

علمی- پژوهشی

ارائه یک روش کاربردی برای شبیه‌سازی عددی دوبعدی موتور

دتونیشن چرخشی با بیش از یک موج چرخان

محمد مرتضی انبارلویی^۱، رضا ابراهیمی^۲ و امید حبیبی^۳

دانشکده مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران

(تاریخ دریافت: ۱۳۹۹/۰۹/۰۱؛ تاریخ پذیرش: ۱۴۰۰/۰۶/۱۰)

چکیده

یکی از روش‌های احتراقی که در دو دهه اخیر توسعه یافته است اما هنوز به صورت کامل عملیاتی و تجاری نشده است استفاده از موج دتونیشن به صورت پیوسته و تنها با یک بار راه‌اندازی اولیه در محفظه احتراق است. این روش را، احتراق دتونیشن چرخشی (Rotating Detonation Combustion) یا به اختصار RDC می‌نامند. در این مقاله ضمن معرفی احتراق دتونیشن چرخشی؛ این فرآیند نیز به صورت دو موجی شبیه‌سازی شده است. همچنین روشی ارائه می‌گردد که با در نظر گرفتن فیزیک مسئله، می‌توان هر تعداد موج را در محفظه احتراق شبیه‌سازی نمود. در این روش با در نظر گرفتن شرایط مرزی پرئودیک در امتداد انتشار موج در حالت دوبعدی، موج دتونیشن به صورت پیوسته و چرخشی درآمده و با تنظیم کد مناسب (User Define Function: UDF) برای اعمال شرط مرزی در ورودی، تزریق به دامنه را مدیریت کرده به صورتی که در جلوی موج، همیشه مواد واکنش‌دهنده تازه موجود باشد تا حرکت موج ادامه پیدا کند و در هنگام عبور موج و افزایش فشار، کار تزریق متوقف گردد و پس از دور شدن موج و افت فشار، دوباره تزریق از سر گرفته شود. به منظور انتشار یک طرفه دتونیشن قبل از رسیدن به شرایط انتشار پیوسته، از شرط مرزی دیواره در مرزهای پرئودیک حالت پیوسته، استفاده شده است. با به کارگیری شرایط اولیه مناسب، قسمت گذار از موج دفلگریشن به دتونیشن حذف شده و هزینه محاسبات کاهش یافته است. علی‌رغم ساده‌سازی‌ها در مدل، درصد خطا در پیش‌بینی سرعت موج دتونیشن در این مقاله تک‌رقمی است.

واژه‌های کلیدی: موج دتونیشن چرخشی، دتونیشن دو موجی، احتراق دتونیشن چرخشی، شبیه‌سازی دوبعدی

The Presentation of a Practical Method for Two-Dimensional Numerical Simulations of the Rotating Detonation Engine with More Than One Rotating Wave

Anbarlooei, M. M. Ebrahimi, R. and Habibi, O.

K. N. Toosi University of Technology, Faculty of Aerospace Engineering, Tehran

(Received: 21/November/2021 ; Accepted: 01/September/2021)

ABSTRACT

One of the combustion methods that has been developed in the last two decades, but has not yet become fully operational and commercial, is the use of a continuous detonation wave with only one initial start-up in the combustion chamber. This method is called rotating detonation combustion or RDC for short. In this article, while introducing rotating detonation combustion, this process is also simulated in two waves. It also presents a method that by considering the physics of the problem, any number of waves can be simulated in the combustion chamber. In this method, by considering the periodic boundary conditions along the wave propagation in two-dimensional mode, the detonation wave becomes continuous and rotational. By setting the appropriate code (UDF: User Defined Function) to apply the boundary condition at the input, we manage the injection into the domain, in such a way that there is always fresh reactant in front of the wave so that the wave continues to move and the injection stops when the wave passes and the pressure increases, Then the injection is resumed after the wave is gone and the pressure drops. In order to propagate the detonation unilaterally before reaching the continuous propagation conditions, the wall boundary condition at the periodic boundaries of the continuous state is used. By applying the appropriate initial conditions, the transition from deflagration to detonation is eliminated and the cost of calculations is reduced. Despite the mentioned simplifications, the model presented in this article demonstrates single-digit error percentage in predicting the detonation wave velocity.

Keywords: Rotating Detonation Wave, Two-Wave Detonation, Rotating Detonation Combustion, Two-Dimensional Simulation

۱- دانشجوی دکتری مهندسی هوافضا: anbarlooei@mail.kntu.ac.ir

۲- استاد (نویسنده پاسخگو): ebrahimi@kntu.ac.ir

۳- کارشناسی ارشد مهندسی هوافضا: OMIDHABIBI@email.kntu.ac.ir

ایستا پیشنهاد شده است. اگرچه پیشرفت‌های عمده‌ای در همه‌ی حوزه‌های قبلی حاصل شده است، اما پیش از کاربرد صنعتی، هنوز چندین مشکل فنی باید حل شوند. مشکلاتی نظیر احتیاج به جرقه متناوب و انتقال دائم از دفلگیشن به دتونیشن باعث می‌شوند که روش‌هایی مانند موتورهای پالس دتونیشن و موتور موج چرخشی^۳ برای مورد استفاده قرار گرفتن در توربین‌های گاز مشکلاتی ذاتی داشته باشند. روش احتراق دتونیشن چرخشی به‌عنوان یک روش جایگزین در دو دهه‌ی گذشته ظهور کرده است. اگرچه بررسی‌های اولیه روی امکان کاربرد آن برای اهداف پیشرانشی مانند راکت متمرکز بود، پژوهش‌های اخیر به استفاده از این رژیم در توربین‌ها متمرکز شده است.

۲- معرفی موتور دتونیشن چرخشی

احتراق دتونیشن چرخشی را می‌توان به‌صورت رژیم احتراقی تعریف کرد که در آن یک موج دتونیشن به‌صورت پیوسته در جهت محیطی یک محفظه‌ی استوانه‌ای حلقوی انتشار می‌یابد. در این رژیم، واکنش‌دهنده‌ها در جهت محوری پلنوم ورودی محفظه احتراق وارد می‌شوند. واکنش‌دهنده‌های تازه همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، از یک مخزن پیش‌مخلوط یا از جریان‌های جدا تزریق می‌شوند. سپس، سوخت و اکسنده در نزدیکی پلنوم تزریق، مخلوط می‌شوند. محصولات دتونیشن در پشت موج دتونیشن در جهت‌های محوری و محیطی گسترش می‌یابند و از خروجی محفظه‌ی احتراق خارج می‌شوند. برای اینکه شروع موج دتونیشن به‌صورت یک‌جهته باشد، از یک لوله راه‌انداز^۴ خارجی استفاده می‌شود. راه‌انداز به‌صورت مماس با محفظه‌ی حلقوی قرار می‌گیرد و با یک مخلوط شدیداً واکنش‌پذیر مانند $H_2 - O_2$ یا $C_2H_2 - H_2$ پر می‌شود. در ابتدای راه‌انداز، با یک تخلیه‌ی انرژی به‌صورت یک جرقه، مخلوط واکنش‌پذیر آتش می‌گیرد. جرقه یک جبهه دفلگیشن ایجاد می‌کند که در داخل لوله راه‌انداز پیش می‌رود و به یک موج دتونیشن تبدیل می‌شود. موج دتونیشن با یک جهت مناسب وارد محفظه حلقوی می‌شود و اگر شرایط مناسب باشد، دتونیشن پیوسته ایجاد می‌شود. موتور دتونیشن چرخشی مزایای متعددی نسبت به

فهرست علائم و اختصارات

A_t	مساحت گلوگاه، m^2
D_{in}	قطر داخلی، m
D_{mean}	قطر متوسط، m
D_{out}	قطر خارجی، m
E	انرژی کل، J
E_a	انرژی فعال‌سازی، J
L_C	طول محفظه، m
\dot{m}_{inlet}^*	نرخ جریان جرمی در ورودی، $\frac{kg}{s}$
P''	فشار استاتیک انبساط آیزنتروپیک مادون صوت، atm
P'	فشار استاتیک انبساط آیزنتروپیک مافوق صوت، atm
P_{CJ}	فشار چاپمن-جوگت، atm
$P_{o,m}$	فشار سکون در منی‌فولد تزریق، atm
P_{inlet}	فشار استاتیک در ورودی، atm
P_{local}	فشار محلی محفظه احتراق، atm
T_{CJ}	دمای چاپمن-جوگت، K
\bar{R}	ثابت جهانی گاز، $\frac{J}{kmol-K}$
U_{max}	بیشینه سرعت تزریق، $\frac{m}{s}$
\vec{v}	بردار سرعت، $\frac{m}{s}$
\vec{v}_{inlet}	بردار سرعت در مرز ورودی، $\frac{m}{s}$
\vec{x}	بردار موقعیت، m
Y_k	کسر جرمی گونه k ام
γ	نسبت گرماهای ویژه
علائم یونانی	
$\dot{\omega}_k$	نرخ تولید گونه k ام، $\frac{kg}{m^3s}$
ρ	جرم مخصوص، kg/m^3
φ	نسبت تعادلی

۱- مقدمه

امروزه افزایش بازده احتراق برای عملکرد بهتر توربین گاز و صرفه‌جویی در مصرف سوخت امری است که کارشناسان و دانشمندان حوزه احتراق را شدیداً به خود مشغول کرده است. برای بهره بردن از رفتار احتراقی مناسب پدیده‌ی دتونیشن، تلاش‌هایی توسط هولزوارت [۱] انجام شد. از آن زمان، روش‌هایی مانند احتراق ضربه‌ای، موتورهای پالس دتونیشن و موتور موج چرخشی^۱ [۲] به‌عنوان راهبردهایی برای استفاده از احتراق فشارافزا^۲ در کاربردهای توربین گاز

³ Rotating

⁴ Initiator tube

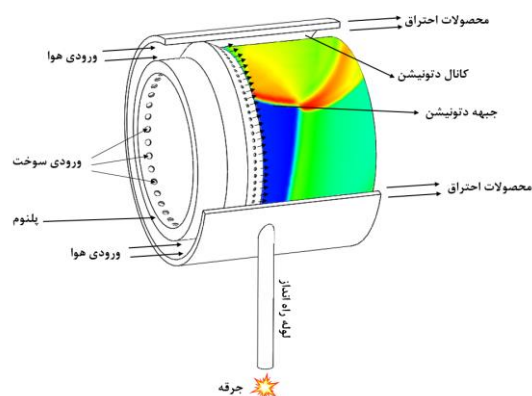
¹ Wave Rotor Engine

² Gain pressure combustion

تأثیر زیادی به فیزیک پدیده ندارد زیرا سه ترم زمانی، جابجایی و فشاری در معادلات ناویر-استوکس به دلیل فیزیک پدیده دتونیشن، مهم هستند و مقادیرشان بزرگ‌تر از دیفیوژن است، بنابراین می‌توان گفت که ترم دیفیوژن قابل صرف نظر کردن است. به عبارت دیگر از آنجاکه در فرآیند انتشار دتونیشن، اثر پدیده انتقالی در مقایسه با ترم‌های جابجایی معمولاً کوچک است، بنابراین خواص انتقالی مانند ویسکوزیته، هدایت حرارتی و نفوذ جرمی می‌تواند نادیده گرفته شود و معادلات حاکم، معادلات اوایلر واکنشی است [۴].

معادلات ناویر-استوکس دوبعدی واکنش‌پذیر با سینتیک آرنیوس یک مرحله‌ای، به صورت عددی در کار مظاهری و همکاران [۵] حل شده است تا نقش پدیده نفوذ در ساختار دتونیشن، بررسی شود. اثر نفوذ بر روی گردابه‌های تولیدشده توسط ناپایداری‌های هیدرودینامیکی (شامل ناپایداری ریچمایر-مشکو و کلونین - هلمهولتز [۶]) بررسی شده است. مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی پایین و بالا، که به ترتیب منجر به ساختار دتونیشن منظم و نامنظم می‌شوند، در نظر گرفته شده‌اند و محاسبات عددی با وضوح شبکه مختلف ۱۰۰۰-۲۵ سلول در هر طول ناحیه نیم‌واکنش، انجام شده است. بررسی وضوح شبکه از طریق حل ناویر-استوکس برای دتونیشن‌های نامنظم در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی در حد متوسط نشان می‌دهد که برای مشاهده یک ساختار مناسب، با حداقل همخوانی کیفی با نتایج تجربی، شبکه‌ای با بیش از ۳۰۰ سلول در هر طول ناحیه نیم‌واکنش مورد نیاز است. باین حال، در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی در حد متوسط نشان می‌دهد که برای مشاهده یک ساختار مناسب، با حداقل همخوانی کیفی با نتایج تجربی، شبکه‌ای با بیش از ۳۰۰ سلول در هر طول ناحیه نیم‌واکنش مورد نیاز است. باین حال، در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی کم، شبکه‌ای با ۲۵ سلول در طول ناحیه نیم‌واکنش، یک ساختار فیزیکی مناسب از دتونیشن را ارائه می‌دهد. نتایج ارائه شده توسط شبکه‌ای با وضوح بسیار بالا برای دتونیشن‌هایی با ساختار نامنظم نشان می‌دهد که اثر عمده نفوذ، در لایه‌های برشی و مرزهای پاکت‌های نسوخته مطرح می‌شود. نفوذ، گردابه‌هایی با مقیاس کوچک را که توسط ناپایداری کلونین-هلمهولتز

روش‌های دیگر مبتنی بر دتونیشن دارا است. در مقایسه با موتور پالس دتونیشن، روش احتراق دتونیشن چرخشی چندین ویژگی جالب دارد، برای مثال فقط نیاز به یکبار راه‌اندازی اولیه دارد، زیرا پیوستگی انتشار موج دتونیشن با تغذیه پیوسته واکنش‌دهنده‌ها و تک‌جهته بودن انتشار آن تضمین می‌شود.



شکل (۱): قسمت‌های مختلف یک محفظه دتونیشن چرخشی

علاوه بر این، فرکانس کاری موتور دتونیشن چرخشی از مرتبه کیلوهرتز است این در حالی است که فرکانس کاری موتورهای پالس دتونیشن به ندرت به ۱۰۰ هرتز می‌رسد. برخلاف موتور پالس دتونیشن، در عملیات راه‌اندازی موتور دتونیشن چرخشی، انتقال از دفلگیشن به دتونیشن فقط یک بار رخ می‌دهد و این در حالی است که در موتور پالس دتونیشن این فرآیند در هر سیکل کاری باید رخ دهد به علاوه، جریان در موتور دتونیشن چرخشی به علت بالا بودن فرکانس کاری نسبت به موتور پالس دتونیشن یکنواخت‌تر است.

۳- بررسی روش حل عددی و تشریح معادلات حاکم

در مطالعات تحلیلی و عددی انجام شده با موضوع احتراق دتونیشن چرخشی، معمولاً تأثیر دیفیوژن و ویسکوزیته صرف نظر شده است [۳]، که سبب می‌شود معادلات حاکم از معادله ناویر-استوکس به معادله اوایلر تقلیل یابند. پدیده‌های غالب این جریان با حل غیر لزج قابل مشاهده هستند یعنی ترم لزجت موجود در معادلات ناویر استوکس،

است. با این حال، نتایج آن‌ها نشان داد که طیف ساختار به دست آمده با حل معادلات اوپلر و ناویر-استوکس از نظر کیفی مشابه هستند.

لازم به ذکر است که بخش دیگری از فعالیت‌های مهم محمودی و همکاران [۱۱] مقایسه نتایج حاصل از حل معادلات اوپلر، ناویر-استوکس و رهیافت شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، بوده است تا بتوانند ساختار گذرا یک موج دتونیشن ناپایدار را در دو بعد و همچنین سیر تکامل ناپایداری‌های ذاتی هیدرودینامیکی را در ساختار موج دتونیشن، مورد بررسی قرار دهند. در پژوهش محمودی و همکاران وابستگی ساختار دتونیشن به تعداد سلول و وضوح شبکه بررسی شده و ساختارهای به دست آمده توسط شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، با پیش‌بینی‌های حاصل از حل معادلات اوپلر و ناویر-استوکس، مقایسه شده است. نتایج نشان داد که در دتونیشن‌هایی با ساختار نامنظم، برای مطابقت ساختار به دست آمده با نتایج تجربی، باید تولید چرخش و اضمحلال در ساختارهای مقیاس کوچک در نظر گرفته شوند. به عبارت دیگر ناپایداری‌های هیدرودینامیکی که توسط معادلات اوپلر و ناویر-استوکس توصیف می‌شوند به تنهایی نمی‌توانند منجر به مصرف گازهای نسوخته در پشت جبهه اصلی دتونیشن شوند. از این رو، تولید چرخش و اضمحلال انرژی در ساختارهای زیرمقیاسی، نقش اساسی در سوزاندن گازهای نسوخته در این منطقه ایفا می‌کنند. همچنین در کار محمودی و همکاران شبیه‌سازی با وضوح شبکه پایین نیز انجام شده است که در این حالت نفوذ عددی غالب است و ساختارهای به دست آمده با حل معادلات اوپلر، ناویر-استوکس و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، از نظر کیفی مشابه هستند. وقتی شبکه‌ای با دقت بالا استفاده شده است، ساختار دتونیشن به دست آمده با حل معادلات اوپلر یا ناویر-استوکس تقریباً شبیه هم هستند ولی با نتایج تجربی همخوانی و شباهت ندارند. در شبکه‌ای با دقت کم، راه‌حل گردابه‌های بزرگ، پاکت نسوخته درازی را در پشت جبهه اصلی نشان می‌دهد که در شبکه‌ای با وضوح بالا، پاکت نسوخته ناپدید شده است. این نشان می‌دهد که در شبکه‌ای با دقت کم، نفوذ عددی بیشتر است اما به اندازه‌ای کافی نیست که منجر به مصرف پاکت گازی نسوخته شود. بنابراین، حل معادلات ناویر-استوکس با ضریب نفوذ لایه‌ای منجر به ساختار دتونیشن غیر فیزیکی

تولید شده‌اند، مضمحل می‌کند و نرخ اختلاط آشفته گازهای سوخته و نیمه‌سوخته را در لایه‌های برشی، کاهش می‌دهد. با این حال، در پشت جبهه دتونیشن، که در آن غلظت کمتری از گردابه‌های مقیاس کوچک وجود دارد، نفوذ جرم و حرارت از مجاورت مناطق گرم مواد سوخته به گازهای واکنش نداده، سرعت سوزش پاکت واکنش نداده را افزایش می‌دهد. با توجه به عدم وجود ناپایداری‌های هیدرودینامیکی در پشت جبهه اصلی دتونیشن‌هایی با ساختار منظم، نتایج به دست آمده از حل معادلات اوپلر و ناویر-استوکس، حتی در شبیه‌سازی‌های با وضوح شبکه بالا، مشابه هستند. در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی بالا، گردابه‌هایی مقیاس کوچک که در امتداد لایه برشی هستند. به دلیل نفوذ تحت تأثیر قرار می‌گیرند. از سوی دیگر، نفوذ منجر به مصرف سریع‌تر گازهای حبس شده در جریان‌های پیچشی و گردابه‌ای و همچنین ناپدید شدن پاکت گازهای نسوخته می‌شود. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که نفوذ، از طرفی اختلاط آرام و لایه‌ای مرتبط با مقیاس‌های بزرگ جریان را افزایش می‌دهد و از طرفی اختلاط مغشوش مرتبط با ناپایداری‌های مقیاس کوچک را مضمحل می‌کند. محمودی و همکاران [۷-۹] نیز فعالیت‌های عددی متعددی در این زمینه انجام داده‌اند و ساختار به دست آمده از معادلات ناویر-استوکس و اوپلر را در دتونیشن‌هایی با ساختار منظم و نامنظم، مقایسه کردند. نتایج کار آن‌ها نشان داد که با توجه به عدم وجود ناپایداری هیدرودینامیکی و پاکت گازی نسوخته در دتونیشن‌هایی با ساختار منظم، ساختارهای مشاهده شده توسط حل معادلات ناویر-استوکس و اوپلر در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی کم، خیلی مشابه هستند. در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی بالا، نفوذ، هردوی گردابه‌های مقیاس کوچک و مقیاس بزرگ تولید شده توسط ناپایداری‌های کلونین-هلمهولتز و ریچمیر-مشکو را مضمحل می‌کند. با این حال، حل معادلات اوپلر و ناویر-استوکس از نظر کیفی مشابه هستند. علاوه بر این، سینگ و همکاران [۱۰] با شبیه‌سازی دوبعدی در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی بالا، نشان دادند که نفوذ فیزیکی در شبکه‌هایی با وضوح بالا، که نفوذ عددی ناچیز است، مهم است. از این رو، برای حل‌های دقیق موج دتونیشن، حل معادلات کامل واکنشی ناویر-استوکس لازم

$$W = \begin{bmatrix} \rho Y_1 \\ \vdots \\ \rho Y_k \\ \vdots \\ \rho Y_{Ns} \\ \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho Y_1 \vec{v} \\ \vdots \\ \rho Y_k \vec{v} \\ \vdots \\ \rho Y_{Ns} \vec{v} \\ \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} u \\ \rho \vec{v} v \\ \rho \vec{v} w \\ \rho \vec{v} E \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$G = \begin{bmatrix} D_1 \nabla(\rho Y_1) \\ \vdots \\ D_1 \nabla(\rho Y_k) \\ \vdots \\ D_1 \nabla(\rho Y_{Ns}) \\ 0 \\ \tau_{xi} \\ \tau_{yi} \\ \tau_{zi} \\ \tau_{ij} v_j + q \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \vdots \\ \dot{\omega}_k \\ \vdots \\ \dot{\omega}_{Ns} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

با صرف نظر کردن از اثرات دیفیوژن و لزجت ($G = 0$)، معادله اوپلر به صورت رابطه (۳) حاصل می‌شود:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int W dV + \oint F dA = \int S dV \quad (3)$$

فرض گاز ایده‌آل نیز برای تمام گونه‌ها و مخلوط آن‌ها منطقی به نظر می‌رسد، بنابراین چگالی و فشار از معادلات (۴) و (۵) قابل محاسبه است:

$$\rho = \sum_{k=1}^{Ns} \rho_k \quad (4)$$

$$P = \sum_{k=1}^{Ns} \frac{\rho_k RT}{MW_k} \quad (5)$$

که ρ_k از رابطه (۶) حاصل می‌شود:

$$\rho_k = \rho Y_k \quad (6)$$

رابطه انرژی کل نیز به صورت رابطه (۷) خواهد بود:

$$E = \int_{T_{ref}}^T C_{p,mix} dT + \sum_{k=1}^{Ns} Y_k h_f^\circ(T_{ref}) + \frac{|\vec{v}|^2}{2} - \frac{p}{\rho} \quad (7)$$

نرخ واکنش نیز از معادله آرنیوس (۸) حاصل می‌شود:

$$\dot{\omega} = -K \rho Y_k \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (8)$$

مسئله به صورت ناپایا حل شده و از حلگر چگالی مبنا جهت شبیه‌سازی بهره گرفته شده است. همچنین از فرمول‌بندی صریح استفاده شده است و معادلات جریان با تقریب مرتبه دوم گسسته‌سازی شده است.

می‌شود. روش گردابه‌های بزرگ با وضوح شبکه بسیار بالا، حداقل ۶۰۰ سلول در هر طول ناحیه نیم‌واکنش، جهت مدل‌سازی مناسب آشفتگی موردنیاز است تا بتوان اثر اضمحلال را در ساختارهای مقیاس کوچک بررسی کرد. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که مستقل از اندازه شبکه، پیش‌بینی معادلات اوپلر اختلاف قابل ملاحظه‌ای با معادلات ناویر-استوکس نداشت. با توجه به اینکه هدف در پژوهش حاضر، بررسی ساختار سلولی موج دتونیشن نیست، بلکه هدف اصلی بررسی حرکت پیوسته و ادامه‌دار موج دتونیشن چرخشی در یک کانال حلقوی که از یک انتهای خود توسط واکنش‌دهنده‌ها تغذیه می‌شود، است. بنابراین حل ناویر-استوکس امتیازی به حل معادلات اوپلر ندارد و از حل اوپلر در این پژوهش بهره گرفته شده است.

از آنجاکه فقط خواص دینامیک گازی در محفظه احتراق در نظر گرفته شده، به منظور صرفه‌جویی در هزینه‌های شبیه‌سازی یک سینتیک آرنیوس تک‌مرحله‌ای و برگشت‌ناپذیر برای مخلوط هیدروژن-هوا در این مطالعه [۱۲] در نظر گرفته شده است. این مدل به‌طور ویژه برای شبیه‌سازی موتورهای دتونیشن چرخشی پیوسته مناسب بوده که توسط هیونگی و همکاران [۱۳]، شائو و همکاران [۱۴] و لیو و همکاران [۱۵]، به‌طور موفقیت‌آمیز جهت بررسی ساختار میدان جریان موتورهای دتونیشن چرخشی پیوسته استفاده شده است. انبارلویی و ابراهیمی [۱۶] شبیه‌سازی عددی دوبعدی محفظه احتراق یک موتور دتونیشن چرخشی خاص را انجام دادند و در طی این پژوهش روش شبیه‌سازی ارائه شده را برای تک موج اعتبارسنجی نموده‌اند و از آن روش اعتبارسنجی شده برای شبیه‌سازی دو موجی در این مقاله استفاده گردیده است. برای اعتبارسنجی علاوه بر داده‌های تجربی از کارهای عددی نیز بهره گرفته شده است. کارهای تجربی و عددی استناد شده به آن در این پژوهش به ترتیب مربوط به لیو و همکاران [۴] و اسکوبار و همکاران [۱۷] است.

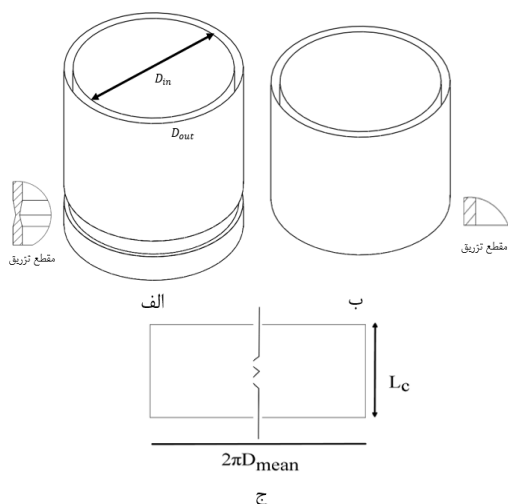
فرم برداری معادله ناویر-استوکس به صورت رابطه (۱) است:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int W dV + \oint [F - G] dA = \int S dV \quad (1)$$

بردارهای W ، F ، G و S به صورت رابطه (۲) است [۱۷]:

۳-۱- دامنه محاسبات

هندسه مسئله از سه بعدی به دوبعدی تغییرهای ناچیزی ایجاد می‌کند. البته باید توجه شود که این فرضیات با فرض اینکه مسئله به صورت غیر لزج حل خواهد شد، معتبر هستند و شبیه‌سازی در واقع در صفحه‌ی میانی قطر داخلی و خارجی انجام می‌شود.



شکل (۲): الف) دامنه محاسباتی سه بعدی واقعی یک محفظه احتراق دتونیشن چرخشی. ب) دامنه ساده شده سه بعدی پس از حذف سیستم تزریق. ج) دامنه دوبعدی ساده شده تحت مفروضات مسئله

با توجه به فرضیات انجام شده و شکل ۲، ابعاد و اندازه دامنه محاسبات دوبعدی به صورت شکل ۳ ایجاد می‌شود. شبکه محاسباتی انتخابی برای این دامنه، شبکه منظم و یکنواخت و به صورت مربعی است. شبیه‌سازی در سه اندازه شبکه ۲۵۰، ۵۰۰ و ۱۰۰۰ میکرومتری انجام شده است که با توجه به شبیه‌سازی‌های انجام شده برای بررسی استقلال از شبکه، اندازه شبکه ۵۰۰ میکرومتری برگزیده شد. در شکل ۳ شبکه محاسباتی ایجاد شده و ساختار آن ارائه گردیده است. با توجه به ماهیت گذرا بودن این مسئله، مقدار و حجم محاسبات قابل توجه می‌باشد. دامنه‌ی محاسباتی در این شبیه‌سازی دارای ۹۰۰۰۰ سلول است و محاسبات انجام گرفته توسط یک کامپیوتر با بخش محاسباتی ۳۲ هسته‌ای و حافظه RAM به اندازه‌ی ۶۴ گیگابایت انجام شده است که مدت محاسبه‌ی هر کدام از اجراها بین ۱۰ الی ۲۵ روز به طول انجامیده است.

شماتیک موتور شبیه‌سازی شده در شکل ۱ آورده شده است. در جدول ۱ نیز ابعاد محفظه احتراق موتور به صورت سه بعدی آورده شده است. پارامترهای ذکر شده در جدول ۱ عبارت‌اند از: قطر داخلی، قطر خارجی و طول محفظه‌ی احتراق.

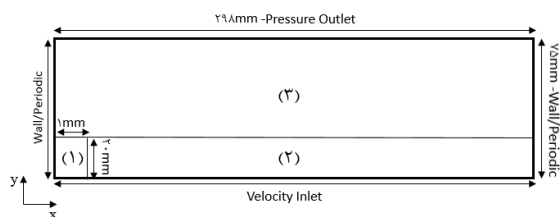
جدول (۱): پارامترهای هندسی محفظه احتراق مورد مطالعه

پارامتر	مقدار (mm)
D_{in}	۹۰
D_{out}	۱۰۰
L_c	۷۵

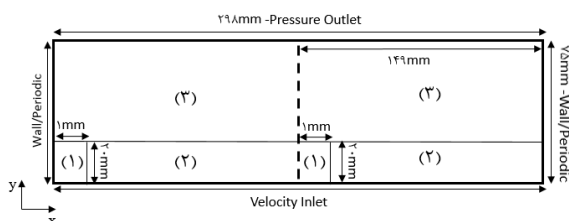
شبیه‌سازی احتراق دتونیشن چرخشی به صورت سه بعدی نیازمند هزینه و زمان زیادی است به همین منظور ساده‌سازی‌هایی در چند مرحله صورت می‌پذیرد تا هندسه سه بعدی به یک هندسه دوبعدی تبدیل شود. مرحله اول ساده‌سازی شامل حذف بخش تزریق و لاینرها از دامنه محاسبات است که در این صورت به جای بخش تزریق باید شرط مرزی مناسب (کد مناسب) انتخاب شود. شکل ۲- الف و ۲- ب همین موضوع را به وضوح به تصویر کشیده است. شکل ۲- الف هندسه کامل احتراق دتونیشن چرخشی^۱ را نشان می‌دهد که پس از حذف بخش تزریق مواد واکنش‌دهنده و استفاده از کد مناسب تعریف شده توسط کاربر^۲ به شکل ۲- ب تبدیل می‌شود. مرحله بعدی، اصطلاحاً باز کردن هندسه سه بعدی و تبدیل آن به یک هندسه دوبعدی است. در این مرحله، یک محفظه حلقوی سه بعدی به یک دامنه صفحه‌ای دوبعدی تبدیل خواهد شد، (شکل ۲- ج). دلیل اینکه می‌توان چنین فرضی را در نظر گرفت آن است که اندازه عرض کانال دتونیشن نسبت به قطر میانگین محفظه (میانگین قطر داخلی و خارجی) بسیار کوچک است و می‌توان با این شرط از اثرات انحنا محفظه صرف نظر کرد. همچنین با حذف سیستم تزریق و جایگزینی شرط مرزی مناسب، یک سیستم تزریق ایده‌آل در شبیه‌سازی ایجاد می‌شود و اثر غیر ایده‌آل بودن سیستم تزریق در شبیه‌سازی عملاً حذف می‌شود در نتیجه تبدیل

^۱ RDC

^۲ UDF



شکل (۴): ابعاد تقسیم‌بندی هندسه مسئله به سه ناحیه برای اعمال شرایط اولیه در حالت تک موج

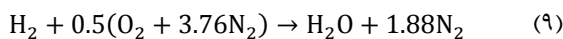


شکل (۵): ابعاد تقسیم‌بندی هندسه مسئله به سه ناحیه برای اعمال شرایط اولیه در حالت دو موج

جدول (۲): شرایط اعمال شده به نواحی مختلف دامنه در مرز ورودی

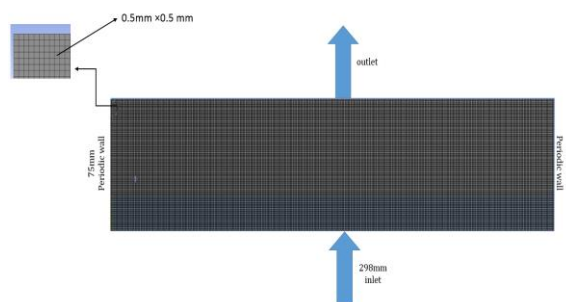
شماره ناحیه	T[K]	P[atm]	$v_x [\frac{m}{s}]$	ترکیب شیمیایی
۱	T_{CJ}	P_{CJ}	۱۱۷۸/۱	فقط محصولات
۲	۳۰۰	۱	صفر	فقط واکنش‌دهنده‌ها
۳	۳۰۰	۱	صفر	فقط محصولات

منظور از محصولات و واکنش‌دهنده‌ها در ستون ترکیب شیمیایی در جدول ۲ واکنش‌دهنده‌ها و محصولات واکنش یک مرحله‌ای زیر (احتراق هیدروژن با هوا) است:



با توجه به واکنش تک‌مرحله‌ای (۹) مقادیر کسر جرمی استفاده شده در شبیه‌سازی‌ها هم به صورت جدول ۳ است. این مقادیر با توجه به نقش گونه شیمیایی (واکنش‌دهنده یا فرآورده بودن) در اعمال شرایط اولیه مورد استفاده قرار می‌گیرند.

برای محاسبه شرایط چایمن-جوگت نیز از کد تجاری CEA که توسط ناسا توسعه داده شده است، استفاده گردیده است. ورودی این کد اطلاعات قسمت واکنش‌دهنده‌های جدول ۳ و خروجی آن اطلاعاتی است که در جدول ۴ آمده



شکل (۳): دامنه محاسباتی مسئله به همراه ساختار شبکه

۲-۳- شرایط اولیه

تنظیم شرایط اولیه و اعمال آن به مسئله یک جنبه‌ی حیاتی و اثرگذار برای مطالعات عددی در احتراق دتونیشن چرخشی است. دلیل حیاتی بودن شرایط اولیه در شبیه‌سازی احتراق دتونیشن چرخشی ناپایدار بودن این رژیم احتراقی به صورت ذاتی است. در طی شبیه‌سازی احتراق دتونیشن چرخشی باید یک وضعیت پایدار و پرودیک ایجاد شود که این وضعیت تابع شرایط اولیه است. فرآیند اعمال شرایط اولیه دارای یک هدف است و حصول اطمینان از دستیابی به یک یا چند موج دتونیشن یک‌طرفه است. همان‌طور که اشاره گردید برای راه‌اندازی دتونیشن در کارهای تجربی از یک لوله‌ی راه‌انداز خارجی که به صورت مماس با محفظه‌ی احتراق حلقوی قرار می‌گیرد، استفاده می‌شود.

راه‌اندازی موج یک‌طرفه دتونیشن در کارهای عددی دارای راهبردی متفاوتی با کارهای تجربی است. برای راه‌اندازی موج دتونیشن به صورت یک‌طرفه لازم است هندسه مسئله به سه قسمت مختلف تقسیم شود و به هر قسمت مطابق شرایط جدول ۲ مقادیر مناسب اعمال شود. در شکل ۴ ابعاد تقسیم‌بندی‌ها برای حالت تک موج و در شکل ۵ برای حالت دو موج مشاهده می‌شود (اندازه ناحیه‌ها در هر دو شکل ۴ و ۵ یکسان هستند). شرط اولیه داده شده به هر یک از این مناطق در نهایت به ایجاد موج دتونیشن یک‌طرفه کمک می‌کند. مشخصه‌های ترمودینامیکی هر یک از مناطق در جدول ۲ آمده است. در شکل ۴ و ۵، شرط مرزی بخش بالا به صورت فشار خروجی، شرط مرزی بخش چپ و راست به صورت دیواره پرودیک و شرط مرزی بخش پایینی به صورت سرعت ورودی تنظیم شده است.

فشار محلی هر یک از المان‌ها درون محفظه احتراق (کانال دتونیشن) خوانده می‌شود. در واقع فشار خوانده شده از درون محفظه نقش فشار پشت را برای میکرونازل‌های لاوال بازی می‌کند. پس از به دست آمدن فشار محلی هر المان در محفظه احتراق، با استفاده از روابط گازدینامیکی سرعت خروجی از میکرو نازل که برابر سرعت تزریق است محاسبه شده و در شر مرزی ورودی اعمال می‌شود. در این وضعیت با توجه به روابط گازدینامیکی چندین حالت متصور است. در این مدل تزریق ایده‌آل، وضعیت تزریق واکنش‌دهندها یعنی:

$$P_{inlet}(\vec{x}, t), T_{inlet}(\vec{x}, t), \|v_{inlet}(\vec{x}, t)\| \|P_{inlet}(\vec{x}, t) \text{ به}$$

عنوان تابعی از فشار استاتیک محلی در صفحه انبساط محفظه احتراق ($P_{local}(\vec{x}, t)$) محاسبه می‌شود. اگر فشار استاتیک محلی درون محفظه احتراق ($P_{local}(\vec{x}, t)$) بزرگ‌تر از فشار سکون منیفولد تزریق ($P_{o,m}$) باشد، مدل فرض می‌کند که هیچ‌گونه از مواد واکنش‌دهنده وارد محفظه نمی‌شود و وضعیت تزریق توسط معادله (۱۱) نشان داده می‌شود، یعنی فشار درون محفظه احتراق به حدی بالا است که مواد واکنش‌دهنده اجازه ورود به محفظه نمی‌یابند. در حالت واقعی وقتی که این حالت اتفاق می‌افتد جریان به داخل سیستم تزریق و محفظه پلنوم نفوذ می‌کند. اما با در نظر گرفتن این مدل جریان برگشتی در نظر گرفته نمی‌شود.

$$\|\vec{v}_{inlet}(\vec{x}, t)\| = 0.0 \quad (11)$$

در حالت بعدی اگر فشار محلی محفظه احتراق ($P_{local}(\vec{x}, t)$) برابر یا بزرگ‌تر از فشار آیزنتروپیک مادون صوت (P'') و کمتر از فشار سکون منیفولد تزریق باشد جریان مادون صوت و آیزنتروپیک خواهد بود. وضعیت تزریق در این رژیم توسط معادله‌ی (۱۲) محاسبه می‌شود.

$$\|\vec{v}_{inlet}(\vec{x}, t)\| = U_{max} \left[1 - \frac{P_{inlet}(\vec{x}, t)}{P_{o,m}} \right] \quad (12)$$

اگر فشار محفظه بین فشار آیزنتروپیک مادون صوت و رژیم مافوق صوت قرار گرفت (P', P'') تزریق واکنش‌دهندها به صورت غیر آیزنتروپیک صورت می‌گیرد. این وضعیت منجر به آن خواهد شد که نازل در وضعیت فرامنسپت قرار گیرد که در این حالت موج‌های ضربه‌ای در بخش انبساطی نازل ایجاد می‌شود و باعث از دست رفتن فشار کل می‌شود. وضعیت تزریق در این حالت توسط معادله (۱۳) مشخص می‌شود.

این اطلاعات در شرایط اولیه مسئله استفاده می‌شود. علت استفاده از این کد آن است که به دلیل حذف لوله راه‌انداز در شبیه‌سازی، باید مشخصات ترمودینامیکی تنظیم شده برای ناحیه ۱ دامنه به گونه‌ای باشد که انگار در آنجا موج دتونیشن از قبل راه افتاده است و در حال سوزاندن مواد خام است به همین دلیل از شرایط نقطه چاپمن - جوگت برای ایجاد شرایط اولیه استفاده می‌شود.

جدول (۳): کسر جرمی گونه‌های شیمیایی استفاده شده در شبیه‌سازی

محصولات		واکنش‌دهندها	
مقدار کسر جرمی	گونه شیمیایی	مقدار کسر جرمی	گونه شیمیایی
۰/۲۵۴۸۱	H ₂ O	۰/۰۲۸۳۱	H ₂
۰/۷۴۵۱۹	N ₂	۰/۲۲۶۵۰	O ₂
		۰/۷۴۵۱۹	N ₂

جدول (۴): پارامترهای خروجی از کد CEA

پارامتر	مقدار
سرعت گازهای پشت موج	۱۱۷۸/۱ m/s
T_{CJ}	۳۳۳۷/۳۵ K
P_{CJ}	۱۶/۹۳۴ bar

۳-۳- شرایط مرزی

عملکرد شرط مرزی ورودی بر اساس پارامترهای شرایط عملکردی ($P_{o,m}, T_{o,m}, Y_{k,inlet}$) تعیین شده است و نرخ دبی جرمی بر اساس معادله (۱۰) تعیین می‌شود. این معادله برای حالتی که بخش تزریق دچار خفگی شده باشد، معتبر است.

$$m_{inlet}^* = A_t P_{o,m} \gamma \frac{\sqrt{[2/(\gamma + 1)]^{(\gamma+1/\gamma-1)}}}{\sqrt{\gamma R T_{o,m}}} \quad (10)$$

در این مدل که توسط یک کد UDF برای شرط مرزی ورودی اعمال می‌شود، طبق فرض قبلی از میکرونازل‌ها استفاده گردیده و محاسبات صورت می‌گیرد. در این مدل مقادیر بر پایه فشار محلی درون محفظه احتراق محاسبه شده و در شرط مرزی اعمال می‌شود یعنی توسط این کد ابتدا

توضیحات ارائه شده شماتیک شرایط مرزی در حالت تک موج و دوموج به ترتیب در شکل‌های ۴ و ۵ نشان داده شده است.

۴- شبیه‌سازی دوبعدی احتراق دتونیشن چرخشی در حالت دو موج

برای شرایط مرزی، شرایط مانند حالت تک موج [۱۶] است با این تفاوت که مرز خط‌چین که در شکل ۵ نشان داده شده است. ابتدا برای آنکه از منحرف شدن موج دوم به سمت چپ جلوگیری کند به صورت دیواره تنظیم می‌شود و سپس بعد از آنکه موج دوم از این مرز دور شد و به مرز دیواره سمت راست نزدیک شد دیواره سمت راست به همراه دیواره سمت چپ به حالت پرودییک تغییر وضعیت می‌دهند و مرز قرمز رنگ وسط به صورت سطح میانی درمی‌آید.

۵- نتایج شبیه‌سازی احتراق دتونیشن چرخشی برای حالت تک موج و دو موج

نتایجی که در این بخش ارائه می‌شود مربوط به شبیه‌سازی‌های دوبعدی به دست آمده با استفاده از تنظیمات اشاره شده در جدول ۵ در نرم‌افزار فلونت است. این تنظیمات هم برای حالت تک موج و هم برای حالت دو موج مورد استفاده قرار گرفته است.

جدول (۵): برخی از تنظیمات مربوط به حلگر نرم‌افزار فلونت

1)	Formulation	DBS
2)	Flux Type	AUSM
3)	Flow	Second Order Upwind
4)	Species Models	Species Transport

در شکل ۶، نتایج شبیه‌سازی احتراق دتونیشن چرخشی برای حالت تک موج و در شکل ۷ نتایج شبیه‌سازی احتراق دتونیشن چرخشی برای حالت دو موج قابل مشاهده است (مقیاس‌ها برای هر دو شکل ۶ و ۷ یکسان هستند). نتایج با توجه به تنظیمات حلگر برپایه چگالی است.

$$\|\vec{v}_{inlet}(\vec{x}, t)\| = \frac{\sqrt{(\beta^2 + 4U_{max}^2) - \beta}}{2} \quad (13)$$

در حالت بهینه سیستم تزریق باید طبق این رژیم و یا نزدیک به آن عمل کند. بر این نکته باید تأکید شود که سرعت تزریق به اندازه‌ای کافی باشد تا بتواند دتونیشن پیوسته را تضمین نماید.

اگر فشار محلی محفظه احتراق ($P_{local}(\vec{x}, t)$) کوچک‌تر مساوی فشار آیزنتروپیک مافوق صوت شود، واکنش‌دهنده‌ها با سرعت مافوق صوت تزریق می‌شوند. تزریق مافوق صوت به ندرت در عملکرد احتراق دتونیشن چرخشی اتفاق می‌افتد. مقدار فشار برای یک نازل لاوال در رژیم مادون صوت (P'') و مافوق صوت (P') با حل معادله (۱۴) به دست می‌آید. ضریب بتا نیز به صورت معادله (۱۵) تعریف می‌شود.

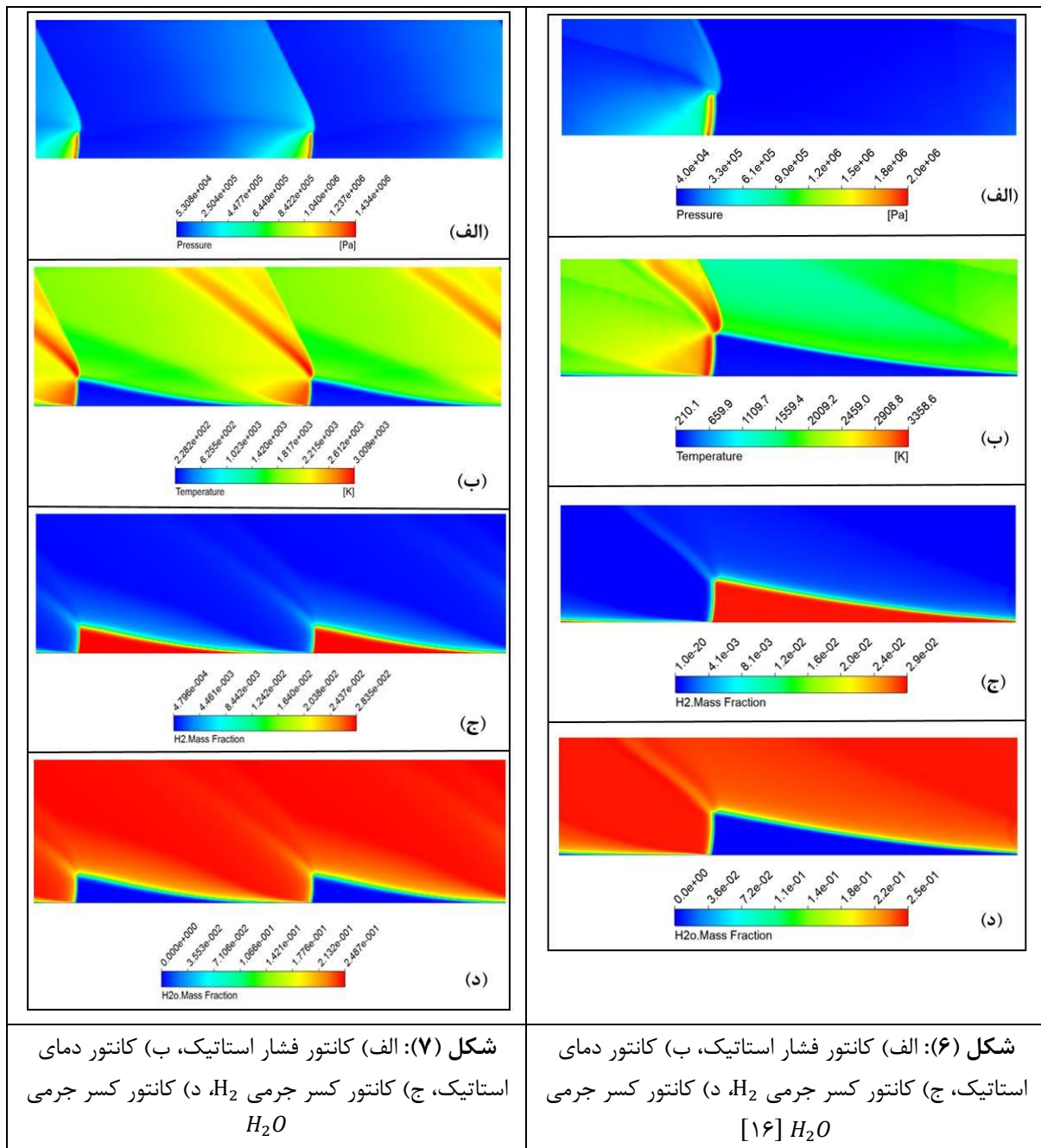
$$\frac{P}{P_{o,m}} \left[1 - \left(\frac{P}{P_{o,m}} \right)^{\gamma-1/\gamma} \right]^{1/2} \quad (14)$$

$$= \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{1/(\gamma-1)} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{1/2} \frac{A_t}{A_e}$$

$$\beta = \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \right) \left(\frac{P_{o,m}}{\dot{m}_{inlet}^* / A_t} \right) \quad (15)$$

پایه‌سازی این مدل منجر به اعمال بزرگی سرعت محلی $\|v_{inlet}(\vec{x}, t)\|$ در ورودی می‌شود. در مرز ورودی باید جهت جریان عمود بر صفحه انتخاب شود و کسر جرمی گونه‌ها ($Y_{k,inlet}$) نیز تعریف شود. برای اعمال این شرط باید یک کد مناسب نوشته شود و در نرم‌افزار فلونت بر شرط مرزی ورودی اعمال شود. برای شرط مرزی ورودی از مرز ورودی_سرعت استفاده شده است. چراکه خروجی کد نوشته شده به صورت سرعت در مرز اعمال می‌شود.

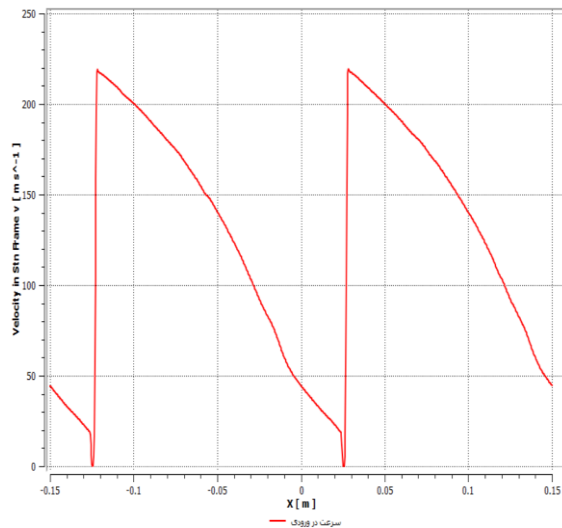
در روش ارائه شده در این مقاله نباید از یک نوع مرز برای دیواره‌های کناره‌ای استفاده کرد. در شبیه‌سازی انجام گرفته، ابتدا برای اینکه موج دتونیشن یک‌طرفه و منظم بدون ازهم‌گسیختگی جلو رود، هر دو مرز کناری به صورت دیواره در نظر گرفته می‌شود. سپس هنگامی که موج دتونیشن پیش رفته و به دیواره دوم نزدیک می‌شود برای اینکه شرط پیوسته بودن موج حفظ شود باید دو دیواره کناری به شرط مرزی پرودییک تغییر پیدا کنند با این کار پیوستگی حرکت موج تا آخر حفظ می‌شود. با توجه به



در رژیم دتونیشن چرخشی، در داخل محفظه احتراق ساختارهای جریان متمایزی به وجود می‌آیند. درهم‌کنش موج دتونیشن با مخلوط تزریقی و محصولات دتونیشن، یک گروه پیچیده از ساختارهای در هم‌پیوسته‌ی جریان به وجود می‌آورد. ناحیه آبی‌رنگ در شکل ۷- الف که به‌عنوان مخلوط تازه نام‌گذاری شده است، به مخلوط واکنش‌ن داده سوخت و اکسنده قبل از موج دتونیشن اشاره دارد. سرعت تزریق، شار جرم و فشار واکنش‌دهنده‌ها به توزیع فشار در داخل محفظه احتراق بستگی دارد.

در شکل ۷- ب ارتفاع موج دتونیشن در حالت دو موجی نسبت به حالت تک موجی کوتاه‌تر شده است. دلیل این امر آن است که مواد واکنش‌دهنده با در نظر گرفتن فشار تزریق مشابه شبیه‌سازی تک موج، در حالت دو موجی فرصت کمتری برای تزریق نسبت به حالت تک موجی دارند چراکه موج دتونیشن بعدی سریع‌تر نسبت به حالت تک موجی به آنان رسیده و آن‌ها را محترق می‌کند. اما سایر مشخصه‌های کلی از قبیل موج ضربه‌ای مایل در این حالت مانند حالت تک موجی است.

شکل ۹ نیز سرعت در ورودی را نشان می‌دهد. در محل حضور موج‌ها سرعت ورودی به صفر رسیده است.



شکل (۹): نمودار سرعت در ورودی در حالت دو موجی

می‌توان با بررسی نمودارهای فشار استاتیک به دست آمده در شبیه‌سازی، سرعت حرکت موج در کانال دتونیشن را به دست آورد. سرعت به دست آمده در مقاله حاضر برابر 1890 m/s است حال آنکه مقدار سرعت در کار تجربی لियो و همکاران [۴] 1743 m/s و در پژوهش عددی اسکوبار و همکاران [۱۷] 1862 m/s ذکر شده است. بنابراین شبیه‌سازی این مقاله در مقایسه با کار تجربی لियो $8/4$ درصد و در مقایسه با کار اسکوبار دارای $1/5$ درصد خطا بوده است.

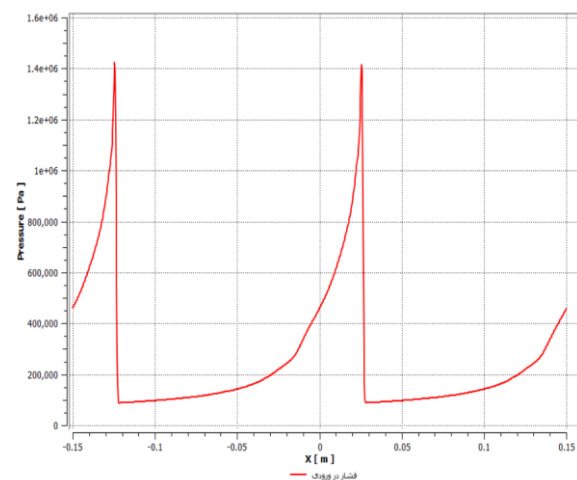
۶- نتیجه‌گیری

یکی از انواع روش‌های احتراقی با بازده بالا احتراق دتونیشن چرخشی است. موتورهایی که از این روش احتراقی بهره می‌برند ساختار ساده‌ای دارند. با در نظر گرفتن فرضیاتی می‌توان ساختار سه‌بعدی موتور را ساده کرد و برای جلوگیری از هزینه‌های محاسباتی، آن را به صورت دوبعدی شبیه‌سازی نمود. با استفاده از روش مطرح شده، می‌توان هر تعداد موج دلخواه را در شبیه‌سازی وارد کرد اما در فاز تجربی کنترل حضور چند موج در یک محفظه بسیار مشکل خواهد بود و مدتی پس از راه‌اندازی امواجی که با شرایط فیزیکی مسئله همخوانی نداشته باشند اصطلاحاً خاموش می‌شوند. قابل توجه است که با وجود ساده‌سازی‌های اضافه

شکل ۷- ج کانتور کسر جرمی جزء H_2 را نشان می‌دهد. ناحیه آبی‌رنگ مواد تزریقی جدید هستند که به صورت گوه‌ای شکل در مقابل موج دتونیشن حاضر هستند. وجود این مواد به این شکل ضامن پیوسته بودن و عدم خاموشی موج‌ها در ادامه کار هستند. ناحیه قرمز رنگ هم نشان می‌دهد که هیچ هیدروژنی باقی نمانده است و این بیانگر آن است که تمام مواد اولیه توسط موج‌های دتونیشن سوزانده شده‌اند. با توجه به شکل ۷- ج به این نکته می‌توان رسید که عدم داشتن فرصت زیاد برای تزریق در حالت دو موجی سبب کوچک‌تر شدن گوه‌های مواد تزریقی در مقابل موج شده است.

همانند شکل ۷- ج، شکل ۷- د کانتور کسر جرمی H_2O را نشان می‌دهد. در اینجا نیز مشاهده می‌شود که بعد از عبور مواد اولیه از موج‌ها تمام مواد به محصول (آب) تبدیل شده‌اند و احتراق کامل صورت گرفته است. رنگ سبزرنگ هم جبهه احتراقی را نشان می‌دهد و درست در همین مکان است که هیدروژن با اکسیژن ترکیب شده و به آب تبدیل می‌شود.

شکل ۸ نمودار فشار در ورودی را نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل نیز مشخص است در اینجا به علت حضور دو موج دو قله (پیک) فشاری در نمودار اتفاق افتاده است.



شکل (۸): نمودار فشار استاتیک در ورودی در حالت دو

موجی

- Channels with Porous Walls”, *Combust. Flame*, Vol. 162, No. 6, pp. 2638-2659, 2015.
9. Mahmoudi, Y. and Mazaheri, K. “High Resolution Numerical Simulation of Triple Point Collision and Origin of Unburned Gas Pockets in Turbulent Detonations”, *Acta Ast.*, Vol. 115, pp. 40-51, 2015.
 10. Singh, S., Powers, J. M., and Paolucci, S. “Multidimensional Detonation Solutions from Reactive Navier-Stokes Equations”, *Proc. of The 37th AIAA ASME*, Reno, Nevada, January 11-14, 1999.
 11. Mahmoudi, Y., Karimi, N., Deiterding, R., and Emami, S. “Hydrodynamic Instabilities in Gaseous Detonations: Comparison of Euler, Navier–Stokes, and Large-Eddy Simulation”, *J. Prop. Power*, Vol. 30, No. 2, pp. 384-396, 2014.
 12. Ma, F., Choi, J.Y. and Yang, V. “Thrust Chamber Dynamics and Propulsive Performance of Single-Tube Pulse Detonation Engines”, *J. Prop. Power*, Vol. 21, No. 3, pp. 512-526, 2005.
 13. Yi, T.H., Lou, J., Turangan, C., Khoo, B. C., and Wolanski, P. “Effect of Nozzle Shapes on The Performance of Continuously Rotating Detonation Engine”, *Proc. of The 48th AIAA ASME*, Orlando, Florida, January 4-7, 2010.
 14. TaoYe, S. and JianPing, W. “Change in Continuous Detonation Wave Propagation Mode from Rotating Detonation to Standing Detonation”, *Chin. Phys. Lett*, Vol. 27, No. 3, p. 034705, 2010.
 15. ShiJie, L., ZhiYong, L., MingBo, S., and WeiDong, L. “Thrust Vectoring of a Continuous Rotating Detonation Engine by Changing The Local Injection Pressure”, *Chin. Phys. Lett*, Vol. 28, No. 9, 2011.
 16. Anbarlooei, M.M. and Ebrahimi, R. “Two Dimensional Numerical Simulation of The Combustion Chamber of a Special Rotating Detonation Engine”, 18th Int. Conf. of IAS, Feb.2020. (in persian)
 17. Escobar, S., Pakalapati, S. R., Celik, I., Ferguson, D., and Strakey, P. “Numerical Investigation of Rotating Detonation Combustion in Annular Chambers”, *ASME TurboExpo*, Paper No: GT2013 94918, V01AT04A071, 2013.
- در مدل، درصد خطا در پیش‌بینی سرعت موج دتونیشن در این مقاله تک‌رقمی است. بنابراین پیش‌بینی مناسبی از میدان فشار در شبیه‌سازی احتراق دتونیشن چرخشی صورت گرفته است به همین منظور می‌توان شبیه‌سازی‌های دوبعدی را با تقریب خوبی جایگزین شبیه‌سازی‌های سه‌بعدی کرد و عملکرد موتور را پیش‌بینی نمود. بخش اعظمی از خطای کوچکی که در کار دوبعدی مشاهده می‌شود ناشی از در نظر نگرفتن ساز و کارهای دقیق واکنش‌های واسطه‌ای است. با در نظر گرفتن این ساز و کارها می‌توان درصد خطا را به حداقل رسانید که این امر مستلزم هزینه‌های محاسباتی بالا است.

۷- مراجع

1. Holzwarth, H, “Compound Gas Turbine and Method of Producing Power Therewith”; US Patent 1982664, 1934.
2. Akbari, P., Nalim, R., and Mueller, N. “A Review of Wave Rotor Technology and Its Applications”, *J. Eng. gas turb. Power*, Vol. 128, No. 4, pp. 717-735, 2006.
3. Zhdan, S., Bykovskii, F., and Vedernikov, E. “Mathematical Modeling of a Rotating Detonation Wave in a Hydrogen-Oxygen Mixture”, *Combust. Expl. Shock. Wave*, Vol. 43, No. 4, pp. 449-459, 2007.
4. Liu, S.J., Lin, ZY., Liu, WD., Lin, W., and Sun, MB. “Experimental and Three Dimensional Numerical Investigations on H2/Air Continuous Rotating Deton. Wave”, *Proc. of The IME, Part G, J. Aero. Eng*, Vol. 227, No. 2, pp. 326-341, 2013.
5. Mazaheri, K., Mahmoudi, Y., and Radulescu, M. I. “Diffusion and Hydrodynamic Instabilities in Gaseous Detonations”, *Combust. Flame*, Vol. 159, No. 6, pp. 2138-2154, 2012.
6. Mahmoudi, Y., Mazaheri, K. and Parvar, S. “Hydrodynamic Instabilities and Transverse Waves in Propagation Mechanism of Gaseous Detonations”, *Acta Ast.*, Vol. 91, pp. 263-282, 2013.
7. Mahmoudi, Y. and Mazaheri, K. “Triple Point Collision and Hot spots in Detonations with Regular Structure”, *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 184, No. 7-8, pp. 1135-1151, 2012.
8. Mazaheri, K., Mahmoudi, Y., Sabzpooshani, M., and Radulescu, M. I. “Experimental and Numerical Investigation of Propagation Mechanism of Gaseous Detonations in

