



مدل‌سازی عددی اغتشاش در جریان احتراقی اسپری دیزل با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ

محمدرضا کشت‌کار، حسن خالقی*، سجاد یزدان‌پرست، محمد خرم‌دل

دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

تاریخچه داوری:

دریافت: ۱۲ آذر ۱۳۹۵

بازنگری: ۲۶ فروردین ۱۳۹۶

پذیرش: ۳۱ اردیبهشت ۱۳۹۶

ارائه آنلاین: ۱۷ خرداد ۱۳۹۶

کلمات کلیدی:

اغتشاش

جریان احتراقی اسپری دیزل

شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ

متوسط‌گیری رینولدز معادلات ناویر استوکس

موتور دیزل

چکیده: در موتورهای دیزل پاشش مستقیم امروزی، فرآیندهای اسپری و احتراق آن، از طریق اختلاط کنترل می‌شوند. در روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (LES) مقیاس‌های بزرگ جریان به‌طور مستقیم حل می‌شوند و مقیاس‌های کوچک مدل می‌شوند، بنابراین اختلاط هوا و بخار سوخت به روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ بهتر پیش بینی می‌شود. در این پژوهش اغتشاش در جریان احتراقی اسپری دیزل با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی (PaSR) بر روی کد EPISO-SPRAY مورد مطالعه قرار می‌گیرد. روش LES بر روی حلگر جریان دوفازی مربوط به این کد اعمال می‌شود که در آن از دیدگاه اولری - لاگرانژی، دینامیک جریان بررسی می‌شود و در نهایت با روش RANS مقایسه می‌گردد. در این پژوهش، به‌منظور شبیه‌سازی اغتشاش در جریان احتراقی اسپری دیزل از مدل‌های زیرشبکه‌ای اسماکورینسکی و اسماکورینسکی دینامیکی و مدل احتراقی PaSR استفاده شده است و نشان داده‌شده که استفاده از شبکه‌ای نسبتاً ریز نتایج قابل قبولی به‌دست می‌دهد. نتایج احتراق اسپری دیزل با دو روش LES و RANS نیز با استفاده از سینتیک تک‌مرحله‌ای با نتایج تجربی گروه آزمایشگاهی سندیا مقایسه گردیده است. مشخصات کلی جریان واکنشی مغشوش اعم از طول نفوذ اسپری سوخت و بخار آن با استفاده از هر دو روش اغتشاشی به‌خوبی پیش‌بینی می‌شود.

۱- مقدمه

در ده‌های اخیر، توجه خاصی به موضوع جریان موتور به عنوان یکی از تحقیقات بزرگ صورت گرفته است. این مسئله به این دلیل است که جریان ناپایای درون موتور بیشترین پیچیدگی‌های اغتشاشی را داراست و دارای تراکم پذیری بالا (به دلیل تغییرات زیاد در محفظه‌ی احتراق و جریان دوفازی غیرهمگن) است. این مسائل با هم مرتبط‌اند و طبیعت به شدت غیرخطی دارند. خصوصیات جریان درون سیلندر موتور می‌تواند بر بسیاری از مکانیزم‌های جریان از جمله طول نفوذ اسپری سوخت، تبخیر و توزیع آن در محفظه‌ی احتراق، پیشروی شعله و اشتعال آن، انتقال حرارت و حتی گردابه‌های مغشوش تأثیر بگذارد. بنابراین انتخاب مدل مناسب برای مدل کردن خصوصیات جریان درون موتور، اغتشاش و واکنش شیمیایی و تأثیر متقابل این دو، بسیار حائز اهمیت است. معادله‌ی $k-\epsilon$ استاندارد با استفاده از فرضیه‌ی بوزینسک برای مدل نمودن اغتشاش درون موتور استفاده شد ولی این مدل برای خصوصیات جریان درون موتور و اغتشاش آن نتایج قابل قبولی نمی‌دهد [۱]. برای جبران نقایص مدل $k-\epsilon$ درون موتور روش‌های مختلفی توسط محققین از سال‌های ۱۹۸۰ تا ۲۰۰۹ انجام شد. مدل‌های غیر خطی (مرتبه دوم و مرتبه سوم) $k-\epsilon$ اولین بار توسط اسپیزاله

[۲] در سال ۱۹۸۷ ابداع و در سال ۱۹۹۶ توسط کرفت^۲ و همکاران [۳] توسعه پیدا کرد. فرضیه‌ی بوزینسک برای ارتباط دادن تانسورهای تنش مغشوش و نرخ کرنش توسعه پیدا کرد و در مدل‌های غیرخطی تابعی از تانسور کرنش و چرخش گردید. این مدل توسط بهزادی و واتکینز^۳ [۴] در سال ۱۹۹۹ در جریان تک‌فازی با استفاده از کد KIVA اعمال گردید. در سال ۲۰۰۹ توسط امینی و خالقی [۵] در جریان احتراقی موتور دیزل مورد استفاده قرار گرفت که با مقایسه با داده‌های تجربی، سرعت و پارامترهای انتگرالی میدان حل به خصوص در اطراف مرزها نسبت به $k-\epsilon$ استاندارد نتایج بهتری ارائه شد. براساس تئوری گروه RNG، مدل $k-\epsilon$ RNG توسط یاخوت^۴ و اسمیت^۵ [۶] توسعه پیدا کرد و در جریان احتراقی اسپری در موتور دیزل توسط هان^۶ و ریتز^۷ [۷] به طور موفقیت‌آمیز قرار داده شد به طوری که با تصحیح معادله‌ی ϵ در جریان احتراق سوخت در موتور دیزل و با در نظر گرفتن اثرات تراکم‌پذیری، پارامترهای احتراق به خصوص تابش دوده و تولید NOx نسبت به داده‌های تجربی بهتر پیش‌بینی شد. توسعه‌ی بیشتر توسط

- 2 Craft
- 3 Behzadi and Watkins
- 4 Yakhot
- 5 Smith
- 6 Han et al
- 7 Reitz

1 Speziale

نویسنده عهده‌دار مکاتبات: khaleghi@modares.ac.ir

فیلیمت به منظور شبیه‌سازی احتراق اسپری دیزل با شبکه‌ی نسبتاً درشت در سال ۲۰۱۳ توسط هو و همکاران^۸ [۱۳] انجام شد. در سال ۲۰۱۳، توسط بکدمیر و همکاران^۹ [۱۴] با روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ به منظور شبیه‌سازی احتراق جت دیزل از سینتیک شیمیایی جدول‌بندی شده^{۱۰} استفاده شد. داده‌های سینتیک شیمیایی جدول‌بندی شده از شبیه‌سازی اشتعال آرام یک شعله‌ی نفوذی یا غیرپیش‌آمیخته^{۱۱} به دست آمده است. همچنین از یک شبکه‌ی غیریکنواخت بی‌سازمان^{۱۲} نیز استفاده شده است تا شبکه‌ی ریزی نزدیک نازل پاشش اسپری دیزل ایجاد شود. زمان تأخیر در اشتعال و جدایش شعله با داده‌های تجربی تطابق خوبی داشته است. اما شکل‌گیری تدریجی شعله خوب ردیابی نشده است. در سال‌های ۲۰۱۳ و ۲۰۱۴ نیز روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ به منظور شبیه‌سازی جریان احتراقی دیزل با به کارگیری مدل احتراقی فیلیمت ناپایا توسط آمین و همکاران^{۱۳} [۱۵] و آمین و آبراهام^{۱۴} [۱۶] مورد استفاده قرار گرفت. در پژوهش آن‌ها، شکل‌گیری شعله ناپایا از اشتعال ناپایدار شعله در ارتفاع جدایش مورد مطالعه قرار گرفت و نتیجه گرفته شد که اشتعال در چندین نقاط داغ نزدیکی جت و پایداری شعله در یک ارتفاع جدایش مشخص اتفاق می‌افتد. نتایج جدایش شعله با نتایج باجاج و همکاران [۱۰] سازگاری دارد. در این پژوهش نیز متفاوت از کارهای گذشته، از مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی و روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ برای شبیه‌سازی اغتشاش در جریان احتراقی اسپری دیزل با استفاده از سینتیک تک‌مرحله‌ای استفاده شده است. به طوری که در پژوهش‌های قبل به ندرت از ترکیب مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی و روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (مدل دینامیکی) به منظور بررسی مشخصات کلی شعله استفاده شده است. نتایج با داده‌های تجربی تطابق نسبتاً خوبی را نشان می‌دهد، به طوری که نتایج شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ با استفاده از شبکه‌ی ریز نسبت به داده‌های تجربی نزدیک‌تر و دقیق‌تر از نتایج رنس است.

۲- معادلات حاکم

۲-۱- معادلات حاکم فاز گازی

تحلیل فاز گازی شامل حل معادلات بقای جرم، مومنتوم، انرژی به علاوه معادلات کسرجرمی بخار سوخت و گونه‌های دیگر است. با توجه به مغشوش بودن جریان، معادلات توربولانس نیز به مجموعه‌ی معادلات اضافه می‌شود. علاوه بر تحلیل جریان تک‌فازی معمولی، باید یک ترم منبع مربوط به فاز قطره به معادلات بقای فاز گاز نیز اضافه شود. تأثیر پارامتر فضای اشغال شده توسط فاز گاز، θ ، که بر مبنای نسبت حجم گاز اشغال شده

کلمن^۱ و منصور [۸] انجام گرفت. با توجه به اهمیت تراکم‌پذیری جریان و ساختارهای مغشوش آن درون موتور، محققین درصدد توسعه‌ی مدل‌های توربولانس برای جریان تراکم‌پذیر برآمدند. انتخاب قراردادی بسیاری از کدهای محاسباتی جریان درون موتور از مدل $k-\varepsilon$ توسط طاهری^۲ [۹] با در نظر گرفتن تراکم‌پذیری تصحیح شد. زمان تأخیر در اشتعال به صورت مدت زمان بین شروع پاشش تا ایجاد اشتعال تعریف می‌شود. این موضوع بر روی بازدهی گرمایی، تولید NOx، تابش دوده و هیدروکربن‌های نسوخته تأثیر می‌گذارد، در مدت زمان تأخیر در اشتعال، سوخت مایع آتمیزه می‌شود، بخار می‌گردد و با گازهای اطراف مخلوط شده و واکنش‌های شیمیایی دما پایین اتفاق می‌افتد. تأخیر در اشتعال معمولاً براساس زمانی که یک دمای مشخص مثلاً بالای ۲۰۰۰ کلوین در موتور مشاهده شود، تعریف می‌شود. در سال ۲۰۱۳، مجموعه‌ای از شبیه‌سازی‌ها با اسپری سوخت π -هیپتان توسط باجاج و همکاران^۳ [۱۰] با استفاده از روش رنس^۴ انجام شد که با داده‌های تجربی مقایسه شد. از یافته‌های آنان چنین نتیجه‌گیری شد که عدم تطابق با داده‌های تجربی برای مودری که درصد اکسیژن پایین و چگالی محفظه بالاست، بیشترین است و تفاوت‌ها با داده‌های تجربی به دلیل نامناسب و ناکافی بودن مدل سینتیکی کاهش یافته و ضعف مدل تأثیر متقابل واکنش شیمیایی و توربولانس است. اگر هدف فقط این باشد که ارتفاع جدایش شعله و زمان تأخیر در اشتعال از شبیه‌سازی پیش‌بینی شود، مدل‌های رنس با به کارگیری مدل فیلیمت ناپایا کافی به نظر می‌رسد [۱۱]. در حقیقت، حتی پیش‌بینی NOx و دوده نیز به طور کمی معقول به نظر می‌رسد. پیش‌بینی NOx و دوده وابسته به طبیعت ساختارهای ناپایای جت مغشوش است. علاوه بر این، تأثیرات زمانی ساختارهای مغشوش با مقیاس بزرگ باعث تأثیر بر روی اختلاط و نتیجتاً ساختارهای NOx و دوده می‌شود. در مدل‌های رنس قابلیت نمایش این تأثیرات وجود ندارد ولی در روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ^۵ این امکان وجود دارد. در زمینه‌ی شبیه‌سازی احتراق اسپری دیزل با استفاده از این روش کارهای مختلفی صورت گرفته است که مروری بر کارهای انجام‌شده در این حوزه را می‌توان در پژوهش آبراهام [۱۲] بررسی نمود. در سال ۲۰۰۷ شبیه‌سازی احتراق اسپری دیزل توسط هری و همکاران^۶ [۱۱] با استفاده از کد KIVA-LES و با به کارگیری مدل احتراقی اتلاف گردابه^۷ انجام شد. تفاوت‌های قابل توجهی در نمودار نرخ آزادسازی انرژی نسبت به داده‌های تجربی مشاهده شد. ساختار متوسط شعله و جت به طور قابل قبول ردیابی شد. تفاوت قابل توجه در نرخ آزادسازی انرژی با داده‌های تجربی به دلیل استفاده از شبکه‌ی نسبتاً درشت بود که باعث شد تمام مقیاس‌های نمودار انرژی به طور کامل ردیابی نشود. استفاده از مدل

8 Hu et al.

9 Bekdemir et al

10 Tabulated Chemical Kinetics

11 Non-Premixed

12 Non uniform unstructured grid

13 Ameen et al

14 Ameen and Abraham

1 Coleman

2 El Tahry

3 Bajaj et al

4 Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS)

5 Large Eddy Simulation (LES)

6 Hori et al

7 Eddy Dissipation Model

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (۶)$$

لزجت توربولانسی (μ_t) نیز با توجه به روش اغتشاشی مدل می‌شود. در معادلات (۴) و (۵) نیز، ضریب K در ترم منبع این معادلات از مدل اختراقی راکتور اختلاط جزئی به دست می‌آید.

۲-۲- معادلات حاکم فاز مایع

اسپری سوخت با تعداد زیادی بسته‌ی قطرات محاسباتی شبیه‌سازی می‌شود که هرکدام از بسته‌ها نمایانگر تعداد زیادی قطره با مشخصات یکسان‌اند. این بسته‌ها در طول زمان و مکان وقتی وارد فاز گازی می‌شوند، با حل معادلات پایه‌ای حاکم بر آن‌ها دنبال می‌شوند. این معادلات به قرار زیر هستند:

۲-۲-۱- معادله‌ی مسیر قطرات

$$u_d = \frac{dx_d}{dt} \quad (۷)$$

$$v_d = \frac{dy_d}{dt} \quad (۸)$$

۲-۲-۲- معادله‌ی مومنتوم قطرات

$$\frac{du_d}{dt} = k_d (\bar{u} + u' - u_d) - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \quad (۹)$$

$$\frac{dv_d}{dt} = k_d (\bar{v} + v' - v_d) - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \quad (۱۰)$$

که در معادلات (۹) و (۱۰)، u' و v' اثر توربولانس فاز گاز توسط سرعت‌های نوسانی بر روی قطرات است و ضرایب عبارتند از:

$$k_d = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g V_{rel}}{\rho_d D_d} \quad (۱۱)$$

در رابطه‌ی (۱۱)، V_{rel} سرعت نسبی بین دوفاز است و عبارتست از:

$$V_{rel} = \sqrt{[\bar{u} + u' - u_d]^2 + [\bar{v} + v' - v_d]^2} \quad (۱۲)$$

مقدار C_D برابر است با:

$$C_D = \begin{cases} 0.44 & \text{Re}_d > 1000 \\ (24 + 3.6 \text{Re}_d^{0.0687}) / \text{Re}_d & \text{Re}_d < 1000 \end{cases}$$

اما در روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، به دلیل اینکه بر اثر عمل فیلترگیری سرعت فیلترشده به دست می‌آید و با توجه به اندازه‌ی شبکه،

در سلول به حجم کل سلول تعریف می‌شود، نیز باید در معادلات حاکم گاز و برای اسپری غلیظ در نظر گرفته شود. معادلات حاکم برای فاز گازی را که شامل معادلات پیوستگی، بقای مومنتوم، انرژی و گونه‌ها می‌باشد، به تفکیک ارائه می‌شود:

الف) معادله‌ی پیوستگی:

$$\frac{\partial(\rho\theta)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\theta u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho\theta v)}{\partial r} = -\frac{\pi}{6} \frac{\rho_d}{\delta t} \sum_k N_{d,k} [(D_{d,k}^{n+1})^3 - (D_{d,k}^n)^3] \quad (۱)$$

ب) معادله‌ی مومنتوم محوری:

$$\frac{\partial(\rho\theta u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\theta u u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho\theta v u)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \theta \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_{eff} r \theta \frac{\partial u}{\partial r}) - \theta \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\pi}{6} \frac{\rho_d}{\delta t} \sum_k N_{d,k} [(D_{d,k}^{n+1})^3 U_{d,k}^{n+1} - (D_{d,k}^n)^3 U_{d,k}^{n+1}] \quad (۲)$$

ج) معادله‌ی مومنتوم شعاعی:

$$\frac{\partial(\rho\theta v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\theta v \phi)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho\theta v v)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \theta \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_{eff} r \theta \frac{\partial v}{\partial r}) - \theta \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\pi}{6} \frac{\rho_d}{\delta t} \sum_k N_{d,k} [(D_{d,k}^{n+1})^3 V_{d,k}^{n+1} - (D_{d,k}^n)^3 V_{d,k}^{n+1}] \quad (۳)$$

د) معادله‌ی بقای گونه‌ها:

$$\frac{\partial(\rho\theta Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\theta u Y_i)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho\theta v Y_i)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} (\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{Y_i}} \theta \frac{\partial Y_i}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{Y_i}} r \theta \frac{\partial Y_i}{\partial r}) + \theta K \dot{\omega}_{Y_i} - \frac{\pi}{6} \frac{\rho_d}{\delta t} \sum_k N_{d,k} [(D_{d,k}^{n+1})^3 - (D_{d,k}^n)^3] \quad (۴)$$

ه) معادله‌ی انرژی:

$$\frac{\partial(\rho\theta h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\theta u h)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho\theta v h)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} (\frac{\mu_{eff}}{\sigma_h} \theta \frac{\partial h}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\frac{\mu_{eff}}{\sigma_h} r \theta \frac{\partial h}{\partial r}) + \theta K \dot{\omega}_h - \frac{\pi}{6} \frac{\rho_d}{\delta t} \sum_k N_{d,k} [(D_{d,k}^{n+1})^3 (C_p T)_{d,k}^{n+1} - (D_{d,k}^n)^3 (C_p T)_{d,k}^{n+1}] \quad (۵)$$

که در معادلات (۱) تا (۵)، ترم‌های آخر ترم‌های منبع به دلیل اثر متقابل دو فاز محسوب می‌شوند، هم‌چنین لزجت مؤثر (μ_{eff}) از جمع لزجت مولکولی و لزجت توربولانسی با توجه به رابطه‌ی (۶) به دست می‌آید:

در همه فرآیندهای احتراق دو بخش وجود دارد:

۱. تغییرات غلظت اولیه از (C_0) تا (C) در اثر واکنش؛
۲. مخلوط شدن غلظت واکنش یافته (C) با غلظت واکنش نیافته (C_0) در اثر اغتشاش که نتیجه، غلظت میانگین (C_1) است. C_1 را می‌توان با استفاده از درون‌یابی خطی بین C_0 و C به دست آورد. بنابراین کل فرآیند را می‌توان به دو مرحله زمانی تقسیم کرد که به طور موازی عمل می‌کنند. شکل ۱ این مسئله را بیان می‌کند.

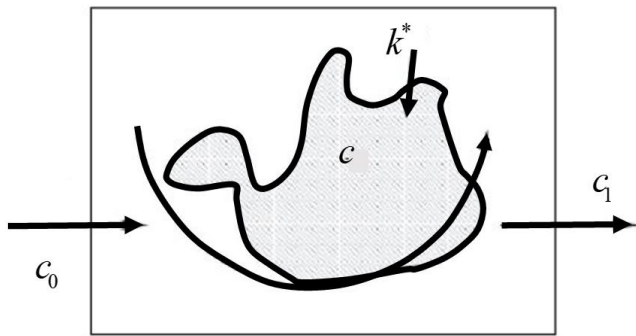


Fig. 1. Conceptual model of PaSR model

شکل ۱: شماتیک مفهومی مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی

چون C_1 مقدار اولیه برای مرحله زمانی بعدی است، زمان بین C_0 و C_1 باید مجموع مراحل یعنی τ باشد. توربولانس C را با C_0 مخلوط می‌کند، اختلاف زمانی بین C و C_1 باید زمان مشخصه‌ای برای توربولانس، τ_{mix} باشد. بنابراین زمان کل واکنش برای مسیر (I) را می‌توان به صورت افزایش زمان مخلوط شدن از τ_c تا τ_{mix} در نظر گرفت.

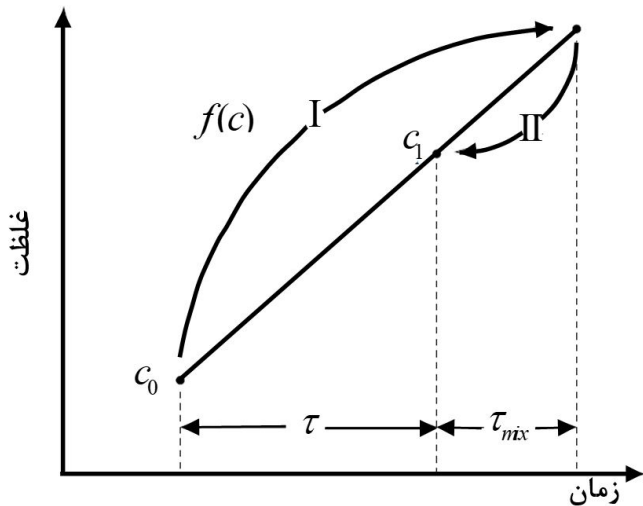


Fig. 2. Different steps of PaSR combustion model [17]

شکل ۲: نمودار مراحل مختلف احتراق در مدل راکتور اختلاط جزئی [۱۷]

با استفاده از شکل ۲ و با فرض این که شیب منحنی با شدت واکنش در ناحیه C مساوی است:

سرعت فیلترشده هر دو مقادیر متوسط و نوسانی را دارا است، لذا در روابط (۹) و (۱۰)، به جای ترم‌های $\bar{u}+u'$ و $\bar{v}+v'$ ، سرعت فیلتر شده یعنی ترم‌های \bar{u} و \bar{v} قرار داده می‌شود.

۲-۲-۳ معادله‌ی جرم قطرات

نرخ تبخیر برحسب جرم یا قطر به صورت عبارت زیر برای یک قطره‌ی مجزا بیان می‌شود:

$$\frac{dm_d}{dt} = -\pi D_d D P_t \ln\left(\frac{P_t - P_{v,\infty}}{P_t - P_{v,s}}\right) \frac{Sh}{RT_m} \quad (13)$$

D ضریب نفوذ، $P_{v,s}$ فشار تبخیر در سطح قطره، $P_{v,\infty}$ فشار تبخیر دور از قطره، P_t متوسط فشار کل قطره و گاز می‌باشد.

۲-۲-۴ معادله‌ی انرژی قطرات

قطره‌ی مایع انرژی خود را از فاز گاز می‌گیرد. سپس این انرژی از قطرات برای افزایش دما و به دست آوردن گرمای نهان تبخیر جهت تبخیر قطرات سوخت گرفته می‌شود.

$$\frac{d(mC_p T)_d}{dt} = \pi D_d K (T_g - T_d) \left(\frac{Z}{e^Z - 1}\right) Nu + Q \frac{dm_d}{dt} \quad (14)$$

که در معادله‌ی (۱۴)، Q گرمای نهان تبخیر و Z ضریب انتقال حرارت را زمانی که انتقال جرم رخ می‌دهد تصحیح می‌کند و عبارتست از:

$$Z = -\frac{C_{pv} \frac{dm_d}{dt}}{\pi D_d k Nu} \quad (15)$$

که در رابطه‌ی (۱۵)، C_{pv} حرارت مخصوص بخار سوخت است.

۲-۳ مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی^۱

در مدل راکتور اختلاط جزئی سلول محاسباتی به دو بخش مجزا تقسیم می‌شود:

۱- ناحیه واکنشی

۲- ناحیه غیر واکنشی

ناحیه واکنشی مانند یک راکتور اختلاط کامل عمل می‌کند و همه اجزاء کاملاً با هم ترکیب می‌شوند، به همین دلیل می‌توان از وجود نوسانات در محاسبات جملات منبع شیمیایی صرف نظر کرد.

سه غلظت متفاوت در راکتور وجود دارد:

۱. غلظت متوسط مخلوط ورودی (C_0)

۲. غلظت مخلوط در حین واکنش (C)

۳. غلظت مخلوط در خروجی راکتور (C_1)

می‌آید در مقیاس‌های کوچک یا زیرشبکه تلف می‌شود، \tilde{k} از رابطه‌ی (۲۱) محاسبه می‌گردد:

$$\tilde{K} = K_{SGS} = (C_1 \Delta^2) |\tilde{S}|^2 \quad (21)$$

در رابطه‌ی (۲۱)، \tilde{K} نرخ کرنش، C_1 برابر مقدار ثابت 0.2×0.2 و Δ اندازه‌ی فیلتر است.

۲-۳-۳- مقیاس زمانی واکنش شیمیایی^۳

مقیاس زمانی واکنش شیمیایی:

۱. یا بر مبنای بیشترین نرخ مصرف سوخت یا اکسیژن است [۱۹]:

$$\frac{1}{\tau_{ch}} = \max\left(-\frac{\dot{\omega}_{fu}}{f_{fu}}, -\frac{\dot{\omega}_{o_2}}{f_{o_2}}\right) \quad (22)$$

۲. یا بر مبنای نرخ تولید آنتالپی است [۲۰]:

$$\frac{1}{\tau_{ch}} = \frac{\dot{\omega}_h}{\Delta H_{combustion}} \quad (23)$$

در این پژوهش روش اول در نظر گرفته شده است. f درصد جرمی اجزا است. برای هر واکنش شیمیایی در حالت کلی روابط (۲۴) تا (۲۹) برقرار است:

$$\sum_{i=1}^N \alpha_{ij}^+ f_i \xleftrightarrow[k_j^-]{k_j^+} \sum_{i=1}^N \alpha_{ij}^- f_i \quad (24)$$

i هر جزء واکنش، j نشان‌دهنده هر واکنش، α_{ij} ضریب استوکیومتریک واکنش، N تعداد اجزا، k ثابت واکنش، علامت (+) برای واکنش رفت و علامت (-) برای واکنش برگشت استفاده شده است. به این ترتیب برای نرخ واکنش خواهیم داشت:

$$RR_j^\pm = k_j^\pm \prod_{i=1}^N [f_i]^{\alpha_{ij}^\pm} \quad (25)$$

$$\dot{\omega}_i = \sum_{j=1}^R (\alpha_{ij}^- - \alpha_{ij}^+) (RR_j^+ - RR_j^-) \quad (26)$$

$$\dot{\omega}_h = \sum_{j=1}^R (-\Delta H_j) (RR_j^+ - RR_j^-) \quad (27)$$

$$\Delta H_j = \sum_{i=1}^N (\alpha_{ij}^+ - \alpha_{ij}^-) [(h_i)_f^{ref}] \quad (28)$$

که $(h_i)_f^{ref}$ گرمای تشکیل جزء i ام در دمای مرجع و R تعداد واکنش‌هاست.

$$\Delta H_{combustion} = \sum_{j=1}^R \Delta H_j \quad (29)$$

$$\frac{C_1 - C_0}{\tau} = \frac{C - C_1}{\tau_{mix}} = f_m(C) \quad (16)$$

و با استفاده از رابطه (۱۶)، غلظت خروجی از راکتور با در نظر گرفتن بقاء جرم به دست می‌آید:

$$C_1 = k^* C + (1 - k^*) C_0 \quad (17)$$

$$k^* = \frac{\tau}{\tau + \tau_{mix}} \quad (18)$$

۲-۳-۱- اثر متقابل احتراق و اغتشاش^۱

از آن‌جا که در مدل راکتور اختلاط جزئی هر سلول محاسباتی به دو بخش واکنشی و غیر واکنشی تقسیم می‌شود، پس هر کدام از این بخش‌ها با زمان مشخصه‌ای بیان می‌شود و با به دست آوردن این دو مقیاس زمانی (مقیاس زمانی واکنش شیمیایی و مقیاس زمانی اختلاط توربولانس) ضریب \hat{k} در رابطه‌ی (۳۴) به دست خواهد آمد.

۲-۳-۲- مقیاس زمانی اختلاط مغشوش^۲

زمان مشخصه τ_{mix} بیان‌کننده مراحل تبادل بین مواد اولیه، مخلوط واکنش نداده و گازهای حاصل از احتراق است. برای به دست آوردن مقدار آن در روش رنس، رابطه‌ی (۱۹) طبق مقیاس زمانی تیلور پیشنهاد شده است:

$$\tau_{mix} = \tau_t = C_{mix} \frac{k}{\varepsilon} \quad (19)$$

k انرژی جنبشی توربولانس، ε نرخ استهلاک انرژی و ν ویسکوزیته سینماتیکی است. C_{mix} عددی ثابت است که بین 0.01 تا 0.3 می‌تواند تغییر کند [۱۷]. اگر τ_{mix} نزدیک به صفر باشد، این بدان معنی است که اختلاط در همه‌ی سلول‌ها کامل است و مدل تقریباً لایه‌ای است، ولی اگر مقدار آن قابل توجه باشد نرخ واکنش برابر نرخ شکست گردابه‌ها خواهد بود و نرخ واکنش کلی در این حالت میانی، شبه هموژن و توربولانس خواهد بود. جهت کوپل احتراق و اغتشاش در روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، مقیاس زمانی طبق رابطه‌ی (۲۰) پیشنهاد شده است [۱۸]:

$$\tau_{mix} = \tau_{LES} = C_{mix} \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{K}} \quad (20)$$

که در رابطه‌ی (۲۰)، \tilde{U}_i لزجت توربولانسی است که با روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ به دست می‌آید و \tilde{K} انرژی جنبشی اغتشاش است که در روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ مجهول است و باید مدل شود، طبق [۱۸] و با توجه به قضیه‌ی آبشار انرژی (یعنی انرژی که از مقیاس‌های بزرگ

1 Turbulence - Chemistry Interaction

2 Turbulent Mixing Time Scale

$$\mu_t = C_s^2 \bar{\Delta}^2 \bar{\rho} |\bar{S}| \quad (37)$$

که $\bar{\rho}$ چگالی، C_s ثابت اسماگورینسکی و $\bar{\Delta}$ پهنای فیلتر شبکه و S تانسور کرنش است. در حالت دو بعدی برای حفظ ابعاد ویسکوزیته گردابه‌ای، اندازه پهنای فیلتر از رابطه $\bar{\Delta} = \sqrt{Area}$ محاسبه شده است. تفاوت روش اسماگورینسکی با روش اسماگورینسکی دینامیکی در این است که ضریب C_s^2 با C_d جایگزین می‌گردد. بر خلاف C_s^2 که یک ضریب ساده است و بر اساس تئوری برای تمام نقاط و در تمام لحظه‌ها یک مقدار ثابت می‌گیرد، ضریب C_d تابعی از جریان حاکم است و بسته به الگوی جریان در هر نقطه و زمان متفاوت است. محاسبه‌ی ثابت دینامیکی C_d در مدل دینامیکی وجه تمایز این روش با روش اسماگورینسکی ساده است. در واقع در مدل لیلی^۱ [۲۲] سعی می‌شود تا بهینه‌ترین ثابت از طریق روش حداقل‌رسانی مجذورات^۲ محاسبه شود. این ضریب از رابطه‌ی (۳۸) حاصل می‌گردد:

$$C_d = \frac{\langle L_{ij}^d M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} = \frac{\langle L_{xx}^d M_{xx} + 2L_{xy}^d M_{xy} + L_{yy}^d M_{yy} \rangle}{\langle M_{xx} M_{xx} + 2M_{xy} M_{xy} + M_{yy} M_{yy} \rangle} \quad (38)$$

در ابتدا باید متذکر شد که $\langle \rangle$ به فرآیند متوسط‌گیری بر اساس مقادیر خود سلول و سلول‌های همسایگی اشاره دارد. L_{ij}^d به ترتیب معادله‌ی (۳۹) تعریف می‌گردد و به بخش دیویاتوریک تانسور تنش لئونارد اشاره دارد:

$$L_{ij}^d = L_{ij} - \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij} \quad (39)$$

$$L_{ij} = \frac{\overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j}}{\bar{\rho}} - \frac{\overline{\rho \tilde{u}_i} \overline{\rho \tilde{u}_j}}{\bar{\rho}} \quad (40)$$

علامت (-) به مقدار متوسط‌گیری شده یک خاصیت با استفاده از فیلتر آزمایشی (یا فیلتر صریح) اشاره دارد و M_{ij} به صورت رابطه‌ی (۴۱) تعریف می‌شود:

$$M_{ij} = \alpha_{ij} - \bar{\beta}_{ij} \quad (41)$$

$$\alpha_{ij} = -2\bar{\rho} \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \left(\bar{S}_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \bar{S}_{kk} \right) \quad (42)$$

$$\beta_{ij} = -2\bar{\rho} \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tilde{S}_{kk} \right) \quad (43)$$

$$\bar{\beta}_{ij} = -2\bar{\rho} \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \left(\bar{S}_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \bar{S}_{kk} \right) \quad (44)$$

$\bar{\Delta}$ برابر است با پهنای فیلتر آزمایشی که در روش دینامیکی مورد استفاده قرار می‌گیرد و باید بزرگ‌تر از پهنای فیلتر شبکه $\bar{\Delta}$ باشد. در اینجا رابطه

نرخ مصرف سوخت از رابطه‌ی آرنیوس با استفاده از رابطه‌ی (۳۰) به دست می‌آید:

$$\dot{\omega}_{chemical} = A \exp\left(\frac{-E_a}{R_u T}\right) C_{fuel}^\alpha C_{O_2}^\beta \quad (30)$$

R_u ثابت جهانی گازهاست و مقادیر E_a و A با توجه به نوع سوخت، از منابع مختلفی از جمله [۲۱] قابل استخراج است، واکنش مورد استفاده در این برنامه‌ی کامپیوتری (EPISO-SPRAY)، احتراق یک مرحله‌ای سوخت هیدروکربنی n-dodecan با فرمول شیمیایی $C_{12}H_{26}$ است، مقادیر E_a و A در این برنامه از کد KIVA به دست آمده است [۲۱]. همچنین KIVA، α و β را مقادیری به غیر از مقادیر استوکیومتریک پیشنهاد می‌کند و در مورد توان ($A=3 \times 10^{11}$) هم انتخاب صحیح را به بررسی هندسه منوط می‌داند.

$$A = 3 \times 10^{11}, \frac{E_a}{R} = 15100, \alpha = 0.25, \beta = 1.5 \quad (31)$$

با توجه به کار مربوط به نزدیک [۱۷]، ترم منبع در معادلات انتقال کسر جرمی گونه‌های سوخت و اکسیژن در مدل راکتور اختلاط جزئی به صورت روابط (۳۲) و (۳۳) به دست می‌آید:

$$S_{fuel} = \alpha (\hat{k} \dot{\omega}_{fuel}) \quad (32)$$

$$S_{O_2} = \beta (\hat{k} \dot{\omega}_{O_2}) \quad (33)$$

در معادله‌های (۳۲) و (۳۳)، ضریب \hat{k} با توجه به مدل راکتور اختلاط جزئی و اثبات نزدیک [۱۷]، به صورت رابطه‌ی (۳۴) محاسبه می‌گردد:

$$\hat{k} = \frac{\tau_{chemical}}{\tau_{chemical} + \tau_{mix}} \quad (34)$$

اگر مقیاس زمانی واکنش شیمیایی $\tau_{chemical}$ از مقیاس زمانی اختلاط توربولانس τ_{mix} بسیار بزرگ‌تر باشد، آنگاه $\hat{k} \approx 1$ که در این صورت بیشتر خروجی راکتور از ناحیه واکنشی خواهد بود. ترم منبع معادله‌ی انرژی نیز به صورت رابطه‌ی (۳۵) به دست می‌آید:

$$S_{h_s} = (\hat{k} \dot{\omega}_{fuel}) \Delta H_{Combustion} \quad (35)$$

۲-۴ مدل اغتشاش جریان

در این نوشتار روش اسماگورینسکی دینامیکی [۲۰ و ۲۱] برای مدل‌سازی ترم زیر شبکه مورد استفاده قرار گرفته است که:

$$\tau_{ij}^{sgs} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk}^{sgs} = -2\mu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tilde{S}_{kk} \right) \quad (36)$$

در مدل اسماگورینسکی ساده ویسکوزیته گردابه‌ای بر اساس معادله‌ی (۳۷) محاسبه می‌شود:

1 Lilly
2 Least Square method

$\bar{\Delta} = \bar{\Delta}$ مورد استفاده قرار گرفته است [۲۲].

همچنین از روش غیرصریح اویلر برای ترم زمانی و روش ترکیبی تقریب مرکزی و بالادست^۴ برای تقریب ترم‌های جابه‌جایی و پخشی استفاده شده است. جزئیات بیشتر مربوط به گسسته‌سازی معادلات در پژوهش کشت‌کار و خالقی [۲۴] موجود می‌باشد. معادلات دیفرانسیل معمولی لاگرانژی برای قطرات نیز با روش اویلر منفصل شده‌اند. قطرات ممکن است بر اثر تأثیر نیروهای بین دو فازی که به دلیل سرعت نسبی نسبت به فاز گازی بوجود می‌آید، ناپایدار شوند. بنابراین از مدل شکست قطرات^۵ در جریان فاز گازی پیشنهاد شده توسط ریتز و دیواکار^۶ (۱۹۸۷) [۲۵]، استفاده می‌شود و شامل دو رژیم شکست بگ و استریپینگ^۷ می‌باشد. همچنین، مدل برخورد و به هم پیوستگی^۸ اروکه و براکو^۹ (۱۹۸۰) [۲۶] و مدل برخورد به دیوار^{۱۰} بای و گاسمن^{۱۱} [۲۷] در این کد استفاده شده است.

۲-۷- بررسی نتایج

۲-۷-۱- مقایسه‌ی مدل‌های توربولانسی در مرحله‌ی مکش هوای ورودی به سیلندر

در این قسمت، به منظور صحت‌سنجی عملکرد مدل توربولانسی، جریان ورودی به درون سیلندر با سوپاپ مرکزی و تخت همانند شکل (۳)، تا زاویه‌ی لنگ ۱۸۰ درجه با گام زمانی ۶/۹۴ میکروثانیه (معادل ۰/۱۲۵ درجه‌ی لنگ) بررسی می‌شود. نتایج شبیه‌سازی با دو روش رنس (مدل k-ε استاندارد) و روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (مدل اسمگورینسکی دینامیکی) با نتایج تجربی مورس و همکاران وی [۲۸] مقایسه گردیده است. مشابه کار عددی حاضر در این قسمت یعنی بررسی جریان هوا در مرحله‌ی مکش در موتور دیزل را می‌توان در کار خرم دل و خالقی [۲۹] نیز مشاهده نمود، با این تفاوت که در کار عددی آن‌ها از مدل اسمگورینسکی استفاده شده است، در حالی که در این پژوهش از هر دو مدل استفاده شده است. ایشان در این پژوهش نتایج حاصل از این دو مدل اغتشاشی را مقایسه کرده‌اند و نشان دادند که مدل اغتشاشی اسمگورینسکی نتایج دقیق‌تری را در مقایسه با مدل k-ε برای شبیه‌سازی جریان درون سیلندر ارائه می‌دهد. برای انتخاب اندازه‌ی شبکه باید اعتبارسنجی عددی انجام گردد.

به منظور بررسی استقلال از شبکه پروفیل سرعت در مقطعی به فاصله‌ی ۱۰ میلی‌متر از سرسیلندر و در زاویه‌ی لنگ ۳۶ درجه (در مرحله‌ی مکش هوا به درون سیلندر) با شبکه‌های ۸۰×۳۰، ۱۲۰×۴۵، ۲۴۰×۹۰ و ۳۶۰×۱۳۵ و گام زمانی ۰/۱۲۵ درجه‌ی لنگ بررسی می‌گردد.

با بررسی انجام شده، نشان داده شد که استفاده از شبکه‌ی ۲۴۰×۹۰

۲-۵- شاخص کیفیت روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ^۱

شاخص کیفیت روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ یا همان LES_IQ، با نسبت لزجت معشوش به لزجت مولکولی طبق معادله‌ی (۴۵) و (۴۶) ارتباط دارد:

$$LESIQ_v = \frac{K_{resolved}}{K_{total}} = \frac{K_{resolved}}{K_{resolved} + K_{SGS}} \quad (45)$$

$$LESIQ_v = \frac{1}{1 + 0.05 \left(\frac{v + v_t}{v} \right)^{0.53}} \quad (46)$$

LES_IQ عدد بدون‌بعدی بین صفر تا یک است. ثوابت طوری تنظیم می‌شوند تا این نسبت، شبیه به نسبت انرژی جنبشی معشوش مقیاس‌های حل شده به کل (E^{LES}/E^{DNS}) باشد. در صورتی که این نسبت بالاتر از ۰/۸ شود نشان‌دهنده‌ی این است که روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ به درستی کار می‌کند و نسبت ۰/۹۵ و بالاتر نمایانگر DNS است. اگر این نسبت کمتر از ۰/۸ شود باید شبکه به اندازه‌ی ریز شود تا این نسبت بیشتر از ۰/۸ شود، زیرا که این شاخص به اندازه‌ی فیلتر و در نتیجه به اندازه‌ی شبکه‌ی محاسباتی وابسته است [۲۳].

۲-۶- روش حل عددی

روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ که در این تحقیق ارائه شده است، در یک برنامه‌ی کامپیوتری شبیه‌سازی اسپری دوفازی EPISO-SPRAY قرار داده شده، که قادر به شبیه‌سازی دینامیک جریان گاز و اسپری در محفظه‌ی داخلی سیلندر موتور احتراق داخلی دیزل با هندسه‌ی تقارن محوری است. خصوصیات فیزیکی فاز گازی براساس معادلات بقا از دیدگاه اولرین به دست می‌آید و انتقال توربولانس جریان با هر دو روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و رنس، مدل می‌شود. جهت کوپل میدان فشار و سرعت از الگوریتم غیرتکراری و غیرصریح پیرو استفاده شده است. برای مدل کردن جملاتی که به علت وجود احتراق به معادلات اضافه شده‌اند از مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی استفاده می‌شود. فاز مایع با استفاده از مدل تصادفی قطرات مجزا^۱ با در نظر گرفتن مجموعه‌ای از قطرات با خواص یکسان به عنوان بسته‌ی قطرات محاسباتی از دیدگاه لاگرانژی دنبال شده و معادلات بقای جرم، مومنتوم و انرژی برای هر بسته جداگانه حل می‌شود. در ناحیه‌ی آنزکتور، اندازه‌ی قطرات با استفاده از تابع توزیع روزین رامر^۲ به دست می‌آید. معادلات انتقال فاز گازی با روش حجم محدود منفصل شده‌اند،

- 1 Large Eddy Simulation Quality Index
- 2 Stochastic Sample of Discrete Droplets Model (DDM)
- 3 Rosin Rommler

- 4 Hybrid
- 5 Breakup
- 6 Reitz & Diwakar
- 7 Bag & Stripping
- 8 Collision & Coalescence
- 9 Oruke & Bracko
- 10 Wall impaction
- 11 Bai & Gossman

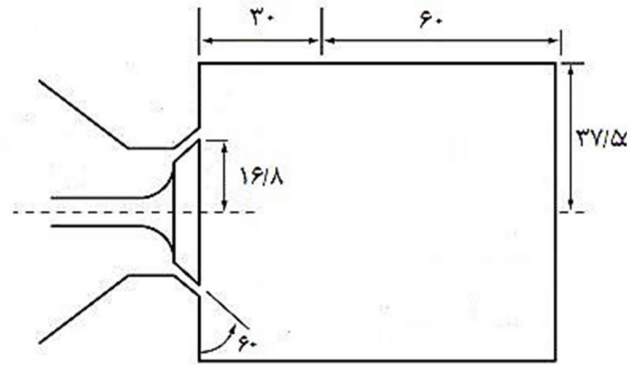


Fig. 3. Engine geometry and specification [28]

شکل ۳: هندسه و مشخصات موتور [۲۸]

نشان‌دهنده‌ی حل مستقل از شبکه است و باتوجه به شکل (۴) با داده‌های تجربی تطابق نسبتاً خوبی با ماکزیمم خطای نسبی کمتر از ۵ درصد دارد. با توجه به پروفیل سرعت به دست آمده در مقاطع مختلف در زوایای لنگ ۳۶ و ۱۴۴ درجه، می‌توان به نتیجه‌گیری زیر رسید:

۱. با توجه به شکل ۴، پروفیل‌های به دست‌آمده با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ تطابق بهتری با داده‌های تجربی نسبت به روش رنس (مدل k-ε استاندارد) دارد و روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ مقدار و محل ماکزیمم و نزدیک دیواره‌ها را بهتر از روش رنس پیش‌بینی می‌کند.
۲. با توجه به شکل ۴، پروفیل‌های به دست‌آمده با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و مدل زیرشبکه‌ی اسماکورینسکی

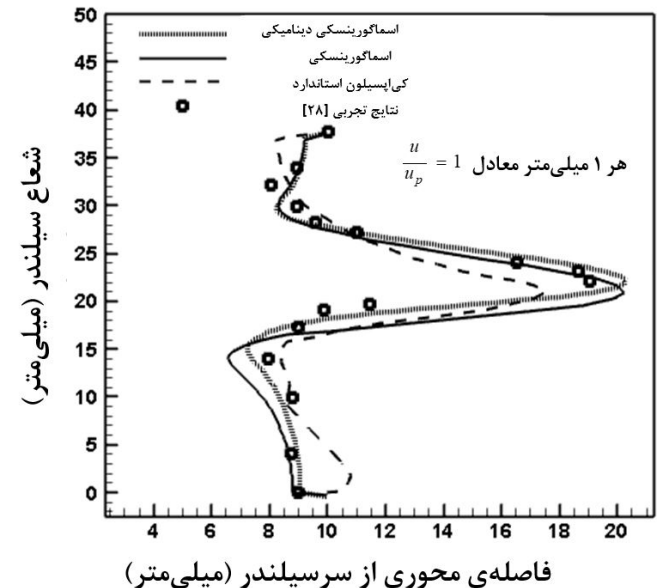


Fig. 4. Comparison of axial velocity profile versus radial distance from axis and in the position of 10 mm from cylinder head at 36 degrees of crank angle with different turbulence models

شکل ۴: مقایسه‌ی پروفیل سرعت محوری بر حسب شعاع سیلندر در مقطع ۱۰ میلی‌متری از سر سیلندر در زاویه‌ی لنگ ۳۶ درجه با استفاده از روش‌های مختلف توربولانسی

۳. دینامیکی تطابق بهتری با داده‌های تجربی نسبت به مدل زیرشبکه‌ی اسماکورینسکی دارد، چون در مدل اسماکورینسکی دینامیکی، ضریب ثابت در مدل اسماکورینسکی (به خصوص در نزدیکی دیواره‌ها) بهتر پیش‌بینی می‌شود.
۴. با توجه به شکل‌های ۴ تا ۶ تابع دیوار استفاده شده در روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (مدل اسماکورینسکی) در این پژوهش، با توجه به تطابق پروفیل‌های سرعت در نزدیکی دیوار در زوایای لنگ ۳۶ و ۱۴۴ درجه، به خوبی تست شده‌اند.
۴. با توجه به شکل ۷، پروفیل جذر متوسط مربع نوسانات سرعت محوری نشان‌دهنده‌ی سطح نوسانات سرعت در این راستا است. هرچه قدر سطح نوسانات سرعت بیشتر باشد، انرژی جنبشی اغتشاشی نیز بیشتر است. در شکل ۷ این پروفیل در زاویه‌ی ۳۶ درجه لنگ در مقطع ۲۰ میلی‌متر از سرسیلندر با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (مدل اسماکورینسکی دینامیکی) رسم شده و با نتایج آزمایشگاهی و روش رنس (مدل k-ε استاندارد) مقایسه شده است و نشان‌دهنده‌ی این است که روش رنس (مدل k-ε استاندارد) در مقایسه با روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (مدل اسماکورینسکی دینامیکی) در پیش‌بینی اغتشاشات ناتوان است.

۲-۷-۲- تغییرات طول نفوذ اسپری در محیط گازی

تغییرات طول نفوذ اسپری در فشارهای ۲۵ و ۴۵ بار و دمای ۶۷۳ کلوین در شکل‌های ۹ و ۱۰ آمده است. هندسه‌ی حل در شکل ۱۱ قابل مشاهده است. صحت‌سنجی طول نفوذ اسپری می‌تواند معیار خوبی از عملکرد صحیح حل عددی باشد، چون طول نفوذ اسپری پارامتری انتگرالی از کل میدان حل است. با بررسی انجام شده، نشان داده شد که استفاده از شبکه‌ی ۴۵ نشان‌دهنده‌ی حل مستقل از شبکه است. در شکل ۸ الگوی دبی پاشش سوخت مورد استفاده در کد براساس عملکرد پمپ انژکتور مورد استفاده در موتور دیزل [۳۰] مشاهده می‌شود. با مقایسه‌ی شکل‌های ۱۳ و ۱۴ مشخص می‌شود که افزایش فشار در یک دمای ثابت طول نفوذ را کم می‌کند. زیرا با افزایش فشار محیط گاز متراکم‌تر شده و اسپری باید در محیط متراکم‌تری نفوذ کند و در نتیجه طول نفوذ کمتری به دست می‌آید. مدل‌های مختلف توربولانسی نیز تأثیر کمی بر طول نفوذ اسپری دارند، چون محیط گازی ساکن بوده و الگوی جریان به دلیل پاشش اسپری شکل می‌گیرد. هم‌چنین این پارامتر از معادلات قطره به دست می‌آید و تأثیرپذیری آن از مدل توربولانسی کم است. همان‌طور که از شکل‌های ۱۳ و ۱۴ مشاهده می‌شود، مقادیر طول نفوذ اسپری در نیمه‌ی ابتدایی حل نسبت به داده‌های تجربی کمتر است (با ماکزیمم خطای نسبی ۱۰ درصد) و سپس در نیمه‌ی دوم حل بیشتر از داده‌های تجربی (با ماکزیمم خطای نسبی کمتر از ۷ درصد) یا برابر آن می‌گردد و هرچه فشار محیط گازی بیشتر می‌شود (از فشار ۲۵ بار به ۴۵ بار) این خطا نیز بیشتر می‌شود.

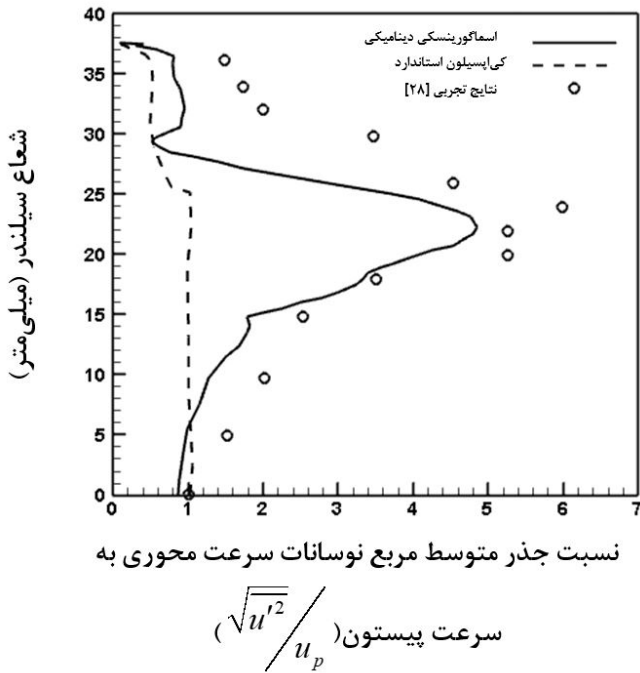


Fig. 7. square root of fluctuations mean square profile versus radial distance from axis and in the positions of 20 mm from cylinder head at 36 degree of crank angle

شکل ۷: پروفیل جذر متوسط مربع نوسانات سرعت محوری در زاویه‌ی ۳۶ درجه لنگ در مقطع ۲۰ میلی متر از سرسیلندر

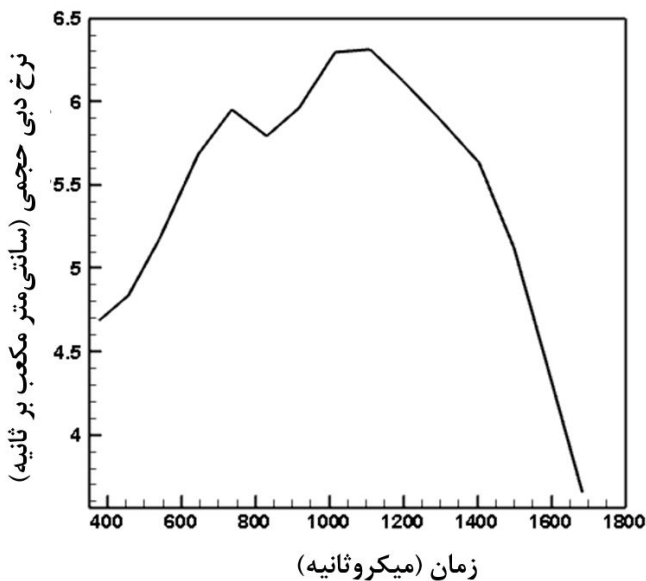


Fig. 8. Volumetric flow rate pattern of fuel versus time

شکل ۸: الگوی دبی حجمی سوخت بر حسب زمان، مورد استفاده در کد

از سرعت قطرات در شبیه‌سازی حاضر است. در نیمه‌ی دوم حل نیز به دلیل وجود بخار سوخت در اطراف جت سوخت، عدم مطابقت معیار در محاسبه‌ی طول نفوذ اسپری (مربوط به لبه‌ی انتهایی جت سوخت) در حل عددی حاضر نسبت به داده‌های تجربی وجود دارد. در این شبیه‌سازی، متوسط طول نفوذ ۵ قطره‌ی آخر به عنوان طول نفوذ اسپری در نظر گرفته شده است، در حالی که در اندازه‌گیری داده‌های تجربی ممکن است از این معیار استفاده نشده باشد.

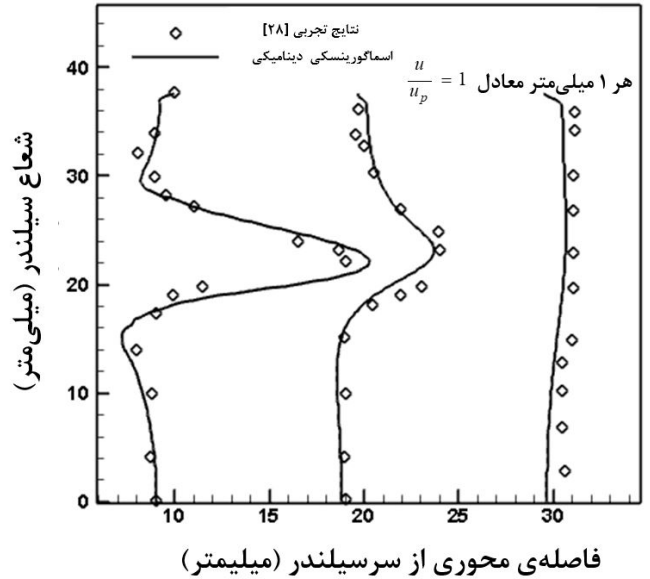


Fig. 5. Comparison of axial velocity profile versus radial distance from axis and in the positions of 10 mm, 20 mm and 30 mm from cylinder head at 36 degree of crank angle using LES method (Dynamic smagorinsky model)

شکل ۵: پروفیل سرعت محوری بر حسب شعاع سیلندر در مقاطع ۱۰، ۲۰ و ۳۰ میلی متر از سر سیلندر در زاویه‌ی لنگ ۳۶ درجه با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (مدل اسماگورینسکی دینامیکی)

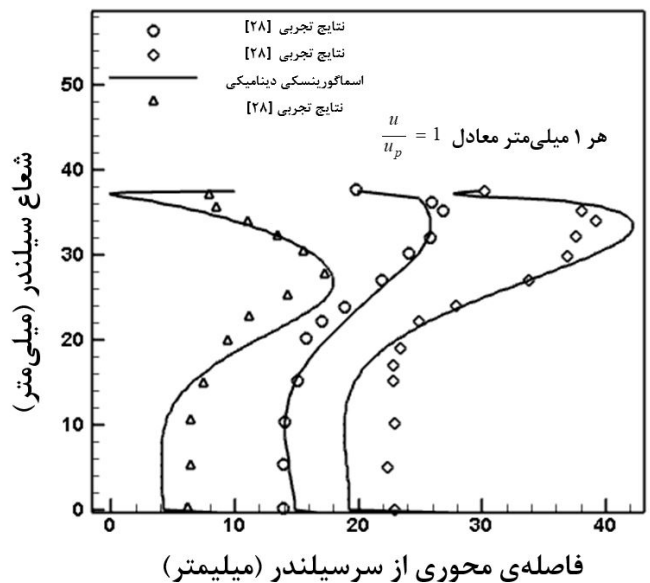


Fig. 6. Comparison of axial velocity profile versus radial distance from axis and in the positions of 10 mm, 20 mm and 30 mm from cylinder head at 144 degree of crank angle using LES method (Dynamic smagorinsky model)

شکل ۶: پروفیل سرعت محوری بر حسب شعاع سیلندر در مقاطع ۱۰، ۲۰ و ۳۰ میلی متر از سر سیلندر در زاویه‌ی لنگ ۱۴۴ درجه با استفاده از روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (مدل اسماگورینسکی دینامیکی)

دلیل حاکم بر نیمه‌ی ابتدایی حل این است که در حل عددی از فرض اتمیزه‌شدن کامل سوخت هنگام خروج از دهانه‌ی انژکتور استفاده شده است، در حالی که در واقعیت هنگامی که سوخت پاشیده می‌شود، مسافت معینی طی می‌کند تا اتمیزه شود. در نتیجه سرعت قطرات سوخت در واقعیت بالاتر

جدول ۱: مشخصات آزمایش تجربی احتراق اسپری دیزل [۳۱]

Table 1. Experimental test of diesel spray combustion [31]

مقادیر	مشخصات آزمایش
۱۰۸	فاصله‌ی جدار تا نازل (mm)
۲۲/۸	چگالی گاز (kg/m ³)
۹۰۰	دمای گاز (K)
۰/۰۹	قطر نازل (mm)
۱۵۰۰	فشار پاشش (bar)
۱/۵	مدت زمان پاشش (ms)
۰	زاویه‌ی پاشش (درجه)
۳۶۳	دمای سوخت (K)
۷۵۰	چگالی سوخت (kg/m ³)
۳/۵	مقدار کل سوخت پاششی (mg)

است که جریان در آن به صورت دو بعدی با تقارن محوری حل می‌شود. شرط مرزی دما برای دیواره‌های سیلندر، همان دمای اولیه‌ی محفظه یعنی ۹۰۰ کلوین در نظر گرفته شده است. انژکتور در مرکز سیلندر و بالای آن قرار دارد و سوخت به صورت متقارن پاشیده می‌شود. همانند آنچه در شکل ۱۱ مشاهده می‌شود. در شکل‌های ۱۲ تا ۱۴ می‌توان کانتور دما و طول نفوذ اسپری مایع و بخار را مشاهده نمود. با توجه به بررسی شاخص کیفیت روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ طبق معادله‌ی (۴۶)، می‌توان نتیجه گرفت که با ریزتر کردن شبکه از شبکه‌ی ۴۵×۴۵ به ۱۵۰×۱۵۰، این شاخص در تمام نواحی حل به جز در نزدیک دیوارها و انژکتور به مقدار ۰/۹۵ افزایش می‌یابد. لذا این شبکه به عنوان شبکه‌ی بهینه انتخاب می‌شود. در شکل ۱۴ طول نفوذ اسپری مایع (متوسط فاصله‌ی ۵ قطره‌ی آخر از انژکتور) و طول نفوذ بخار سوخت (خط کسر جرمی بخار سوخت ثابت و برابر ۰/۰۰۰۵ و هم‌چنین نقطه‌ای بر روی این خط که بیشترین فاصله از انژکتور را دارد) با استفاده از دو روش رنس (مدل k-ε استاندارد) و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (مدل زیرشبکه‌ی اسماکورینسکی دینامیکی) مقایسه شده است. همانطور که از شکل ۱۴ مشاهده می‌شود، نتایج هر دو روش اغتشاشی به داده‌های تجربی با ماکزیمم خطای نسبی ۱۰ درصد نزدیک است و این خطا نیز به دلیل استفاده از سینتیک تک‌مرحله‌ای است و برای کاهش خطا باید مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی را با سینتیک مناسب مورد استفاده قرار داد.

دلیل نوسانات در طول نفوذ اسپری مایع را می‌توان این‌گونه ارزیابی کرد که با پاشش سوخت از دهانه‌ی انژکتور، اسپری در محیط گازی نفوذ می‌کند و چون عدد وبر بسیاری از بسته قطرات در این محیط گازی (با فشار و دمای بالا) از عدد وبر بحرانی شکست قطره بالاتر می‌رود، لذا بسته قطرات وارد رژیم شکست می‌شوند و تعداد قطرات زیاد می‌شود، از طرفی چون فشار و دمای محیط بالاست (با استفاده از مدل تبخیر و مدل احتراقی)، قطرات به سرعت تبخیر می‌شوند و رقابت بین تولید قطره و تبخیر آن باعث نوسانی

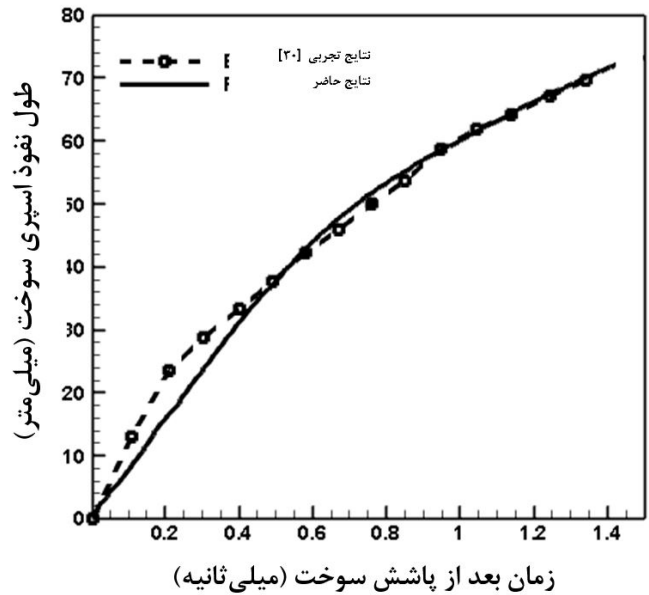


Fig. 9. Spray penetration length profile for temoerature of 673 k and pressure of 25 bar

شکل ۹: تغییرات طول نفوذ اسپری برای دمای ۶۷۳ کلوین و فشار ۲۵ بار

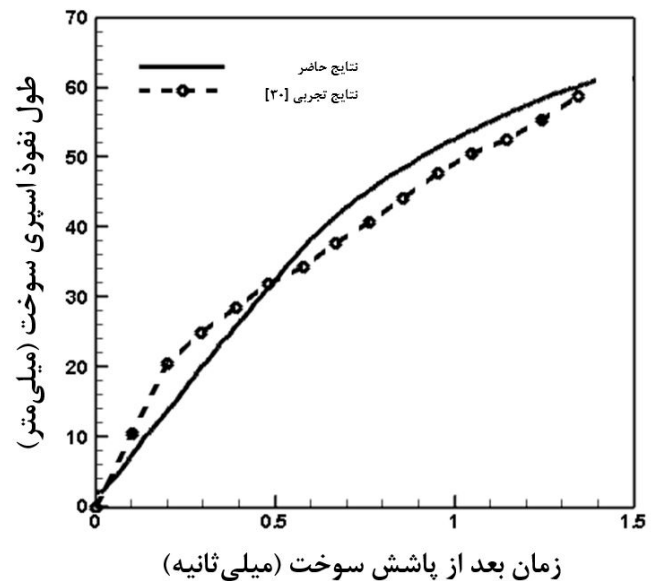


Fig. 10. Spray penetration length profile for temoerature of 673 k and pressure of 45 bar

شکل ۱۰: تغییرات طول نفوذ اسپری برای دمای ۶۷۳ کلوین و فشار ۴۵ بار

نتایج تجربی این آزمایش براساس داده‌های تجربی [۳۰] می‌باشد.

۲-۷-۳- مقایسه‌ی نتایج احتراق اسپری دیزل مربوط به مطالعه‌ی عددی حاضر با نتایج آزمایشگاه سندیا [۳۱]

در این قسمت شبیه‌سازی عددی احتراق اسپری دیزل (سوخت n-Dodecane) با شرایط آزمایش زیر انجام شده است و نتایج شبیه‌سازی با کار تجربی گروه آزمایشگاهی سندیا [۳۱] مقایسه گردیده است.

دامنه‌ی محاسباتی، سیلندری به قطر ۱۰۸ میلی‌متر و ارتفاع ۱۰۸ میلی‌متر

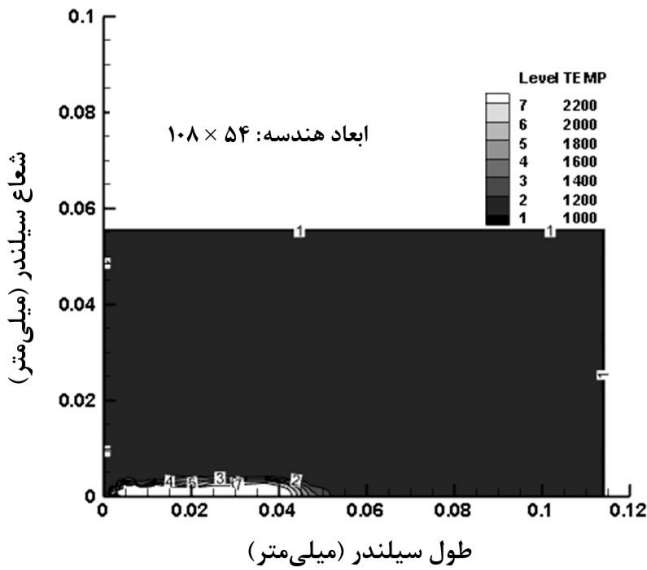


Fig. 13. Temperature contour in the 1 ms after spray using LES method (Dynamic smagorinsky model)

شکل ۱۳: کانتور دما در زمان ۱ میلی ثانیه بعد از پاشش سوخت با استفاده از روش شبیه سازی گردابه های بزرگ (مدل زیرشبکه ای اسماکورینسکی دینامیکی)

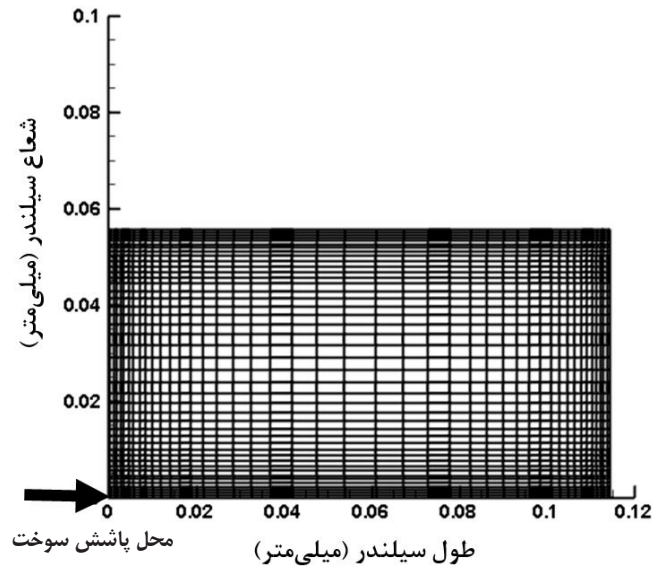


Fig. 11. Experimental test of diesel spray combustion [31]

شکل ۱۱: شبکه محاسباتی

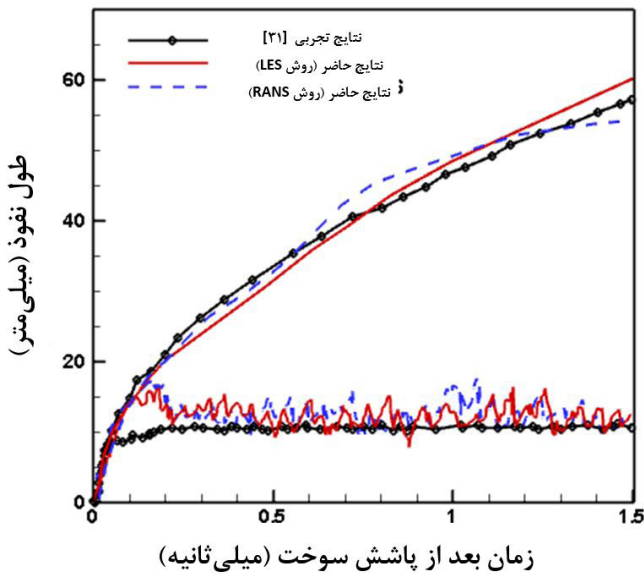


Fig. 14. Comparison of fuel Spray and vapour penetration length profile versus time using RANS method (K-E model) and LES method (Dynamic smagorinsky model) and comparison with experimental data of sandia national laboratory group [31]

شکل ۱۴: مقایسه طول نفوذ اسپری و بخار سوخت با روش رنس (مدل k-ε استاندارد) و شبیه سازی گردابه های بزرگ (مدل زیرشبکه ای اسماکورینسکی دینامیکی) و مقایسه با داده های تجربی گروه آزمایشگاهی سندیا [۳۱]

۳- نتیجه گیری

شبیه سازی اولیه احتراق اسپری دیزل با استفاده از مدل زیرشبکه اسماکورینسکی دینامیکی در روش شبیه سازی گردابه های بزرگ و استفاده از مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی نیز ارائه شد و نشان داده شد که استفاده

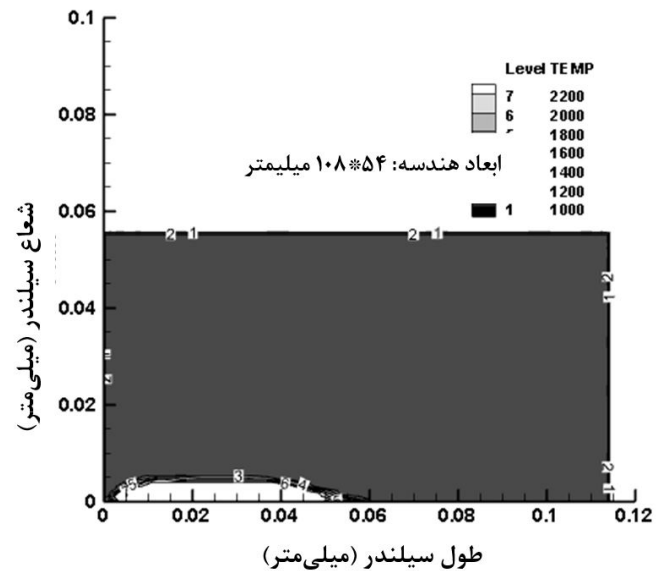


Fig. 12. Temperature contour in the 1 ms after spray injection using RANS method (K-E model)

شکل ۱۲: کانتور دما در زمان ۱ میلی ثانیه بعد از پاشش سوخت با استفاده از روش رنس (مدل k-ε استاندارد)

شدن طول نفوذ اسپری مایع می گردد. این نوسانات در کارهای عددی گذشته در این حوزه از جمله در پژوهش جانگی و همکاران [۳۲] نیز مشاهده می شود. در شکل های ۱۲ و ۱۳ نیز کانتور دما با استفاده از هر دو روش اغتشاشی قابل مشاهده است. همان طور که مشاهده می شود تفاوت این دو کانتور به دست آمده در شکل شعله است. این در حالی است که مقدار کمینه و بیشینه دما در هر دو کانتور یکسان است. گام زمانی ۱/۷۳ میکروثانیه (معادل ۰/۰۳۱۲۵ درجه ی لنگ) نیز برای این آزمایش نشان دهنده ی حل مستقل از گام زمانی است.

دمای قطرات	T_d
زمان	t
دمای فاز گاز	T
سرعت کل قطره	U, V
سرعت محوری قطره	u_d
سرعت‌های نوسانی	u', v'
سرعت فاز گاز	u, v
سرعت شعاعی قطره	v_d
سرعت نسبی بین دو فاز	V_{rel}
مسیر قطرات	x_d, r_d
مختصات	x, r
فاصله‌ی عمودی از دیوار	y

علائم یونانی

ضریب کشش سطح	σ
چگالی فاز گاز	ρ
چگالی فاز مایع	ρ_d
فضای اشغال شده سلول توسط گاز	θ
ضرایب استوکیومتری واکنش	α, β
استهلاک توربولانس	ε
متغیر عمومی	ϕ
لزجت مولکولی	μ
لزجت توربولانسی	μ_t
لزجت مؤثر	μ_{eff}
مقیاس زمانی اختلاط توربولانسی	τ_{mix}
مقیاس زمانی واکنش شیمیایی	$\tau_{chemical}$
تنش برشی	τ
لزجت سینماتیکی	ν

اعداد بی بعد

عدد پراتل	Pr
عدد رینولدز	Re
عدد وبر	We
عدد ناسلت	Nu
عدد اشمیت	Sc
عدد شروود	Sh
عدد وبر بحرانی	We_c
عدد لاپلاس	La

از شبکه‌ی نسبتاً ریز می‌تواند نتایج قابل قبولی به دست دهد در حالی که با استفاده از شبکه‌ی درشت این چنین نیست. نتایج به دست آمده برای طول نفوذ اسپری غیرواکنشی در محیط گازی و پروفیل سرعت فاز گاز در جریان مکش هوای ورودی به سیلندر در زوایای ۳۶ و ۱۴۴ درجه‌ی لنگ جهت اعتبارسنجی کد دوفازی حاضر با داده‌های تجربی مقایسه گردید که نسبت به داده‌های تجربی دارای تطابق نسبتاً خوبی است. نتایج اسپری واکنشی نیز با استفاده از مدل زیرشبکه اسماگورینسکی دینامیکی در روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و استفاده از مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی با نتایج احتراق اسپری دیزل مربوط به کار گروه آزمایشگاهی سندیا [۳۱] مقایسه گردید. با مقایسه‌ی نتایج این آزمایش با داده‌های تجربی می‌توان نتیجه گرفت که نتایج شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ با شبکه‌ی ریز از نتایج مدل رنس بهتر است. به عنوان پیشنهاد می‌توان بیان کرد از آنجا که توسعه مدل احتراقی راکتور اختلاط جزئی بر مبنای استفاده از واکنش‌هایی است که با جزئیات و تعداد بیشتر معادلات در مدل‌سازی به کار می‌رود، لذا برای مشاهده تأثیر بیشتر مدل لازم است احتراق با تعداد بیشتری معادله‌ی واکنش شیمیایی، بررسی شود.

فهرست علائم

c_a	زاویه لنگ
C_{mix}	ثابت مدل احتراق
c_μ	ضریب لزجت توربولانسی
D_d	قطر قطره
D	ضریب نفوذ
f_i	جزء جرمی اجزا
h_s	آنتالپی
i, j	شمارنده
K	انرژی جنبشی توربولانس
\hat{k}	ضریب مدل احتراقی
k_d	ضریب مبین تأثیر توربولانس فاز گاز بر قطرات
$n, n+1$	بیانگر دو سطح زمانی متوالی
N_d	تعداد قطرات
P_{di}	تابع توزیع روزین راملر
P	فشار
S_{h_s}	ترم منبع ناشی از احتراق
ω	نرخ واکنش
S	نرخ کرنش
S_ϕ	ترم منبع
$S_{\phi d}$	ترم مبین انتقال از فاز مایع به گاز

زیرنویس

مربوط به فاز مایع	D
مربوط به فاز گاز	G

منابع

- [13] B. Hu, C.J. Rutland, T.A. Shethaji, A mixed-mode combustion model for large-eddy simulation of diesel engines, *Combustion Science Technology*, 182(9) (2010) 1279-1320.
- [14] C. Bekdemir, L. Somers, L. De Goey, J. Tillou, C. Angelberger, Predicting diesel combustion characteristics with large-eddy simulations including tabulated chemical kinetics, *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2) (2013) 3067-3074.
- [15] M. Ameen, V. Magi, J. Abraham, Modeling the transient structure of reacting diesel jets using large eddy simulation, in: *8th US National Combustion Meeting*, University of Utah, 2013.
- [16] M.M. Ameen, J. Abraham, RANS and LES study of lift-off physics in reacting diesel jets, 0148-7191, *SAE Technical Paper*, 2014.
- [17] P. Nordin, *Complex chemistry modeling of diesel spray combustion*, Chalmers University of Technology, 2001.
- [18] R.J.A. Howard, D. Toporov, *Full-length article: The eddy dissipation combustion model developed for large eddy simulation*, Department of Mechanical Engineering, University of Aveiro, Portugal.
- [19] J. Chomiak, A. Karlsson, Flame liftoff in diesel sprays, in: *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, 1996, pp. 2557-2564.
- [20] J. Karlsson, T. Berglund, J. Chomiak, Modeling of ignition and combustion of high pressure small orifice diesel sprays using a complex chemical model, in: *Proc. of Int. Symp. on COMODIA-94*, 1994, pp. 275-280.
- [21] A. Amsden, *A KIVA program with block-structured mesh for complex geometries*, (1993).
- [22] D.K. Lilly, A proposed modification of the Germanosubgrid-scale closure method, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 4(3) (1992) 633-635.
- [23] M. Klein, J. Meyers, B.J. Geurts, Assessment of LES quality measures using the error landscape approach, in: *Quality and Reliability of Large-Eddy Simulations*, Springer, 2008, pp. 131-142.
- [24] M. Keshtkar, *Numerical Study of Turbulence in Diesel Spray Combustion Using Large Eddy Simulation*, Tarbiat Modares University, 2016.
- [25] R.D. Reitz, R. Diwakar, Effect of drop breakup on fuel sprays, 0148-7191, *SAE Technical Paper*, 1986.
- [26] P. O'rourke, Modelling of drop interactions in thick sprays and a comparison with experiments, *I. Mech. E.*, C, 404(80) (1980) 101-116.
- [27] C. Bai, A. Gosman, Development of methodology for spray impingement simulation, *SAE transactions*, (1995) 550-568.
- [1] M. Fallah, H. Khaleghi, Calculations of flows in reciprocating engine chambers with AMS & K-e models, in: *1st International conference of computational methods in applied mathematics*, Belarus, 2003.
- [2] C.G. Speziale, On nonlinear kl and k-ε models of turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 178 (1987) 459-475.
- [3] T. Craft, B. Launder, K. Suga, Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence, *International Journal of Heat Fluid Flow*, 17(2) (1996) 108-115.
- [4] S. Behzadi, A. Watkins, Flow and turbulence modelling in a motored reciprocating engine using a cubic non-linear k-ε turbulence model, in: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 4*, Elsevier, 1999, pp. 279-288.
- [5] B. Amini, H. Khaleghi, A comparative study of variant turbulence modeling in the physical behaviors of diesel spray combustion, *Thermal Science*, 15(4) (2011) 1081-1093.
- [6] V. Yakhot, L.M. Smith, The renormalization group, the ε-expansion and derivation of turbulence models, *Journal of Scientific Computing*, 7(1) (1992) 35-61.
- [7] Z. Han, R.D. Reitz, Turbulence modeling of internal combustion engines using RNG κ-ε models, *Combustion science technology*, 106(4-6) (1995) 267-295.
- [8] G.N. Coleman, N.N. Mansour, Modeling the rapid spherical compression of isotropic turbulence, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 3(9) (1991) 2255-2259.
- [9] S. EL TAHRY, K-epsilon equation for compressible reciprocating engine flows, *Journal of Energy*, 7(4) (1983) 345-353.
- [10] C. Bajaj, M. Ameen, J. Abraham, Evaluation of an unsteady flamelet progress variable model for autoignition and flame lift-off in diesel jets, *Combustion Science Technology*, 185(3) (2013) 454-472.
- [11] T. Hori, T. Kuge, J. Senda, H. Fujimoto, Large eddy simulation of diesel spray combustion with eddy-dissipation model and CIP method by use of KIVALES, 0148-7191, *SAE Technical Paper*, 2007.
- [12] J. Abraham, *Recent progress in modeling reacting diesel sprays*, (2013).

- [30] A. Yule, S. Mo, S. Tham, S.J.I.-. Aval, London, UK, Diesel spray structure, (1985).
- [31] Available: <https://ecn.sandia.gov/diesel-spray-combustion/>, (December, 2018).
- [32] M. Jangi, R. Solsjo, B. Johansson, X.-S. Bai, On large eddy simulation of diesel spray for internal combustion engines, *International Journal of Heat Fluid Flow*, 53 (2015) 68-80.
- [28] A. Morse, J. Whitelaw, M.J.I.C.D.M.E. Yianneskis, Report FS/78/24, *Turbulent flow measurements by laser doppler anemometry in a motored reciprocating engine*, (1978).
- [29] M. Khorramdel, H. Khaleghi, G. Heidarinejad, M.H. Saberi, Numerical Analysis of In-Cylinder Flow in Internal Combustion Engines by LES Method, *AUT Journal of Mechanical Engineering*, 1(1) (2017) 29-38.

برای ارجاع به این مقاله از عبارت زیر استفاده کنید:

Please cite this article using:

M. R. Keshtkar, H. Khaleghi, S. Yazdanparast, M. Khorramdel, Numerical Study of Turbulence in Diesel Spray Combustion Using Large Eddy Simulation, *Amirkabir J. Mech. Eng.*, 50(4) (2018) 823-836.
DOI: 10.22060/mej.2017.12159.5278

