

بسته‌های نسوخته گازی در تراک‌های با ساختار نامنظم

یاسر محمودی لاریمی^۱، کیومرث مظاهری^{*۲}

تهران - دانشگاه تربیت مدرس

(تاریخ وصول: ۹۱/۰۲/۲۰، تاریخ پذیرش: ۹۱/۰۵/۱۷)

چکیده

در این مقاله ساختار تراک گازی در مخلوط با انرژی فعال‌سازی بالا که دارای ناحیه واکنش آشفته و بسته‌های نسوخته بزرگ در پشت جبهه می‌باشد، با استفاده از شبیه‌سازی دوبعدی در یک کانال، مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین مراحل برخورد موج عرضی و نقطه سه‌گانه با دیواره کانال با استفاده از شبیه‌سازی با دقت بسیار بالا مطالعه می‌شود. منشاء تشکیل بسته‌های نسوخته و مکانیزم مصرف آن‌ها در پشت جبهه تراک نیز مشخص می‌گردد. نتایج نشان می‌دهند که قبل از برخورد با دیواره، هنگامی که نقطه سه‌گانه با دیواره برخورد می‌کند، موج عرضی با بسته نسوخته درگیر می‌باشد. بعد از جدا شدن نقطه سه‌گانه از روی دیواره، موج عرضی با دیواره برخورد می‌کند. بعد از برخورد نقطه سه‌گانه با دیواره، ناحیه واکنش از شوک پیشرو جدا می‌شود و منجر به تشکیل بسته نسوخته بزرگ از گازهای اولیه می‌شود. انرژی آزاد شده از مصرف بسته‌های نسوخته در اثر اختلاط آشفته ناشی از ناپایداری‌های هیدرودینامیکی (ناپایداری ریچمیر- مشکوف و کلونین- هلمولتن) نقش مؤثری در آغاز دوباره تراک در انتهای سیکل سلولی دارد.

واژه‌های کلیدی: تراک گازی، موج عرضی، ناپایداری‌های هیدرودینامیکی، بسته نسوخته.

۱- مقدمه

قدرت‌های مختلف می‌گذرند، را از هم جدا می‌کند. تراک‌ها بر اساس نظم ساختار سلولی به دو دسته تراک منظم و تراک نامنظم تقسیم می‌شوند [۲]. اگر تعداد امواج عرضی در عرض کانال، در مقاطع مختلف از مسیر انتشار تراک ثابت بماند، تراک منظم است. در این صورت ابعاد و اندازه سلول‌های تشکیل شده روی یک فویل دوده اندود بسیار مشابه یکدیگر می‌باشند. تلاش‌های زیادی جهت تعیین ساختار نقطه سه‌گانه در مقاطع مختلف از چرخه سلولی انجام شده است (مانند مراجع [۳-۵]). در تحقیقات گذشته دو دسته‌بندی کلی از ساختار نقطه سه‌گانه مشاهده شده است [۶ و ۱]. تفاوت‌های مشاهده شده به دو نوع

تراک یک موج احتراقی است که شامل یک شوک پیشرو با یک ناحیه واکنش در پشت شوک می‌باشد. شوک باعث تراکم و احتراق گازهای اولیه می‌گردد و بعد از یک زمان تأخیر کوتاه، انرژی حاصل از واکنش احتراق آزاد می‌گردد [۱]. شوک پیشرو شامل موج برخوردی و موج قوی‌تر ماخ استم می‌باشد که در نقطه سه‌گانه با یک موج عرضی که در جهت عمود بر انتشار تراک حرکت می‌کند، با هم برخورد دارند. لایه برشی جریان‌های گازی که از قسمت‌های مختلف شوک پیشرو با

* E-mail: kiumars@modares.ac.ir

۱- دکتری

۲- استاد

موج عرضی منتسب شده‌اند. یک نوع موج عرضی ضعیف، که در آن فقط یک نقطه سه گانه در جبهه تراک به وجود می‌آید. نوع دیگر موج عرضی قوی می‌باشد. در موج عرضی قوی دو نقطه سه گانه وجود دارد. سابوتین [۷] با بررسی تجربی مشاهده نمود که تراک‌های با ساختار منظم دارای امواج عرضی از نوع قوی می‌باشند به طوری که واکنش شیمیایی در پشت این امواج صورت می‌گیرد. اما در تراک‌های با ناپایداری بالا، ساختار سلولی نامنظم و امواج عرضی غیر واکنشی هستند و بسته‌های بزرگ از گازهای نسوخته در پشت جبهه شوک پیشرو تشکیل می‌شود. روش اشلیرن [۸] و روش‌های عددی [۹] در بررسی ساختار ناحیه واکنش در تراک‌های منظم، نشان دادند که شوک پیشرو تمام گازهای عبوری از خود را محترق می‌کند. اما در تراک‌های ناپایدار بسته نسوخته از گازهای اولیه در پشت جبهه مشاهده می‌شود که توسط شوک پیشرو محترق نشدند.

بسته‌های نسوخته یکی از پدیده‌های مهم در ناحیه واکنش تراک‌ها می‌باشند که هم به صورت عددی و هم به صورت تجربی در بررسی‌های گذشته مشاهده شدند [۹-۸]. بر طبق تعریف، بسته نسوخته ناحیه‌ای از گازهای محترق نشده اولیه است که از جبهه شوک پیشرو جدا شده است و در پشت آن قرار گرفته است. بسته‌های نسوخته ممکن است به اندازه سائز سلولی در پشت جبهه باقی بمانند [۴]. اولین بار این بسته‌ها توسط سابوتین [۷] در بررسی تجربی ایشان در تراک‌های ناپایدار مشاهده شده است. وی گزارش نمود که در این نوع تراک‌ها موج عرضی غیر واکنشی و ضعیف می‌باشد. به همین دلیل بسته‌های نسوخته در پشت جبهه تشکیل می‌شود. وی همچنین بیان نمود که در تراک‌های پایدار امواج عرضی واکنشی هستند و بسته نسوخته‌ای در پشت جبهه مشاهده نمی‌شود. سبز پوشانی و مظاهری [۱۰] با شبیه سازی دو بعدی ساختار تراک گازی نشان دادند که در اثر برخورد دو نقطه سه گانه با یکدیگر بسته نسوخته از گازهای اولیه به پشت جبهه منتقل می‌شود. ایشان همچنین گزارش کردند که با افزایش انرژی فعال سازی عمق نفوذ بسته‌ها به پشت جبهه افزایش می‌یابد. اورن و همکاران [۶] بر اساس مشاهدات تجربی و نتایج عددی پیشنهاد نمودند که تأخیر در مصرف بسته‌های نسوخته بر انتشار تراک تأثیر قابل ملاحظه‌ای دارد و ممکن است منجر به خاموشی تراک گردد. گمزو و همکاران [۱۱] با استفاده از شبیه سازی عددی دوبعدی پیشنهاد کردند که مکانیزم مصرف بسته‌های نسوخته در تراک به انرژی فعال سازی مخلوط وابسته می‌باشد. ایشان بیان کردند که در مخلوط‌های با انرژی فعال سازی کم، آغازش خودبخودی بسته‌ها که قبلاً توسط شوک پیشرو متراکم شدند، مکانیزم مصرف بسته‌ها در این نوع تراک‌ها می‌باشد. اما در مخلوط‌های با انرژی فعال سازی بالا انتقال حرارت و جرم از گازهای داغ اطراف از

طریق نفوذ مولکولی منجر به مصرف این بسته‌ها می‌گردد. شارپ [۱۲] با استفاده از شبیه سازی عددی دوبعدی مشاهده نمود که زمانی که یک نقطه سه گانه با دیواره برخورد می‌کند لایه برشی منسوب به نقطه سه گانه از جبهه جدا می‌شود که منجر به تشکیل یک بسته نسوخته می‌گردد. وی همچنین بیان نمود که استفاده از دقت شبیه سازی بسیار بالا و حل معادلات ناویر-استوکس با در نظر گرفتن نفوذ مولکولی برای بررسی دقیق ساختار لازم می‌باشد. مطالعات عددی و تجربی گذشته نشان می‌دهند که ناپایداری‌های هیدرودینامیکی از جمله ناپایداری ریچمیر-مشکوف (RM) ^۱ و کلوین-هلمولتز (KH) ^۲ منجر به تشکیل یک ناحیه اختلاط آشفته از مواد سوخته و نسوخته در پشت جبهه شوک می‌گردند که نقش مهمی را در انتشار تراک‌های با ناپایداری بالا ایفا می‌کنند [۱۵-۱۳ و ۹]. لی [۱۶] گزارش نمود که آشفتگی ^۳ تراکم‌پذیر در اثر برخورد شوک-شوک، شوک-لایه برشی، شوک-گردابه و لایه برشی-لایه برشی منجر به اختلاط آشفته در تراک‌های با ناپایداری بالا می‌شود که نقش مهمی در انتشار این تراک‌ها دارند. شکل گیری و رشد ناپایداری RM توسط محققان زیادی به صورت عددی مورد بررسی قرار گرفته است (مانند مرجع [۱۷]). در این نوع مطالعات، یک شوک، با یک سطح تماس، که دو سیال با چگالی‌های مختلف را از هم جدا می‌کند، برخورد می‌نماید. اگر هر نوع اغتشاش اولیه در سطح تماس دو ماده باشد، عبور شوک باعث تقویت این اغتشاش می‌گردد. مکانیزم اصلی این نوع ناپایداری تشکیل گردابه باروکلینیک می‌باشد که منجر به تشکیل گردابه‌های بزرگ می‌شود. با رشد ناپایداری RM، گردابه‌های کوچک در اثر ناپایداری ثانویه KH شکل می‌گیرند. بررسی‌های تجربی و عددی گذشته (به طور مثال مراجع [۱۵ و ۱۳، ۹]) پیشنهاد نمودند که در ناحیه واکنش تراک‌ها در مخلوط‌های با انرژی فعال سازی بالا، پدیده نفوذ و اختلاط آشفته ناشی از ناپایداری ریچمیر-مشکوف و کلوین-هلمولتز نقش قابل ملاحظه‌ای در مصرف بسته‌های نسوخته دارند. با این وجود تاکنون منشاء تشکیل بسته‌های نسوخته و همچنین مکانیزم مصرف این بسته‌ها و نقش آن‌ها در انتشار تراک‌ها به درستی مشخص نشده است. در این مقاله با استفاده از شبیه سازی عددی با دقت بسیار بالا، جزئیات ساختار تراک در مخلوط‌های با انرژی فعال سازی بالا مورد مطالعه قرار می‌گیرد. از جمله موارد زیر به تفصیل مورد مطالعه قرار می‌گیرند:

الف- ساختار تراک ناپایدار در طی مراحل برخورد نقطه سه گانه و موج عرضی منسوب به آن با دیواره کانال.

ب- مکانیزم تشکیل بسته‌های نسوخته در پشت جبهه تراک.

ج- نقش ناپایداری‌های هیدرودینامیکی در مصرف بسته‌های نسوخته.

1- Richtmyer-Meshkov
2- Kelvin Helmholtz
3- Turbulent

۲- معادلات حاکم و روش حل عددی

۲-۱- معادلات حاکم

معادلات دینامیک گاز و سینتیک شیمیایی حاکم بر تراک‌های گازی با در نظر گرفتن یک سری فرض‌های ساده کننده حل می‌شوند. تاکنون اکثر مطالعات انجام شده در زمینه شبیه‌سازی ساختار تراک با استفاده از معادلات واکنشی اولر صورت گرفته است. شکل بی بعد معادلات دوبعدی واکنشی اولر در یک دستگاه مختصات ساکن، از معادله (۱) به دست می‌آید:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = S \quad (1)$$

در معادلات بالا بردار U بیانگر متغیرهای بقائی، بردارهای F و G شارهای غیر لزج و جمله S بیان کننده بردار جمله‌های منبع می‌باشند. جملات مختلف رابطه (۱) به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$U \equiv \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho \beta \end{bmatrix} \quad F \equiv \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uE + up \\ \rho u\beta \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$G \equiv \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vE + vp \\ \rho v\beta \end{bmatrix} \quad S \equiv \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho W \end{bmatrix}$$

معادلات فوق به ترتیب بیانگر معادله بقای جرم، مومنتوم در جهت x ، مومنتوم در جهت y ، انرژی و β متغیر پیشرفت واکنش می‌باشند. معادله متغیر پیشرفت واکنش با فرض واکنش تک مرحله‌ای برگشت ناپذیر نوشته شده است. در معادلات فوق ρ ، u ، v ، p و T به ترتیب بیانگر چگالی، مؤلفه‌های سرعت ذره در راستای x و y ، فشار و دما می‌باشند. همچنین β متغیر پیشرفت واکنش است که بین یک (برای واکنش گرهای نسوخته) و صفر (برای محصولات احتراق)، تغییر می‌کند. E انرژی داخلی کل بر واحد جرم می‌باشد، که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$E = \frac{p}{\rho(\gamma-1)} + \frac{(u^2 + v^2)}{2} + \beta Q \quad (3)$$

Q گرمای آزاد شده بر واحد جرم و γ نسبت گرمای ویژه می‌باشند. W در رابطه (۲) نشانگر نرخ واکنش $W=d\beta/dt$ بوده که از رابطه آرنیوسی زیر به دست می‌آید:

$$W = -k\beta \exp\left(\frac{-E_a}{RT}\right) \quad (4)$$

E_a انرژی فعال‌سازی، R ثابت گاز ایده‌آل و K ضریب پیش‌نمائی آرنیوس^۱ می‌باشند. فشار، چگالی و دما نیز با استفاده از معادله حالت گاز ایده‌آل به شکل $p=\rho RT$ به یکدیگر مربوط می‌شوند.

۲-۲- شکل بی بعد معادلات حاکم

به منظور بی‌بعد سازی معادلات متغیرهای وابسته با استفاده از خواص مخلوط نسوخته بی‌بعد می‌شوند، به طوری که چگالی با استفاده از ρ_0 و فشار با p_0 بی‌بعد شده‌اند. برای بی‌بعد سازی سرعت، از سرعت صوت در مخلوط نسوخته c_0 به عنوان مرجع کمک گرفته شده است. مقیاس طولی، که به آن طول نیمه واکنش l_{r1} گفته می‌شود، طولی است که توسط یک ذره سیال در مدل ZND^۲ از لبه حمله شوک تا جایی که $\beta=0.5$ است، پیموده می‌شود [۱]. مقیاس زمانی برابر با تقسیم طول نیمه واکنش بر سرعت صوت قرار داده شده است. پارامترهای بی‌بعد به صورت زیر معرفی می‌شوند:

$$\begin{aligned} \bar{p} &= \frac{p}{\gamma p_0} & \bar{\rho} &= \frac{\rho}{\rho_0} & \bar{T} &= \frac{T}{\gamma T_0} \\ \bar{u} &= \frac{u}{c_0} & \bar{v} &= \frac{v}{c_0} & \bar{c}_0 &= \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} \\ \bar{E} &= \frac{E}{c_0^2} & \bar{Q} &= \frac{Q}{RT_0} & \bar{E}_a &= \frac{E_a}{RT_0} \\ \bar{W} &= \frac{l_{1/2} W}{c_0} & \bar{x} &= \frac{x}{l_{1/2}} & \bar{y} &= \frac{y}{l_{1/2}} \\ \bar{t} &= \frac{c_0}{l_{1/2}} t & \bar{k} &= \frac{l_{1/2}}{c_0} k & \bar{\gamma} &= \frac{c_{p_0}}{c_{v_0}} \end{aligned} \quad (5)$$

در نتیجه شکل بی‌بعد معادلات حاکم به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial \bar{y}} = \bar{S} \quad (6)$$

به طوری که

1- Arrhenius
2- Half-Reaction Length
3- Zeldovich- Von Neumann-Doring

$$U_{i,j}^{+n+1} = U_{i,j}^{+n} + \frac{\Delta t}{\Delta x} [F(U_{i-1/2,j}^{+n+1/2}) - F(U_{i+1/2,j}^{+n+1/2})] + \frac{\Delta t}{\Delta y} [G(U_{i,j-1/2}^{+n+1/2}) - G(U_{i,j+1/2}^{+n+1/2})] \quad (12)$$

به طوری که

$$U_{i,j}^{+n} = \int_{\Delta_{i,j}} U(x, y, t) dx dy \quad (13)$$

در رابطه (۱۲) و $F(U_{i,j+1/2}^{+n+1/2})$ و $F(U_{i+1/2,j}^{+n+1/2})$ متوسط زمانی بردارهای فلاکس‌ها (در فاصله زمانی n تا $n+1$) در مرزهای سلول‌ها می‌باشد و به گرادیان‌های متغیرهای جریان هم در جهت عمود و هم در جهت مماس بر مرزها وابسته‌اند. مقادیر $U_{i,j+1/2}^{+n+1/2}$ و $U_{i+1/2,j}^{+n+1/2}$ که در حقیقت متوسط زمانی متغیرهای بقایی جریان روی مرزها در فاصله زمانی n تا $n+1$ و در راستای x و راستای y سلول می‌باشند، با استفاده از حل مسئله ریمن محاسبه می‌شوند. حل معادله (۱۱) به عنوان شرایط اولیه برای حل سیستم معادله معمولی (۱۴) بکار می‌رود.

$$\frac{dU}{dt} = S \quad (14)$$

به منظور دست‌یابی به حل دقت بالا، از شبکه ریز به طور مقطعی در نزدیکی جبهه شوک پیشرو، از شبکه درشت در نواحی دیگر میدان حل استفاده شده است. بدین منظور یک نسخه ساده از روش تطبیق شبکه برگر و کوللا [۲۱] بکار گرفته شده است. دو دسته شبکه یکنواخت در نظر گرفته شده است. کل میدان حل توسط یک شبکه درشت پوشانده می‌شود و شبکه ریز بر روی شبکه درشت در نزدیکی شوک پیشرو استفاده شده است. این روش توسط بقلیو [۲۲] در شبیه‌سازی یک بعدی و دوبعدی و توسط مظاهری [۲۳] در شبیه‌سازی یک‌بعدی تراک گازی مورد استفاده قرار گرفته است. کد حاضر برای شبیه‌سازی یک‌بعدی و دوبعدی تراک گازی در مطالعات گذشته تراک گازی (مانند [۲۳ و ۱۹، ۱۰-۹]) بکار گرفته شده است.

۴-۲- شرایط مرزی و اولیه

مدل در نظر گرفته شده برای شبیه‌سازی، انتشار تراک در یک کانال دو بعدی می‌باشد. جهت انتشار تراک از سمت چپ کانال به سمت راست می‌باشد. با توجه به اینکه فرض می‌شود تراک به مرز سمت راست نمی‌رسد، نیازی به در نظر گرفتن شرط مرزی برای سمت راست کانال نمی‌باشد. برای مرزهای بالا و پایین از شرط مرزی انعکاسی استفاده

$$U \equiv \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho \beta \end{bmatrix} \quad F \equiv \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho u E + u p \\ \rho u \beta \end{bmatrix} \quad (15)$$

$$G \equiv \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho v E + v p \\ \rho v \beta \end{bmatrix} \quad S \equiv \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho W \end{bmatrix}$$

معادله حالت نیز به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$p = \rho T \quad (16)$$

همچنین انرژی کل و نرخ واکنش آرنیوسی نیز از روابط زیر به دست می‌آیند:

$$E = \frac{p}{\rho(\gamma-1)} + \frac{(u^2 + v^2)}{2} + \frac{\beta Q}{\gamma} \quad (17)$$

$$W = -k \beta \exp\left(\frac{-E_a}{T}\right) \quad (18)$$

۳-۲- روش حل عددی

در این مطالعه از روش جداسازی اپراتورها برای برداشتن جمله چشمه از سیستم معادلات حاکم (۱) استفاده شده است [۱۹-۱۸]. ابتدا معادلات اولر غیر واکنشی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = 0 \quad (19)$$

معادله (۱۱) بیانگر معادلات گاز دینامیک اولر دوبعدی در مختصات کارتزین می‌باشد. این معادله با استفاده از روش آپویند تفکیک نشده^۱ کوللا [۲۰] منفصل می‌شود.

رابطه زیر به چگالی اولیه ماده نسوخته اضافه می‌گردد [۱۲]:

$$\rho' = \begin{cases} 0 & x < x_1 \\ 0.25[1 + \cos(\pi y/L)] \sin(\pi(x_1 - x)), & x_1 \leq x \leq x_2 \\ 0 & x > x_2 \end{cases} \quad (16)$$

در رابطه (۱۶)، L پهنای کانال است و x_1 و x_2 ابتدا و انتهای محدوده‌ای از کانال می‌باشند که اغتشاش چگالی در آن قرار داده می‌شود.

۳- شبکه محاسباتی مورد نیاز

قبل از انجام محاسبات برای بررسی دقیق ساختار تراک در مراحل برخورد نقطه سه‌گانه و موج عرضی با دیواره‌ها، لازم است که ابتدا یک تخمین مناسبی از شبکه مورد نیاز در نظر گرفته شود. تجربه نشان داده است که بررسی عددی ساختار تراک گازی می‌تواند تحت تأثیر شبکه محاسباتی قرار گیرد و استفاده از شبکه نامناسب منجر به نتایج غیر فیزیکی از ساختار تراک می‌گردد [۲۷]. هانگ و همکاران [۲۸] در شبیه‌سازی یک‌بعدی تراک اثر شبکه را روی نتایج مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها نشان دادند که حداقل ۲۰ گره در طول نیمه واکنش، برای شبیه‌سازی ساختار تراک با سینتیک یک مرحله‌ای لازم است. دایترینگ مقایسه‌ای بین ساختارهای جبهه تراک به ازای شبکه‌های مختلف انجام داد و مشاهده نمود که ریز ساختارهای موجود در جبهه، در شبکه درشت مشاهده نمی‌شوند، همچنین انحنای مسیر حرکت نقاط سه‌گانه در شبکه ریز بیشتر از شبکه درشت می‌باشد [۲۹].

خخولف با حل عددی دوبعدی معادله اولر به بررسی ساختار تراک در مخلوط‌های با انرژی فعال‌سازی‌های مختلف پرداخت. وی ریز کردن شبکه را تا جایی ادامه داد که بین ساختار تراک به دست آمده از شبکه‌های مختلف تفاوتی وجود نداشته باشد. خخولف گزارش نمود که ساختار کلی تراک در شبکه‌های مختلف، تفاوتی با هم ندارند اما ریزساختارهایی در شبکه ریز وجود دارند که در شبکه درشت مشاهده نمی‌شوند [۳۰]. شبیه‌سازی مشابهی توسط اورن برای بررسی ساختار تراک در مخلوط هیدروژن-اکسیژن انجام شد. وی گزارش نمود که استفاده از شبکه درشت در مخلوط هیدروژن-اکسیژن منجر به پدیدار شدن ساختار نامنظم می‌گردد، به طوریکه علاوه بر دو نقطه سه‌گانه اصلی و قوی در ساختار تراک دو نقطه سه‌گانه ضعیف‌تر نیز در داخل سلول اصلی تشکیل می‌شود [۳۱]. هو و همکاران [۳۲] در شبیه‌سازی دوبعدی ساختار تراک در مخلوط هیدروژن-اکسیژن رقیق شده با آرگون از شبکه‌های مختلفی استفاده نمودند. در این تحقیق مشاهده شد که با ریز کردن شبکه ساختار پیچیده‌تری نسبت به شبکه درشت تشکیل می‌شود. در شبکه درشت فقط ماخ استم، شاک برخوردی و موج عرضی با یک نقطه سه‌گانه، قابل مشاهده هستند، اما در شبکه ریز نقطه سه‌گانه دوم نیز تشکیل می‌شود. شارپ [۱۲] ساختار جبهه تراک و

شده است. منظور از شرط مرزی دیوار انعکاسی، آن است که مؤلفه بردار سرعت جریان عمود بر دیوار صفر است. برای مرز سمت چپ از شرط مرزی دیوار استفاده شده است. برای آغازش مستقیم تراک، از پروفیل موج بلست^۱ که در ابتدای کانال (در سمت چپ) قرار داده شده استفاده گردیده است. پروفیل موج بلست برای آغازش مستقیم تراک در کارهای عددی متعددی استفاده شده است (مانند مراجع [۱۲] و ۲۵- [۲۳]). مشخصات مخلوط مورد بررسی در مطالعه حاضر عبارتند از $Q/RT_0=50$ ، $E_d/RT_0=20$ ، $\gamma=1.2$. اگرچه بررسی‌های عددی گذشته (مانند شارپ [۱۲]) گزارش کردند که تراک در چنین مخلوطی دارای ساختار منظم می‌باشد که بسته نسوخته‌ای در پشت جبهه مشاهده نمی‌شود، اما شبیه‌سازی عددی اخیر محمودی و مظاهری [۹] و مظاهری و همکاران [۱۳] نشان داده است که ساختار تراک در چنین مخلوطی بسیار به دقت شبیه‌سازی وابسته است. به‌طوریکه با دقت کمتر از ۱۲۵ سلول در طول نیمه واکنش، ساختار تراک کاملاً منظم می‌باشد. اما به ازای دقت‌های بیشتر از ۱۲۵ سلول در طول نیمه واکنش ساختار تراک کاملاً نامنظم و بسته‌های نسوخته بزرگ از گازهای اولیه در پشت جبهه تشکیل می‌شود.

هنگامی که یک مقدار انرژی بسیار زیاد در یک محدوده مکانی کوچک در داخل مخلوط نسوخته گازی آزاد می‌گردد، انبساط ایجاد شده در گاز باعث تولید یک موج بلست خیلی قوی می‌شود. مشاهدات تجربی لی [۱۶] نشان داد که انتقال از بلست به یک تراک خوداتکا CJ تنها در صورتی امکان دارد که مقدار انرژی آزاد شده اولیه از یک مقدار بحرانی (انرژی بحرانی) بیشتر باشد. در این شبیه‌سازی، مقدار انرژی آغازش همواره به صورتی انتخاب می‌گردد که منجر به ایجاد یک تراک خوداتکا در کانال شود. موج بلست اولیه می‌تواند دارای قدرت‌های متفاوت یا به بیان دیگر، انرژی بر واحد حجم متفاوت باشد. فرض می‌شود که این موج بلست دارای یک جبهه شوک با عدد ماخ M_s در موقعیت R_s باشد، انرژی اولیه، که در حقیقت همان انرژی آغازش تراک خواهد بود، از رابطه زیر قابل محاسبه است [۲۶]:

$$\frac{E_0}{P_0} = R_s \gamma M_s^2 I \quad (15)$$

در رابطه فوق E_0 انرژی آغازش بوده و I نیز فقط تابعی از γ است و برای $\gamma = 1/2$ مقدار آن $2/622$ می‌باشد. برای تسریع در شکل‌گیری ساختار دوبعدی تراک، نیاز به وارد کردن یک اغتشاش اولیه می‌باشد. اغتشاش اولیه به هر روشی که اعمال گردد، ساختار نهایی تراک در فواصل طولانی از ابتدای کانال مستقل از شرایط اولیه خواهد بود [۱۱]. شارپ و فال یک اغتشاش اولیه در چگالی در ابتدای کانال قرار دادند [۲۷]. در این شبیه‌سازی، از این روش استفاده می‌شود. اغتشاش در چگالی که در جلوی جبهه موج بلست اولیه قرار می‌گیرد به صورت

(۱- الف) نقطه سه‌گانه اولیه، با حرف A نشان داده شده است که محل برخورد ماخ استم اصلی AM، موج برخوردی اولیه AN و موج عرضی اولیه AI می‌باشد. نقاط سه‌گانه ثانویه (مودهای ثانویه) B، C و D که هر کدام موج عرضی، لایه برشی، ماخ استم و شوک برخوردی مربوط به خود را دارند، در شکل مشخص می‌باشند. CD و AC به ترتیب ماخ استم و موج برخوردی مربوط به نقطه سه‌گانه ثانویه C می‌باشند. همچنین می‌توان گفت که CD به عنوان موج برخوردی منسوب به نقطه سه‌گانه ثانویه D می‌باشد. DM ماخ استم مربوط به نقطه سه‌گانه ثانویه D می‌باشد. AB و BN دو قسمت موج برخوردی می‌باشند که به ترتیب ماخ استم و موج برخوردی مربوط به نقطه سه‌گانه ثانویه B می‌باشند. مشاهده می‌شود، جبهه تراک شامل شوک‌های با قدرت و انحنای مختلف می‌باشد. در نتیجه، گازهایی که از این شوک‌ها می‌گذرند دارای خصوصیات متفاوتی از جمله چگالی و سرعت متفاوت می‌باشند. وجود گازهای با خصوصیات مختلف در پشت جبهه سبب تشکیل لایه‌های برشی می‌شود. از طرفی دیگر برخورد دو شوک با زوایای برخورد مختلف منجر به ایجاد شوک انعکاسی عرضی می‌شود (موج عرضی). نهایتاً نقطه برخورد دو شوک با قدرت‌های مختلف با موج عرضی نقطه سه‌گانه ثانویه در جبهه تراک را تشکیل می‌دهد. از جمله، خطوط Cc، Bb و Dd که امواج عرضی مربوط به نقاط سه‌گانه ثانویه می‌باشند [۹]. برخورد نقاط سه‌گانه با دیواره، یک ناحیه با دما و فشار بسیار بالا به وجود می‌آورد که این باعث ایجاد یک جت پر سرعت می‌گردد [۳۳، ۹، ۸] که در شکل (۱- ب) نشان داده شده است. قسمت‌های دیگر ساختار نمایش داده شده در شکل‌های (۱) به صورت زیر می‌باشند: ۱- BS لایه برشی مربوط به نقطه سه‌گانه B می‌باشد که گازهای عبوری از دو قسمت موج برخوردی AB و BN را از هم جدا می‌کند. ۲- VS لایه برشی مربوط به چرخش بزرگ نزدیک به دیواره بالا می‌باشد که گازهای سوخته درون گردابه را از گازهای عبوری از قسمت ضعیف ماخ استم DM می‌گذراند جدا می‌کند. ۳- PS لایه برشی اولیه می‌باشد که گازهای عبوری از ماخ استم اولیه AM و موج برخوردی اولیه AN را از هم جدا می‌کند. ۴- AI موج عرضی اولیه می‌باشد و نقاط k، g، h، e، l بیانگر شکستگی‌های موج عرضی می‌باشند که این موج را به چند قسمت مختلف تقسیم می‌کنند. خط مستقیم Ae و eg شوک‌های ضعیفی هستند که قسمت غیر واکنشی موج عرضی نامیده می‌شوند و قدرت (با داشتن فشار دو طرف موج عرضی قدرت موج عرضی به صورت $S=P_2/P_1$) تعریف می‌گردد که P_2 و P_1 فشار دو طرف موج عرضی می‌باشند که P_2 بزرگ‌تر از P_1 می‌باشد. آن‌ها به ترتیب حدود $0/48$ و $0/72$ می‌باشند. x یک شوک نسبتاً ضعیف می‌باشد که به سمت پایین در لایه برشی اولیه PS منتشر می‌گردد و می‌تواند منجر به افزایش نرخ واکنش در این لایه برشی گردد. برخورد این شوک با لایه برشی اولیه منجر به ایجاد شوک

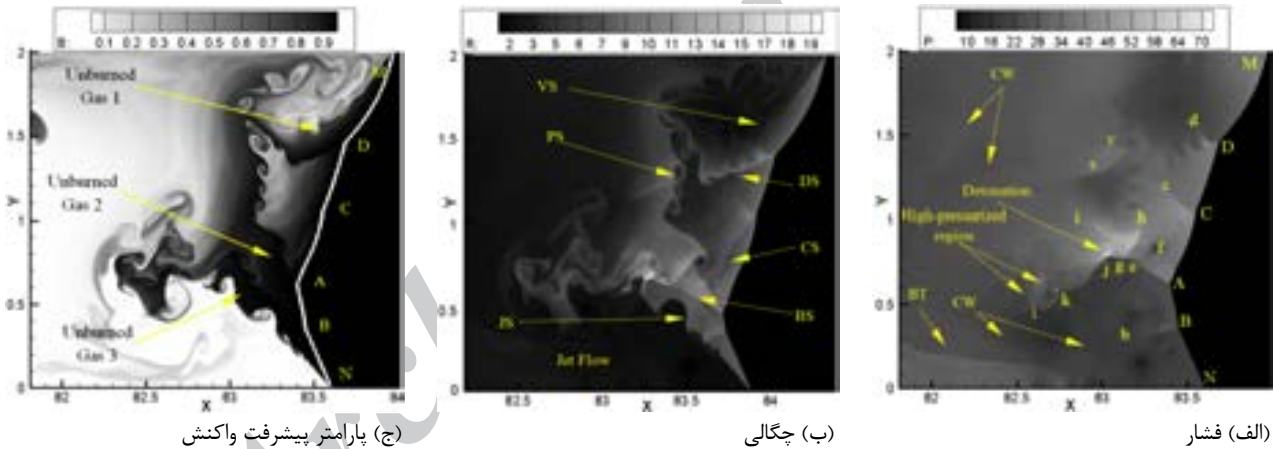
امواج عرضی را با حل عددی معادلات دو بعدی اولر با سینتیک یک مرحله‌ای آرنیوسی مورد بررسی قرار داد و گزارش نمود که برای شبیه سازی دقیق ساختار تراک، حداقل ۲۰ گره محاسباتی در طول نیم واکنش مورد نیاز می‌باشد. شارپ و فال [۲۷] نشان دادند که برای دقت شبیه‌سازی کمتر از ۲۰ سلول محاسباتی در طول نیمه واکنش، شکل‌گیری ساختار، اندازه و درجه منظمی ساختار سلولی به شبکه محاسباتی وابسته می‌باشند. اخیراً محمودی و مظاهری [۹] و مظاهری و همکاران [۱۳] با استفاده از شبیه‌سازی عددی دوبعدی ساختار تراک را با دقت ۲۵ تا ۱۰۰۰ سلول در طول نیمه واکنش مورد بررسی قرار دادند. ایشان گزارش کردند که در تراک‌های ناپایدار حداقل باید از ۱۲۵ سلول محاسباتی در طول نیمه واکنش استفاده شود تا بتوان ساختار آشفته ناحیه واکنش در این نوع تراک‌ها را به خوبی مدل نمود. ایشان همچنین گزارش نمودند که استفاده از شبکه درشت برای شبیه‌سازی این نوع تراک‌ها منجر به ایجاد ساختار منظم و ناحیه واکنش آرام می‌گردد. ایشان استفاده از دقت شبیه‌سازی بسیار بالای ۱۲۵ سلول در طول نیمه واکنش را ضروری دانستند. همچنین نتایج ایشان نشان می‌دهد که به ازای دقت‌های بیشتر از ۱۲۵ سلول در طول نیمه واکنش ساختارهای به دست آمده از نظر کیفی با هم مشابه هستند. از طرفی از آنجائیکه مراحل برخورد نقطه سه‌گانه و موج عرضی در یک ناحیه بسیار کوچک و زمان بسیار کوتاه اتفاق می‌افتد، استفاده از شبکه بسیار ریز ضروری می‌باشد. بنابراین در شبیه‌سازی حاضر از دقت ۲۵۰ سلول در طول نیمه واکنش برای بررسی برخورد نقطه سه‌گانه و موج عرضی با دیواره‌ها در انتهای نیم چرخه اول و دوم استفاده شده است. یک کد اولر دوبعدی به منظور انجام شبیه‌سازی حاضر استفاده شده است. تمام محاسبات بر روی یک پردازشگر خوشه‌ای^۱ موازی شامل شش پردازنده بر اساس حافظه پخش شده انجام شده است، به‌طوریکه میدان محاسباتی به نواحی مختلف تقسیم شده و بین پردازشگرهای مختلف تقسیم شده است. هر پردازشگر دارای مشخصات Intel® Pentium® 4 قدرت پردازش 3.00 GHz و حافظه 1GByte می‌باشد. از کتابخانه MPI به منظور موازی‌سازی کد حاضر استفاده شده است. برای دقت ۲۵۰ سلول در طول نیمه واکنش با دقت‌مضاعف محاسبات حدود پنج هفته طول می‌کشد تا تراک به اندازه ۴۰۰ طول نیمه واکنش منتشر شود.

۴- ساختار تراک نامنظم

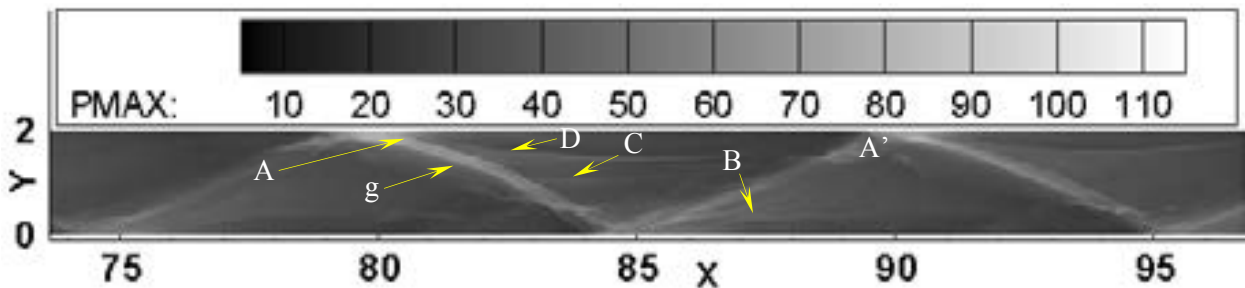
به منظور بررسی ریز ساختارها و ناپایداری‌های هیدرودینامیکی موجود در جبهه تراک، کانتورهای فشار، چگالی و متغیر پیشرفت واکنش جبهه تراک برای مخلوطی با انرژی فعال سازی ۲۰ و دقت شبیه‌سازی ۲۵۰ سلول در hrl در شکل‌های (۱- الف- ج) نشان داده شده است. شکل‌ها نشان می‌دهند که جبهه تراک مجموعه‌ای از شوک‌ها، لایه‌های برشی و امواج فشاری مختلف می‌باشد که باهم اندرکنش دارند. در شکل

مشاهده می‌شود که در تراک‌های نامنظم، قسمت زیادی از گازهای اولیه توسط شوک پیشرو محترق نمی‌شوند و به صورت بسته نسوخته در پشت جبهه تراک قرار می‌گیرند. نتایج فوق نشان می‌دهد که در مخلوط‌های با انرژی فعال‌سازی بالا، جبهه تراک بسیار پیچیده و شامل ریز ساختارهای مختلف و مودهای تراک ثانویه می‌باشد، که منجر به بی‌نظمی ساختار تراک در این مخلوط‌ها می‌گردد. همچنین شوک پیشرو به تنهایی نمی‌تواند تمام گازهای عبوری از خود را محترق کند که این منجر به تشکیل گازهای نسوخته در پشت جبهه شوک می‌شود. شکل (۲) ساختار سلولی تراک در مخلوط مورد نظر را نشان می‌دهد که بر اساس تاریخچه فشار بیشینه در میدان حل که بیانگر خط اثر نقطه سه‌گانه اصلی است، به دست آمده است. مسیر حرکت نقطه سه‌گانه اصلی (A)، نقطه سه‌گانه دوم روی موج عرضی (g) و نقاط سه‌گانه ثانویه (B، C و D) در این شکل کاملاً مشخص می‌باشد. در ادامه به منظور تعیین نحوه شکل‌گیری و مصرف بسته‌های نسوخته و همچنین جزئیات ساختار تراک در مراحل برخورد نقطه سه‌گانه با دیواره در نقطه A مورد بررسی قرار می‌گیرد.

انعکاسی y می‌شود. شارپ [۱۲] نیز وجود شوک x در جبهه تراک را در نتایج عددی خود مشاهده نمود و گزارش نمود که این شوک خود مثل یک تراک رفتار می‌کند. شکل (۲-ج) نشان می‌دهد که مقدار پارامتر پیشرفت واکنش و انحنای شوک در قسمت MD ماخ استم بیشتر از قسمت DC ماخ استم می‌باشد، بنابراین MD ضعیف‌تر از DC می‌باشد. به همین دلیل یک ناحیه نسوخته از گازهای اولیه در پشت موج MD مشاهده می‌گردد که با گازهای نسوخته 1 (Unburned Gas 1) مشخص شده است که بین لایه‌های برشی VS و DS محصور شده است همچنین گازهای نسوخته 2 (Gas 2 Unburned)، مربوط به گازهای پیش‌گرم عبوری از قسمت AB از موج برخوردی می‌باشد. ناحیه نسوخته 3 (Unburned Gas 3) شامل گازهای عبوری از قسمت BN موج برخوردی می‌باشد. مقدار پارامتر پیشرفت واکنش گازهای نسوخته 2 که در پشت قسمت قوی موج برخوردی (AB) قرار دارند، کمتر از مقدار پارامتر پیشرفت واکنش گازهای ناحیه 3 می‌باشند که در پشت قسمت ضعیف از موج برخوردی (BN) قرار دارند.



شکل ۱- ساختار تراک در مخلوط با انرژی فعال‌سازی $E_a/RT_0=20$ ، $Q/RT_0=50$ و $\gamma=1.2$.



شکل ۲- ساختار سلولی تراک بر اساس تاریخچه فشار بیشینه در مخلوط با $E_a/RT_0=20$ ، $Q/RT_0=50$ و $\gamma=1.2$.

۵- برخورد نقطه سه گانه و موج عرضی با دیواره و شکل گیری بسته نسوخته

در این قسمت برخورد نقاط سه گانه با دیواره در تراک با ساختار نامنظم با دقت ۲۵۰ سلول محاسباتی در طول نیمه واکنش مورد بررسی قرار می‌گیرد. شکل‌های (۳) جزئیات ساختار تراک در طی مراحل برخورد با دیواره (نقطه A' مطابق شکل (۲)) را نشان می‌دهند. به منظور مشاهده مراحل برخورد امواج عرضی با لایه برشی و تشکیل بسته‌های نسوخته، کانتورهای چگالی و پارامتر پیشرفت واکنش در این شکل‌ها نشان داده شده‌اند. در شکل (۳-الف) مشاهده می‌شود که قبل از برخورد نقطه سه گانه با دیواره، نقطه سه گانه اصلی A به طرف بالا حرکت می‌کند و در آستانه برخورد با نقطه سه گانه ثانویه B قرار دارد. موج عرضی مربوط به نقطه سه گانه A با لایه برشی منسوب به D برخورد می‌نماید. چنین برخوردی منجر به ایجاد نواحی پرفشار ($p \approx 50$) موضعی می‌گردد. ناحیه نسوخته زبانی شکل که شامل گازهای نسوخته ($\beta = 0.97$) می‌باشد که به درون گازهای کاملاً نسوخته در پشت جبهه گسترش یافته است در شکل (۳-ب) کاملاً مشخص می‌باشد. لایه برشی منسوب به نقطه سه گانه D و لایه برشی منسوب به جت بالا (jsu) این بسته را احاطه کرده‌اند. جریان جت که در اثر برخورد نقطه سه گانه با دیواره پایین در نیم چرخه قبل به وجود آمده نیز در این شکل مشخص می‌باشد. مطابق شکل (۳-ج) نقطه سه گانه اصلی A به نقطه سه گانه ثانویه D می‌رسد و به صورت نقطه سه گانه ترکیبی AD به سمت بالا حرکت می‌کند تا با دیواره بالایی برخورد کند. مقایسه شکل (۳-د) با شکل (۳-ج) نشان می‌دهد که اندازه جریان جت نزدیک دیواره پایین بزرگ‌تر شده است. این بیانگر رشد سریع ناپایداری ریچمیر-مشکوف (RM) در بزرگ شدن اندازه جت می‌باشد. بزرگ شدن جت، منجر به کشانده شدن بیشتر گازهای نسوخته لایه برشی به درون جت شده است و مشاهده می‌شود که در شکل (۳-د) تقریباً تمام گازهای درون لایه برشی مصرف شده‌اند. به علاوه با توجه به شکل (۳-ج)، برخورد موج عرضی با بسته نسوخته باعث شکسته شدن موج عرضی اصلی به چند شوک کوچک می‌شود و همچنین انفجارهای ضعیفی در اثر این برخورد به وجود می‌آید. برخورد قسمت واکنشی و قوی موج عرضی با لایه برشی جریان جت بالایی (jsu در شکل (۳-ج)) منجر به انفجار موضعی اولی می‌شود. از طرفی برخورد اول با بسته نسوخته، منجر به تشکیل امواج انعکاسی R1 و R2 می‌شود. برخورد موج R1 با لایه برشی اصلی، ناحیه فشار بالای دوم در بسته نسوخته را ایجاد می‌کند. اگرچه نواحی فشار بالا، در محل برخورد موج عرضی با مرز بسته‌های نسوخته مشاهده می‌شود، با این وجود در شکل (۳-د)، مشاهده می‌شود که این انفجارها تأثیر چشمگیری در نرخ سوختن گازهای درون بسته و شکل بسته نسوخته ندارند. در نتایج تجربی رادلسکو و همکاران [۱۴] افزایش واکنش شیمیایی در نواحی برخورد موج عرضی با لایه‌های برشی مشاهده شد، ولی آن‌ها گزارش کردند که برخورد امواج عرضی با

بسته‌های نسوخته شکل آن‌ها را تغییر نمی‌دهد و تأثیر قابل ملاحظه‌ای در مصرف بسته‌ها ندارند. بر طبق شکل (۳-ه) هنگامی که نقطه سه گانه ترکیبی AD با دیواره برخورد می‌کند یک ناحیه پرفشار موضعی ($p \approx 70$) در دیواره بالا رخ می‌دهد که با "3rd high pressure" در شکل مشخص شده است. در این لحظه موج عرضی با بسته نسوخته درگیر می‌باشد و هنوز با دیواره برخورد نکرده است. مطابق شکل (۳-و) ناحیه واکنش پشت جبهه نزدیک دیوار بالایی برابر با $L_1 \approx 0.08$ است که دو برابر مقدار آن در زمان قبل در شکل (۳-د) می‌باشد. این می‌تواند بیانگر جدایی ناحیه واکنش از جبهه شوک پیشرو قبل از برخورد نقطه سه گانه با دیواره باشد. در این لحظه مطابق شکل (۳-و)، همچنان بسته نسوخته به جبهه تراک متصل می‌باشد و از آن جدا نشده است. هنگامی که نقطه سه گانه از دیواره جدا می‌شود به خاطر برخورد قسمت‌های قوی موج عرضی با دیواره، ناحیه پرفشار موضعی چهارم "4th high pressure" در مجاورت دیواره به وجود می‌آید که با "4th high pressure" در شکل (۳-ط) مشخص شده است. طبق شکل (۳-ظ) در این لحظه بسته نسوخته از جبهه جدا می‌شود و پشت جبهه قرار می‌گیرد. این بسته دارای شکل مثلثی می‌باشد که در تطابق بسیار خوبی با توصیف بسته نسوخته در بررسی تجربی سابوتین [۷] می‌باشد. علاوه بر این به خاطر جدایی جت از جبهه شوک، طول ناحیه واکنش پشت جبهه نزدیک دیوار بالایی افزایش می‌یابد، $L_1 \approx 0.1$. این مطلب جدایی ناحیه واکنش از جبهه شوک پیشرو بعد از برخورد نقطه سه گانه با دیواره را نشان می‌دهد. بعد از برخورد، نقطه سه گانه اصلی جدید (T) با لایه برشی (S) و موج عرضی (Tg) منسوب به خود تشکیل می‌شود. ناحیه پرفشار منجر به ایجاد یک جفت جت پرسرعت عقب رو و جلو رو نزدیک دیوار بالایی می‌شود. وقتی نقطه سه گانه از دیوار دور می‌شود اندازه جت پیشرو و جت عقب رو افزایش می‌یابد. نهایتاً مواد سوخته به صورت یک کیف به درون مواد نسوخته نفوذ می‌کنند که سر این کیف به صورت "قارچ مانند" می‌باشد. با افزایش ناپایداری ریچمیر-مشکوف، ناپایداری ثانویه کلین-هلمولتز منجر به ایجاد گردابه‌های کوچک روی مرز گردابه بزرگ می‌شود. این دو ناپایداری نهایتاً منجر به ایجاد ناحیه آشفته و اختلاط مواد سوخته و نسوخته می‌گردند. برخورد جت جلورو با ماخ استم جدید منجر به ایجاد شکستگی جدید k در آن می‌شود. صورتی که جت عقب‌رو به درون مواد داغ و کاملاً سوخته رفته و از بین می‌رود و در شکل (۳-ت) دیگر مشاهده نمی‌شود. طبق شکل (۳-ت) نقطه سه گانه جدید که از دیواره جدا می‌شود دارای موج عرضی قوی می‌باشد که شوک اضافی gh روی آن مشاهده می‌شود. این بیانگر این موضوع می‌باشد که ساختار تراک در این زمان از نوع ترکیب ماخ دوتایی می‌باشد. مطابق شکل (۳-ی) جت بالایی از جبهه شوک پیشرو فاصله می‌گیرد. این فاصله گرفتن باعث می‌شود که گازهای داغ درون ناحیه چرخشی جت از جبهه شوک فاصله بگیرند که این می‌تواند باعث افزایش طول ناحیه واکنش پشت شوک می‌شود. بدین جهت،

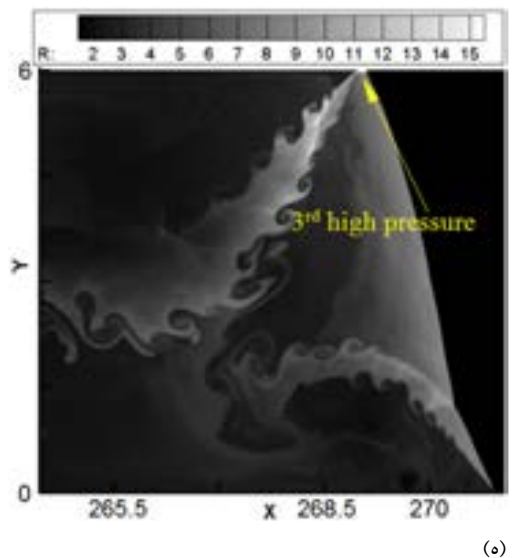
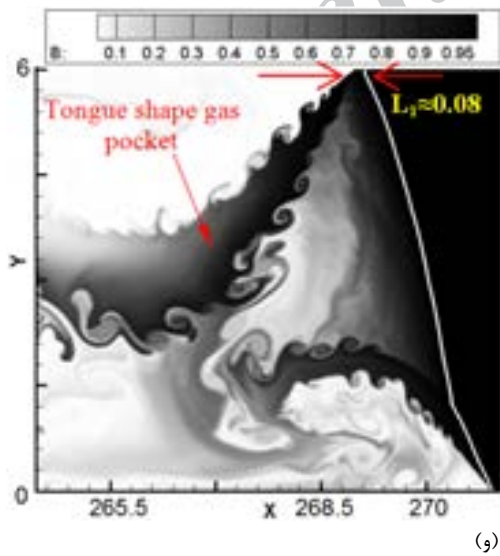
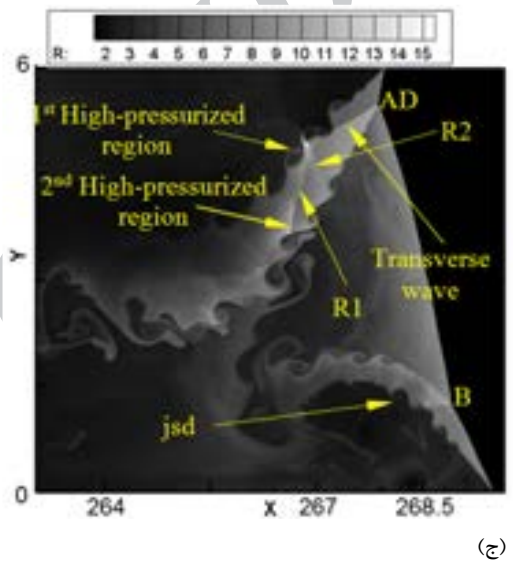
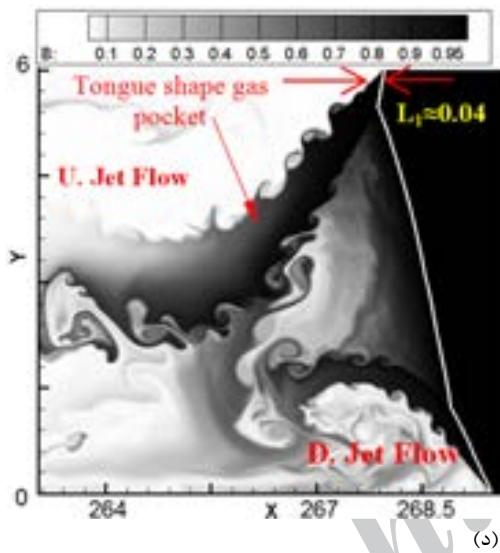
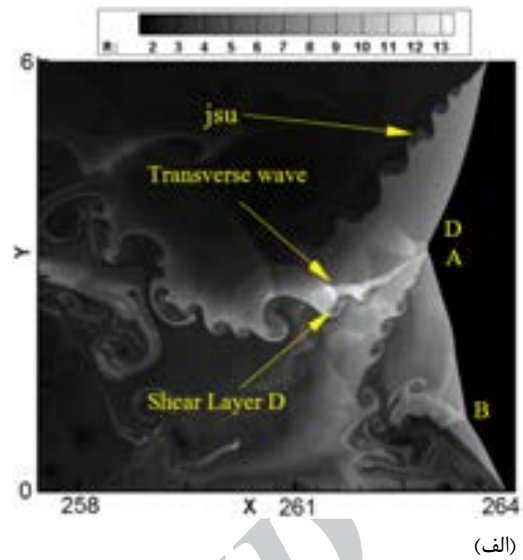
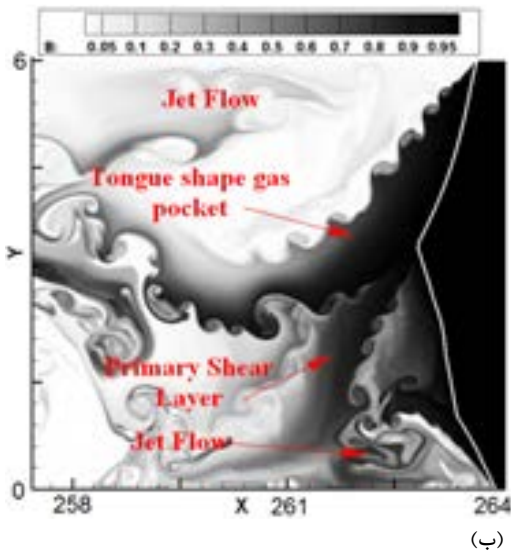
"آشفستگی" نیاز به توضیح بیشتری دارد، از آنجائیکه این واژه معمولاً در مورد آشفستگی هیدرودینامیک غیر قابل تراکم^۱ بکار می‌رود که در آن گردابه‌ها در اثر ناپایداری هیدرودینامیکی تشکیل می‌شوند. در این حالت آبشار انرژی بین مقیاس‌های بزرگ و کوچک وجود دارد و انرژی از مقیاس‌های بزرگ‌تر به مقیاس‌های کوچک‌تر تزریق می‌شود و نهایتاً در مقیاس کولموگوروف تلف خواهد شد. در پدیده تراک، طبیعت آشفستگی به دو دلیل اساسی متفاوت از آشفستگی کلاسیک می‌باشد. اول اینکه: تراکم‌پذیری نقش مهمی در این پدیده دارد. برخورد شوک‌های مختلف با نواحی با گرادیان چگالی در ناحیه واکنش، منجر به ناپایداری‌های مختلفی می‌شود. دوم اینکه: واکنش‌های شیمیایی منجر به تولید انرژی برای ناپایداری‌ها در تمام مقیاس‌های بزرگ و کوچک می‌شوند [۳۴]. بر خلاف آشفستگی کلاسیک، تراک ممکن است دارای آبشار انرژی دوتایی^۲ باشد، یکی از مقیاس‌های کوچک به مقیاس‌های بزرگ (این مقیاس می‌تواند هم مرتبه با مقیاس ناحیه واکنش باشد) و دیگری از مقیاس‌های بزرگ به مقیاس‌های کوچک. طیف بالای فرکانسی^۳ ناپایداری‌های ناحیه واکنش، منجر به امواج فشاری اثر انفجارهای مختلف نقاط گرمازا درون ناحیه واکنش می‌شود. در اثر برخورد این امواج فشاری با هم یا در اثر برخورد یک موج فشاری با نقطه گرمازای کناری، این امواج فشاری با هم ترکیب شده و تقویت می‌شوند که منجر به تشکیل امواج فشاری با دامنه بزرگ‌تر و فرکانس کمتر می‌شوند. بنابراین فرضیه آبشار انرژی معکوس در واقع، انتقال انرژی از ناپایداری‌های کوچک-مقیاس (امواج فشاری ضعیف) به ناپایداری‌های بزرگ-مقیاس (امواج فشاری قوی) می‌باشد. بنابراین در بازه وسیع از مقیاس‌های کوچک (از مرتبه ضخامت ناحیه واکنش آرام) تا مقیاس بزرگ (از مرتبه سایز سلولی)، ورتیسیتی به طور هم‌زمان تولید می‌شود. این نوع آشفستگی متفاوت از آشفستگی کلاسیک می‌باشد. چنین طبیعتی از آشفستگی غیر کولموگوروفی توسط اورن و گمزو [۳۵] در پدیده تبدیل شعله به تراک (DDT) نیز معرفی شده است. آن‌ها این نوع آشفستگی را که به خاطر برخوردهای پی در پی شوک با ناحیه گرادیان چگالی در مقیاس‌های مختلف و به طور هم‌زمان ایجاد می‌شود را آشفستگی غیر کولموگوروفی یا آشفستگی غیر تعادلی نامیدند [۳۵]. از آنجائیکه در مکانیزم دومی که در بالا به عنوان منشاء آشفستگی در ناحیه واکنش ذکر شد (یکنواخت نبودن انرژی شیمیایی آزاد شده^۴)، لزجت نقشی ندارد، این سوال مطرح می‌شود که آیا پدیده‌های انتقال نقش مهمی در ساختار تراک دارند یا خیر.

طول ناحیه واکنش نزدیک دیوار بالایی برابر با $L_1 \approx 0.1$ می‌باشد که در مقایسه با اندازه آن در شکل قبل (۳-ظ) به اندازه دو برابر افزایش یافته است. مقایسه شکل (۳-ی) با شکل (۳-ظ) نشان می‌دهد که اندازه جت پایینی بزرگ‌تر شده است. کشانده شدن حجم زیادی از گازهای نسوخته درون بسته نسوخته زبانی شکل به درون ناحیه چرخشی جت (w) در شکل (۳-ی) نشان داده شده است. مطابق شکل‌های (۳-ر) و (۳-ز)، هنگامی که نقطه سه‌گانه T به طرف دیوار پایین حرکت می‌کند، اندازه جت بالایی افزایش می‌یابد. این به دلیل رشد سریع جت تحت اثر ناپایداری ریچمیر-مشکوف (RM) می‌باشد. چنین رشد سریعی منجر به نزدیک شدن گازهای داغ درون جت به پشت ماخ استم می‌گردد. به همین دلیل طول ناحیه واکنش پشت ماخ استم در مقایسه با مقدار آن در شکل قبل (۳-ی) کاهش می‌یابد. MD قسمت ضعیف ماخ استم جدید می‌باشد که در شکل (۳-ر) نشان داده شده است. همچنین ناحیه نسوخته زبانی شکل نیز در پشت MD در حال شکل‌گیری می‌باشد. بنابراین می‌توان نتیجه‌گیری نمود که منشاء تشکیل بسته‌های نسوخته در پشت قسمت ضعیف ماخ استم می‌باشد. در طی انتشار تراک، گازهای نسوخته بیشتری درون این بسته نسوخته جمع می‌شوند، به‌طوریکه در چرخه بعدی، قبل از برخورد دوباره نقطه سه‌گانه با دیواره در انتهای نیم چرخه اول، این بسته به بیشینه اندازه خود می‌رسد. با توجه به نتایج حاضر می‌توان نتیجه‌گیری نمود که گردابه‌های ناشی از ناپایداری‌های هیدرودینامیکی (ریچمیر-مشکوف و کلونین-هلمولتز) نقش قابل ملاحظه‌ای در اختلاط مواد سوخته و نسوخته در ناحیه واکنش تراک‌های نامنظم ایجاد می‌کنند. چنین اختلاطی می‌تواند منجر به سوختن بسته‌های نسوخته، آزاد شده انرژی و در نهایت کمک به انتشار خوداتکاء تراک گردد. مقایسه شکل‌های (۳-ی) با (۳-ز) نشان می‌دهد که، وقتی نقطه سه‌گانه به طرف پایین حرکت می‌کند، فاصله بسته نسوخته از جبهه تراک و همچنین از جت بیشتر می‌شود. بنابراین از مقدار گازهای نسوخته‌ای که به درون ناحیه چرخشی جت کشانده می‌شوند، کاسته می‌شود و به این ترتیب ناحیه روشن‌تری درون جت مشاهده می‌شود.

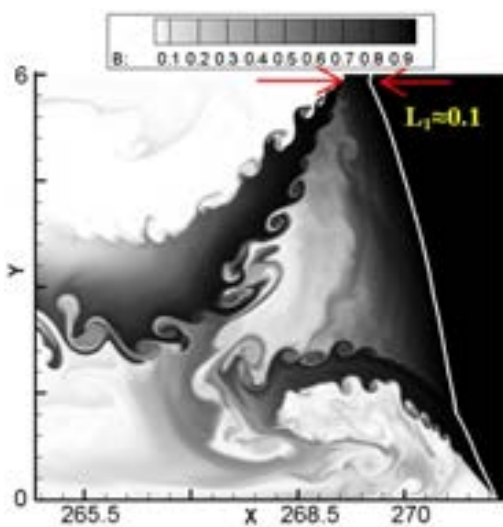
۶- آشفستگی و نفوذ در تراک گازی

همان طوری که در بخش‌های قبل نشان داده شد، اختلاط آشفته ناشی از ناپایداری‌های هیدرودینامیکی از جمله ناپایداری کلونین-هلمولتز و ناپایداری ریچمیر-مشکوف نقش مؤثری در شکل‌گیری ناحیه آشفته در پشت جبهه تراک و مصرف بسته‌های نسوخته دارند. انتخاب واژه

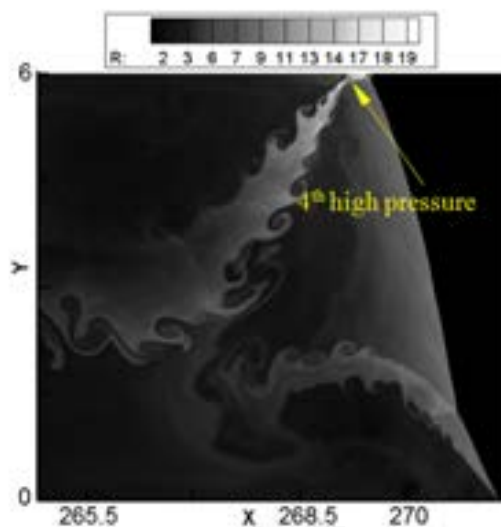
1- Incompressible Hydrodynamic Turbulence
2- Double Energy Cascade
3- High Frequency Spectrum
4- Non-Uniformities of the Exothermicity



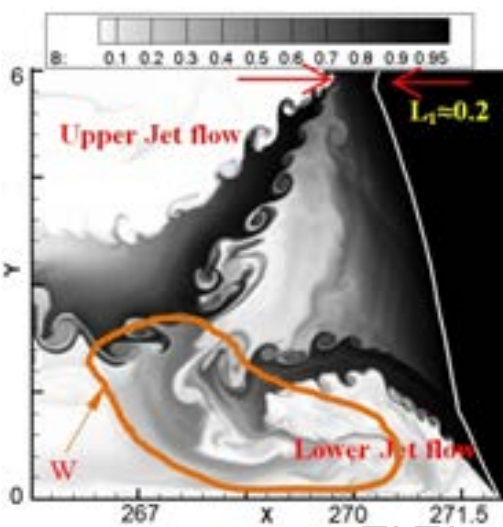
شکل ۳- ساختار تراک در مراحل برخورد نقطه سه گانه با دیواره در مخلوط با $E_d/RT_0=20$, $Q/RT_0=50$ و $\gamma=1.2$: شکل‌های سمت راست: کانتورهای فشار، سمت چپ: کانتورهای پارامتر پیشرفت واکنش.



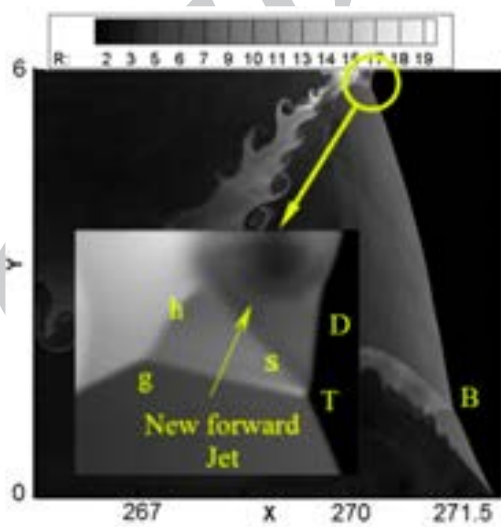
(ز)



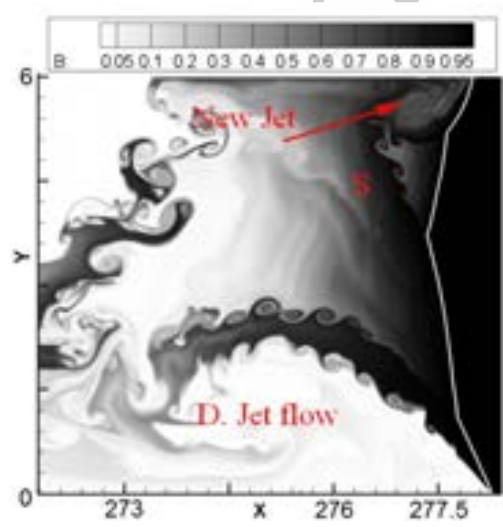
(ط)



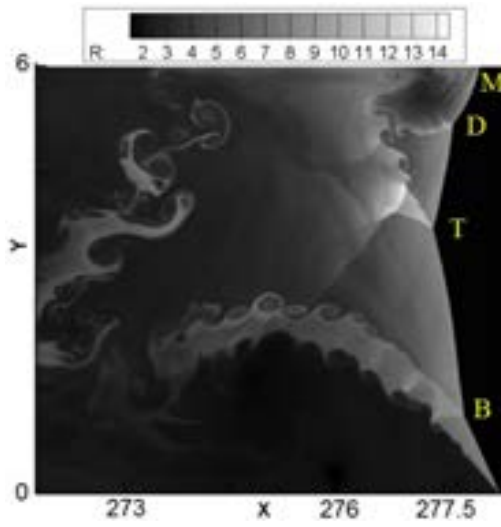
(ی)



(ت)



(ز)



(ر)

ادامه شکل ۳

نیم‌چرخه دوم سلولی که قدرت شوک پیشرو به شدت کاهش می‌یابد، انرژی حاصل از مصرف این بسته به انتشار شوک کمک کرده و مانع از میرایی آن می‌شود.

مراجع

- [1] Fickett, W.; Davis, W. C. "Detonation"; University of California Press: Berkeley and Los Angeles, 1979.
- [2] Austin, J. M. "The Role of Instability in Gaseous Detonation"; Ph.D. Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2003.
- [3] Edwards, D. H.; Hooper, G.; Job, E. M.; Parry, D. J. "The Behavior of Frontal and Transverse Shocks in Gaseous Detonation Waves"; *Astronaut. Acta* 1970, 15, 323-333.
- [4] Pintgen, F.; Eckett, C. A.; Austin, J. M.; Shepherd, J. E. "Direct Observations of Reaction Zone Structure in Propagating Detonations"; *J. Combust. Flame* 2003, 133, 211-229.
- [5] Strehlow, R. A. "The Nature of Transverse Waves in Detonations"; *Astronaut. Acta* 1969, 14, 539-548.
- [6] Oran, E.; Young, T.; Boris, J.; Picone, J. "A Study of Detonation Structure: The Formation of Unreacted Gas Pockets"; *Proc. Combust. Inst.* 1982, 573-582.
- [7] Subbotin, V. "Two Kinds of Transverse Wave Structures in Multi-Front Detonation"; *Fiz. Gor. Vzryva* 1975, 11, 96-102.
- [8] Radulescu, M. I.; Papi, A.; Quirk, J. J. "The Origin of Shock Bifurcations in Cellular Detonations"; 22nd ICDERS, 2009, Minsk, Belarus.
- [9] Mahmoudi, Y.; Mazaheri, K. "High Resolution Numerical Simulation of the Structure of 2-D Gaseous Detonations"; *J. Proc. Combust. Ins.* 2011, 33, 2187-2194.
- [10] Sabzpooshani, M.; Mazaheri, K. "Formation of Unburnt Pockets in Gaseous Detonation"; *Combust. Explos. Shock Wave* 2009, 45, 182-189.
- [11] Gamezo, V. N.; Desbordes, D.; Oran, E. S. "Two-Dimensional Reactive Flow Dynamics in Cellular Detonation Waves"; *Shock Waves* 1999, 9, 11-17.
- [12] Sharpe, G. J. "Transverse Wave in Numerical Simulations of Cellular Detonation"; *J. Fluid Mech.* 2001, 447, 31-51.
- [13] Mazaheri, K.; Mahmoudi, Y.; Radulescu, M. I. "Diffusion and Hydrodynamic Instabilities in Gaseous Detonations"; *Combust. Flame* 2012, 156, 2138-2154.
- [14] Radulescu, M. I.; Sharpe, G. J.; Lee, J. H. S.; Kiyanda, C. B.; Higgins, A. J.; Hanson, R. K. "The Ignition Mechanism in Irregular Structure Gaseous Detonations"; *Proc. Combust. Ins.* 2005, 30, 1859-1867.
- [15] Radulescu, M. I.; Sharpe, G. J.; Law, C. K.; Lee, J. H. S. "The Hydrodynamic Structure of Unstable Cellular Detonations"; *J. Fluid Mech.* 2007, 580, 31-81.
- [16] Lee, J. H. S. "Dynamic Parameters of Gaseous Detonations"; *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1984, 16, 311-336.
- [17] Brouillette, M. "The Richtmyer-Meshkov Instability"; *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2002, 34, 445-468.
- [18] Aradjo, A.; Ferreira, J. A.; Oliveira, P.; Patricio, F. "The Use of Splitting Methods in the Numerical Simulation of Reacting Flows"; *Comput. Visual Sci.* 2004, 6, 59-66.

مظاهری و همکاران [۱۳]، به‌طور جامع نقش نفوذ در ساختار تراک گازی را با استفاده از حل عددی دو بعدی معادلات ناویر-استوکس، و دقت شبیه‌سازی بالا در مخلوط‌های با انرژی فعال‌سازی بالا و پایین مورد بررسی قرار دادند. مقایسه نتایج حاصل از حل معادلات اولر و ناویر-استوکس نشان می‌دهد که تأثیر نفوذ در لایه‌های برشی، باعث حذف چرخش‌های کوچک حاصل از ناپایداری کلونین-هلمهولتز و کاهش اختلاط آشفته می‌شود. نتایج ایشان بیان می‌کند که در دقت‌های شبیه‌سازی کم، نتایج حل اولر و ناویر-استوکس مشابه هستند. با این وجود ایشان بیان نمودند که نفوذ مولکولی که توسط حل معادلات ناویر-استوکس (با ضرایب نفوذ آرام) در نظر گرفته می‌شود، به اندازه‌ای نیست که بتواند منجر به مصرف سریع بسته‌های نسوخته گردد. بنابراین باید یک مدل آشفته‌گی مناسب برای شبیه‌سازی دقیق پدیده تراک در نظر گرفته شود. از طرفی با توجه به مطالب گفته شده در بالا در مورد طبیعت آشفته‌گی در تراک، مدل‌های آشفته‌گی کلاسیک ممکن است برای مدل کردن آشفته‌گی تراک مناسب نباشند. با این وجود به کارگیری مدل LES برای شبیه‌سازی آشفته‌گی تراک‌پذیر تراک به منظور بررسی دقیق‌تر نقش نفوذ ممکن است مناسب باشد. این موضوع به عنوان یکی از مسائل در دست بررسی نویسندگان مقاله می‌باشد.

۷- نتیجه‌گیری

در این مقاله ساختار تراک گازی در طی مراحل برخورد نقطه سه‌گانه با دیواره در مخلوط با انرژی فعال‌سازی بالا با شبکه محاسباتی بسیار ریز مورد بررسی قرار گرفت. با توجه به نتایج به دست آمده، وجود شوک انعکاسی اضافی روی موج عرضی حاکی از قوی بودن ساختار تراک در مخلوط مورد بررسی در این شبیه‌سازی بوده است. مراحل برخورد نقطه سه‌گانه با دیواره مورد بررسی دقیق‌تر قرار گرفت و نتایج زیر به دست آمد:

الف- برخورد نقطه سه‌گانه و موج عرضی با دیواره منجر به ایجاد نواحی پرفشار می‌گردد. چنین نواحی پرفشاری منجر به ایجاد یک جفت جریان جت پرسرعت پیشرو و عقب‌رو می‌گردد. این جت‌ها تحت تأثیر ناپایداری ریچمیر-مشکوف رشد می‌کنند.

ب- قسمت انتهایی موج عرضی با دیواره برخورد نمی‌کند. به خاطر ضعیف بودن قسمت انتهایی موج عرضی برخورد آن با لایه‌های برشی منجر به شکسته شدن این موج به شوک‌های کوچک‌تر می‌گردد.

ج- در مراحل برخورد نقطه سه‌گانه با دیواره، یک بسته نسوخته زبانی شکل از جبهه جدا می‌شود. اختلاط آشفته ناشی از ناپایداری‌های هیدرودینامیکی (ناپایداری ریچمیر-مشکوف و کلونین-هلمهولتز) منجر به مصرف این بسته‌ها می‌گردد. نتایج حاضر حاکی از آن است که این بسته‌ها در نیمه دوم سیکل سلولی قبل از برخورد نقطه سه‌گانه با دیواره، مصرف می‌شوند. بنابراین می‌توان نتیجه‌گیری نمود که در

- [29] Deiterding, R. "Parallel Adaptive Simulation of Multi-Dimensional Detonation Structures"; Ph.D. Thesis, Brandenburgischen Technischen Universität at Cottbus, Germany, 2003.
- [30] Khokhlov, A. M.; Austin, J. M.; Pintgen, F.; Shepherd, J. E. "Numerical Study of the Detonation Wave Structure in Ethylene-Oxygen Mixtures"; 42th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV., 2004.
- [31] Oran, E. S.; Weber, J. R.; Stefaniw, E. I.; Lefebvre, M. H.; Anderson, J. D. "A Numerical Study of Two-Dimensional H₂-O₂-Ar Detonation Using a Detailed Chemical Reaction Model"; *Combust. Flame* 1998, 113, 147-163.
- [32] Hu, X. Y.; Khoo, B. C.; Zhang, D. L., Jiang, Z. L. "The Cellular Structure of a Two-Dimensional H₂/O₂/Ar Detonation Wave"; *Combust. Theory and Modeling* 2004, 8, 339-359.
- [33] Mach, P.; Radulescu, M. I. "Mach Reflection Bifurcations as a Mechanism of Cell Multiplication in Gaseous Detonations"; *Proc. Combust. Ins.* 2010, 33, 2279-2285.
- [34] Radulescu, M. I. "The Propagation and Failure Mechanism of Gaseous Detonations: Experiments in Porous-Walled Tubes"; Ph.D. Thesis, McGill University, Montreal, Canada, 2003.
- [35] Oran, E. S.; Gamezo, V. N. "Origins of the Deflagration-to-Detonation Transition in Gas-Phase Combustion"; *Combust. Flame* 2007, 148, 4-47.
- [19] Mahmoudi, Y.; Mazaheri, K. "Operator Splitting in Simulation of Detonation Structure"; 22nd ICDERS, 2009, Minsk, Belarus.
- [20] Colella, P. "Multidimensional Upwind Methods for Hyperbolic Conservation Laws"; *J. Comput. Phys.* 1990, 87, 171-200.
- [21] Berger, M. J.; Colella, P. "Local Adaptive Mesh Refinement for Shock Hydrodynamics"; *J. Comput. Phys.* 1989, 82, 64-84.
- [22] Bourlioux, A. "Numerical Study of Unstable Detonations"; Ph.D. Thesis, Princeton University, 1991.
- [23] Mazaheri, K. "Mechanism of the Onset of Detonation in Blast Initiation"; Ph.D. Thesis, McGill University: Montreal, Canada, 1997.
- [24] Eckett, C. A. "Numerical and Analytical Studies of the Dynamics of Gaseous Detonations"; Ph.D. Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2000.
- [25] Ng, H. D.; Lee, J. H. S. "Direct Initiation of Detonation with a Multi-Step Reaction Scheme"; *J. Fluid Mech.* 2003, 476, 179-211.
- [26] Lee, J. H. S. "The Detonation Phenomena"; Cambridge Univ. Press, New York, 2008.
- [27] Sharpe, G. J.; Falle, S. A. E. "Two-Dimensional Numerical Simulations of Idealized Detonations"; *Proc. R. Soc. Lond.* 2000, A 456, 2081-2100.
- [28] Hwang, P.; Fedkiw, R. P.; Merriman, B.; Aslam, T. D.; Karagozian, A. R.; Oshre, S. J. "Numerical Resolution of Pulsating Detonation Waves"; *Combust. Theory and Modeling* 2000, 4, 217-240.

Archive of SID