Springer-Verlag, Heidelberg, Germany, (1996).
- 7- Ricard, C.S., "Detailed Numerical Simulation of Laminar Flames", University of Catalunya, Ph.D Thesis(2002).
- 8- Lee S.T., and Tienn, J.S., "Numerical analysis of flame flashback in laminar premixed system", Combustion and Flame, 48:273-285, (1982).
- 9- Anderson, J.D., "Computational Fluid Dynamics, the basics with applications", McGraw-Hill, New York, (1995).
- 10- Patankar, S.V., and Spalding, D.B., "International Journal of Heat and Mass Transfer", 15:1789-1806, (1972).