Archive of SID

بررسی عددی ساختار موج ضربه‌ای متحرک در کانال حلقوی

محمد فراهانی[۱] و محمد بدر گل‌تپه[۲]

دانشکده مهندسی هوافضا

دانشگاه صنعتی شریف

(تاریخ دریافت:۱۳۹۵/۶/۱۷؛ تاریخ پذیرش: ۱۳۹۵/۹/۷)

چکیده

در این پژوهش، ساختار موج ضربه‌ای ناشی از احتراق، درون‌محفظه‌ای با هندسه حلقوی به قطر ۷۶ میلی‌متر و طول ۱۰۱ میلی‌متر، مورد بررسی گرفته است. انتظار می‌رود در آینده موتورهای دتونیشنی در دسته پیشرانه‌های هوافضایی قرار گیرند. انواع مختلفی از موتورهای دتونیشنی در حال حاضر تحت بررسی هستند، از جمله موتور دتونیشن چرخشی، که در این پژوهش طراحی یک نمونه آزمایشگاهی آن امکان‌سنجی شد. روش عددی استفاده‌شده توسط نرم‌افزار فلوئنت، با حل میدان جریان یک هندسه مشابه و مقایسه با نتایج تجربی، صحت‌سنجی شده است. با توجه به تغییرات ناچیز پارامترهای ترمودینامیکی در راستای شعاعی میدان جریان محفظه و کاهش هزینه‌های محاسباتی، از مدل دوبعدی هندسه طراحی‌شده، جهت شبیه‌سازی عددی استفاده شده است. پس از شناخت و تحلیل ساختار موج دتونیشن چرخشی، به مطالعه پارامتریک از نظر هندسی پرداخته شد. با توجه به نتایج به‌دست آمده، وقتی یک موج ضربه‌ای دتونیشن به داخل یک مخلوط واکنش‌دهنده محصور با گاز بی‌اثر (محصولات سیکل قبلی)، منتشر می‌شود، یک موج ضربه‌ای مایل در بالای موج دتونیشن جهت هماهنگ‌کردن فشار پشت جبهه دتونیشن و منطقه گاز بی‌اثر، تشکیل می‌شود و ساختار دتونیشن- موج ضربه‌ای را ایجاد می‌کند. در ادامه به بررسی اثر تغییرات نسبت هم‌ارزی و طول محفظه پرداخته شد. مشاهده شد که سرعت، فشار و دمای موج دتونیشن در حالت استوکیومتریک بیشینه می‌باشد. همچنین، افزایش طول محفظه، در فشار تزریق پایین، موجب افزایش ارتفاع جبهه دتونیشن و در فشار تزریق بالا، موجب کاهش ارتفاع جبهه دتونیشن می‌شود.

واژه‌های کلیدی: موج احتراق دتونیشن، مدل‌سازی احتراق دتونیشن، ساختار موج دتونیشن، شبیه‌سازی دوبعدی موج دتونیشن

Numerical Simulation of Shock Waves Structure in an Annular Channel

M. Farahani and M. Badrgoltapeh

Aerospace Engineering Department

Sharif University of Technology

(Received:7/September/2016; Accepted:27/November2016)

ABSTRACT

In this work, the feasibility study for design of a laboratory sample RDE which has an annular geometry with diameter of 76 mm and length of 101 mm has been performed. Detonation engines are expected to be used as propulsion system in aerospace applications in the future. Several types of detonation engines are currently under examination, including the rotating detonation engine (RDE). First, numerical studies are validated comparing the FLUENT results with the experimental ones. Then, the geometry and equivalence ratio of injection mixture are investigated parametrically. Considering the negligible variations of thermodynamics parameters in the radial direction of flow field to reduce the computational costs, also a 2D model is used for numerical simulations. Results show for the case with the equivalence ratio of 1.2, detonation speed, pressure, and temperature behind detonation front is more than the equivalence ratio of 0.8. Also, maximum detonation speed and pressure behind detonation take place in stoichiometric conditions. The parametric study of the chamber length effects was also conducted using a length 0.5 and 2 times of the main chamber. Because the chamber outflow is subsonic at some regions, chamber length change has a significant effect on the engine performance and flow field. The results point out that increasing the chamber length in low injection pressure and high injection pressure leads to increasing and decreasing the height of detonation front, respectively.

Keywords: Detonation Combustion Wave, Detonation Combustion Modeling, Detonation Wave Structure, 2D Simulation of Detonation

۱- استادیار: mfarahani@sharif.ir

۲- دانشجوی دکتری (نویسنده پاسخگو): badrgoltappe@ae.sharif.ir

www.SID.ir

Archive of SID

فهرست علائم و اختصارات

A	سطح مقطع، m^2
C_p	گرمای ویژه در فشار ثابت
CDE	موتور دتونیشن پیوسته
D_k	ضریب نفوذ گونه k ام
D_{out}	قطر خارجی
D_{in}	قطر داخلی
D_{mean}	قطر متوسط محفظه احتراق حلقوی
DDT	تبدیل دفلگرشین به دتونیشن
E	انرژی کل
E_a	انرژی فعال‌سازی واکنش
F	بردار شار غیرلزج
G	بردار ترم چشمه
h_f^0	آنتالپی تشکیل در شرایط استاندارد
h	آنتالپی در واحد جرم
K	ضریب پیش‌نمایی
L_{ch}	طول محفظه احتراق
N_s	تعداد کونه‌ها
P	فشار ، bar
R	ثابت گازها
Δt	گام زمانی
T	دما ، K
t_{pp}	فاصله زمانی بین پیک‌های فشاری
u	مولفه سرعت در جهت x
U_{det}	سرعت موج دتونیشن
V	حجم
v	مولفه سرعت در جهت y
$\vec{v}$	بردار سرعت
Y_k	کسر جرمی گونه k
w	مولفه سرعت در جهت z
τ_{ij}	تانسور تنش‌های لزج
γ	نسبت گرمای ویژه

علائم یونانی

$\dot{\omega}_k$	نرخ تولید گونه k
$\emptyset$	نسبت هم‌ارزی سوخت
μ	لزجت دینامیکی، $kgm^{-1}s^{-1}$
ρ	چگالی، kgm^{-3}

زیرنویس‌ها

$(x, 0, t) = w$	مرز یا دیواره ورودی محفظه
C	محفظه احتراق
k	گونه k ام

۱- مقدمه

موتورهای جت و راکت مدرن به حدی رسیده‌اند که افزایش کارایی آن‌ها به‌وسیله اصلاحات جزئی و یا بهبود پارامترهای مواد بسیار دشوار است. برای رسیدن به یک افزایش قابل ملاحظه در بازده حرارتی چنین موتورهایی باید از راه‌های غیرمتعارفی استفاده شود مانند تغییر چرخه ترمودینامیکی موتور، این هدف با استفاده از احتراق دتونیشن به‌جای دفلگریشن قابل دسترسی است. انگیزه استفاده از انفجار (دتونیشن) به‌عنوان یک فرآیند احتراق، با انتظار بهبود عملکرد پیشرانش جت، ایجاد شده است. چرخه دتونیشن، از نظر ترمودینامیکی کارآمدتر هستند. در دتونیشن، آزادسازی انرژی شیمیایی، در یک زمان بسیار کوتاه و در یک فضای کوچک در مقایسه با حالت دفلگرشین رخ می‌دهد.

موتورهای دتونیشنی را می‌توان به سه گروه تقسیم کرد: نوع اول، موتور دتونیشن ایستاده[1] نامیده می شود [۱]، که در آن تزریق مخلوط مستمر است و نیروی تراست ثابتی را تضمین می‌کند. سرعت تزریق مخلوط تازه به‌شدت محدود است، زیرا موج دتونیشن نمی‌تواند در امتداد موتور حرکت کند. تعادل بین سرعت تزریق و سرعت انتشار می‌تواند به‌راحتی توسط یک تغییر کوچک در ترکیب مخلوط و یا با یک عامل دیگر، به هم بخورد. بنابراین موتور می‌تواند تنها در یک محدوده خاص از سرعت (ماخ پروازی)، کار کند.

گروه دوم از موتورهای دتونیش، موتور دتونیشن پالسی[2] نامیده می‌شود و طراحی آن بسیار ساده است [۲-۱]. این نوع موتور می‌تواند در طیف گسترده‌ای از عدد ماخ پروازی (در محدوده ۵-۰)، کار کند. اما تغییرات نیروی تراست آن در طول چرخه عملکردی، به‌صورت دوره‌ای افزایش و کاهش می‌یابد. علاوه‌براین، به‌علت نیاز به پاک‌سازی (تخلیه) و دوباره پرکردن محفظه در هر چرخه، سامانه تغذیه پیچیده‌ای دارند. مشکل دیگر در مورد این موتور، سامانه راه‌انداز است، چراکه در هر چرخه به آن نیاز دارد که انرژی لازم جهت راه‌اندازی را از منابع خارجی به‌دست می‌آورد. در موتور دتونیشن پالسی برای کاهش زمان انتقال (تبدیل سریع) دفلگرشین به دتونیشن[3]، باید از مخلوط استوکیومتریک استفاده کند، که به تولید درجه حرارت بالا و انتشار ناکس بالا منجر می‌شود. از مزایای موتور دتونیشن پالسی می‌توان به طراحی نسبتا ساده و بازدهی بالا و از معایب این موتورها می‌توان به فرکانس پایین، لزوم راه‌اندازی هر چرخه، طول زیاد و فاصله راه‌اندازی زیاد، تراست متغییر با زمان، سر و صدای زیاد و ارتعاشات شدید اشاره کرد.

1- Standing Detonation Engine (SDE)
2- Pulse Detonation Engine (PDE)
3- Deflagration To Detonation Transition (DDT)

www.SID.ir

Archive of SID

گروه سوم از موتورهای دتونیشن، موتور دتونیشن چرخشی[1] نامیده می‌شود همچنین به‌عنوان موتور دتونیشن پیوسته[2]، شناخته می‌شوند. موتور دتونیشن چرخشی می‌تواند در هر سرعت پروازی عمل کند و نیروی تراست پایداری تولید کند، چراکه موتور دارای فرکانس بسیار بالایی از تکرار چرخه‌هاست (هزاران چرخه در ثانیه که فقط به مخلوط و هندسه موتور بستگی دارد). یک مزیت مهم این موتورها این است که، فرایند راه‌اندازی فقط یک بار انجام شود و سپس پروسه انتشار به‌طور پیوسته در محفظه استوانه‌ای ادامه می‌یابد و می‌تواند با مخلوط غنی و رقیق کار کند که باعث می‌شود دمای حداکثر و تولید ناکس را کنترل و کاهش داد. یکی از مزیت‌های نهایی این نوع موتورها، اندازه و وزن کم آن است. یکی از دلایل، عدم وجود قطعات متحرک می‌باشد. با این حال، دلیل اصلی، کانال دتونیشن است. در موتور دتونیشن پالسی، دتونیشن به‌صورت محوری اتفاق می‌افتد و لوله‌ای با طول مشخص، منحصرا جهت انتقال دفلگرشین به دتونیشن، اختصاص داده شده است. در موتور دتونیشن چرخشی، هیچ نیازی به چنین بخشی نیست، چون‌که کانال دتونیشن به‌صورت محیطی می‌باشد و موج دتونیشن از میان همان فضای محیطی، که انتقال دفلگرشین به دتونیشن در آن رخ می دهد، عبور می‌کند [۳]. اخیرا توجه محققان به موتور دتونیشن چرخشی معطوف شده است زیرا باعث افزایش قابل ملاحظه‌ای در بازده حرارتی و سادگی طراحی می‌شود.

دانشمندان روسی برای اولین‌بار ماهیت دتونیشن چرخشی را مشخص کردند [۴و۵]. با توجه به عکس‌های گرفته‌شده از میدان درخشندگی و گرادیان چگالی، اثبات شده است که دتونیشن در یک مسیر مارپیچ حرکت می‌کند.

از آنجاکه پیشرفت روس‌ها در درک تجربی دتونیشن‌های مستمر یا چرخشی، توصیف کاملی از میدان جریان درون محفظه احتراق ارائه نمی‌دهد. بنابراین اخیراً تحقیقات عددی برای پرکردن جای خالی در تحقیقات دتونیشن مستمر، انجام شده است [۸-۶]. محققان ژاپنی، تحقیقات اولیه دینامیک سیالات محاسباتی را در زمینه موتورهای دتونیشن چرخشی انجام داده اند [۷].

در شبیه‌سازی آن‌ها، یک موتور دتونیشن چرخشی با سوخت و اکسیدکننده پیش‌آمیخته، که به‌صورت محوری به کانال دتونیشن تزریق می‌شود، مورد استفاده قرار گرفته است. با استفاده از یک مدل شیمی ساده، آن‌ها قادر به تثبیت عددی دتونیشن شدند که با سرعت چاپمن- ژوگت[3] حرکت می‌کرد. این نشان داد که دتونیشنی که با سرعت چاپمن- ژوگت حرکت می‌کند، می‌تواند در یک محفظه احتراق حلقوی پایدار شود.

در ادامه، کارهای تجربی توسط دانشمندان چینی انجام شد که به ساخت و آزمایش یک موتور دتونیشن چرخشی با قطر 95 میلی‌متر منجر شد [۹].

مسأله مورد بررسی در این پژوهش شناسایی تجربی و عددی میدان جریان موتورهای دتونیشین چرخشی و ساختار پدیده دتونیشن چرخشی می‌باشد.

امروزه مطالعات زیادی در راستای دتونیشن چرخشی صورت می‌گیرد که هدف نهایی این مطالعات ترکیب موتورهای دتونیشن چرخشی با توربین گاز می‌باشد به‌گونه‌ای که بتوان موتوری کارآمدتر از نظر مصرف سوخت ویژه، ابعاد، آلاینده‌های تولیدی و هزینه‌های تمام‌شده به‌دست آورد. به‌عبارت دیگر، کمپرسور پرفشار، محفظه احتراق و توربین پرفشار، با موتورهای دتونیشن چرخشی جایگزین می‌شود.

بنابراین در این راستا ابتدا به طراحی محفظه احتراق دتونیشن چرخشی، سامانه داده‌برداری- کنترل و سامانه تغذیه مناسب پرداخته شد. در ادامه به‌کمک نرم‌افزار فلوئنت، مطالعات پارامتریک در راستای شبیه‌سازی میدان جریان محفظه دتونیشن چرخشی انجام شد تا شناختی نسبت به پدیده دتونیشن چرخشی به‌دست آید.

در پژوهش انجام شده، برای اولین‌بار در کشور پدیده دتونیشن چرخشی مورد بررسی قرار گرفته و هندسه‌ای متناسب با امکانات موجود و قابلیت بررسی تغییرات هندسی از قبیل تغییر عرض کانال دتونیشن و سامانه تزریق سوخت و اکسیدکننده، ایجاد شده است. همچنین، شبیه‌سازی میدان جریان احتراقی همراه با افزایش فشار در پدیده دتونیشن چرخشی، به‌کمک نرم‌افزار فلوئنت انجام شده است که با توجه به مطالعات نگارنده، قبلاً گزارش نشده و کاملاً جدید می‌باشد. تحقیقات قبلی صورت‌گرفته در این زمینه، اکثراً به‌وسیله کدهای عددی و نرم‌افزار دینامیک سیالات محاسباتی مخصوص[4] انجام شده است.

۲- روش عددی و معادلات حاکم

1 - Rotating Detonation Engine (RDE)
2 - Continuous Detonation Engine (CDE)
3 - Chapman-Jougeaut Velocity (Vcj)
4 -Computational Fluid Dynamics (CFD++)

www.SID.ir

Archive of SID

در مطالعات تحلیلی و عددی انجام‌شده با موضوع احتراق دتونیشن چرخشی، معمولا تأثیر دیفیوژن و ویسکوزیته صرف‌نظر شده است [۱۰]، که سبب می‌شود معادلات حاکم از معادله ناویر- استوکس به معادله اویلر تقلیل یابند. پدیده‌های غالب جریان با حل غیرلزج قابل مشاهده هستند یعنی ترم لزجت موجود در معادلات ناویراستوکس، تأثیر زیادی به فیزیک پدیده ندارد زیرا سه ترم زمانی، جابه‌جایی و فشاری در معادلات ناویراستوکس به‌دلیل فیزیک پدیده دتونیشن، مهم هستند و مقادیرشان بزرگ‌تر از دیفیوژن می‌باشد بنابراین می‌توان گفت که ترم دیفیوژن قابل صرف‌نظرکردن است. به‌عبارت دیگر، از آنجاکه در فرآیند انتشار دتونیشن، اثر پدیده انتقالی در مقایسه با ترم‌های جابجایی معمولا کوچک است، بنابراین خواص انتقالی مانند ویسکوزیته، هدایت حرارتی و نفوذ جرمی می‌تواند نادیده گرفته شود، و معادلات حاکم، معادلات اویلر واکنشی می‌باشند [۹].

معادلات ناویراستوکس دوبعدی واکنش‌پذیر با سینتیک آرنیوس یک‌مرحله‌ای، به‌صورت عددی در کار مظاهری و همکاران [۱۱] 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[1] و کلوین- هلمهولتز[2] [۱۲]) بررسی شده است. مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی پایین و بالا، که به‌ترتیب منجربه ساختار دتونیشن منظم و نامنظم می‌شوند، در نظر گرفته شده‌اند و محاسبات عددی با وضوح شبکه مختلف ۱٫۰۰۰-۲۵ سلول در هر طول ناحیه نیم‌واکنش[3]، انجام شده است. بررسی وضوح شبکه از طریق حل ناویراستوکس 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. با این 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 ارائه‌شده 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 کلوین-هلمهولتز 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 واکنش‌نداده، سرعت سوزش پاکت واکنش‌نداده را افزایش می‌دهد. با توجه به عدم وجود ناپایداری‌های هیدرودینامیکی در پشت جبهه اصلی دتونیشن‌هایی با ساختار منظم، نتایج به‌دست آمده از حل معادلات اویلر و ناویراستوکس، حتی در شبیه‌سازی‌های با وضوح شبکه بالا، مشابه هستند. در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی بالا، گردابه‌های مقیاس کوچک که در امتداد لایه برشی هستند، به‌دلیل نفوذ تحت تأثیر قرار می‌گیرند. از سوی دیگر، نفوذ منجربه مصرف سریع‌تر گازهای حبس‌شده در جریان‌های پیچشی و گردابه‌ای و همچنین ناپدیدشدن پاکت گازهای نسوخته می‌شود. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که نفوذ هم اثر کاهش و هم اثر افزایش نرخ مخلوط‌شدن را در قسمت‌های مختلف میدان جریان دارد. به‌عبارت دیگر، نفوذ دو اثر متضاد دارد. افزایش 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 نیز فعالیت‌های عددی متعددی در این زمینه انجام داده‌اند [۱۵-۱۳] و ساختار به‌دست آمده از معادلات ناویراستوکس و اویلر 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 مشاهده‌شده توسط حل معادلات ناویراستوکس و اویلر در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی کم، خیلی مشابه هستند. در مخلوط‌هایی با انرژی فعال‌سازی بالا، نفوذ، هر دوی گردابه‌های مقیاس کوچک و مقیاس بزرگ تولیدشده توسط ناپایداری‌های کلوین- هلمهولتز و ریچمایر- مشکو را مضمحل می‌کند. با این حال، حل معادلات اویلر و ناویراستوکس از نظر کیفی مشابه هستند. علاوه‌بر این، تحقیقات قبلی [۱۶] با استفاده از شبیه‌سازی یک‌بعدی نشان داد که تاثیر نفوذ در لایه‌های برشی، به انرژی فعال‌سازی بستگی دارد البته این موضوع برای دتونیشن‌هایی با ساختار منظم قابل اغماض است. علاوه‌بر این، سینگ و همکاران [۱۷] با شبیه‌سازی دوبعدی در مخلوط‌هایی

1 - Richtmyer-Meshkov Instabilities (RMI)
2 - Kelvin-Helmholtz Instabilities (KHI)
3 - Half-Reaction Zone Length (HRL)

www.SID.ir

Archive of SID

با انرژی فعال‌سازی بالا، نشان دادند که نفوذ فیزیکی در شبکه‌هایی با وضوح بالا، که نفوذ عددی ناچیز است، مهم است. از این‌رو، برای حل‌های دقیق موج دتونیشن، حل معادلات کامل واکنشی ناویراستوکس لازم است. با این حال، نتایج آن‌ها نشان داد که ساختار به‌دست آمده با حل معادلات اویلر و ناویراستوکس از نظر کیفی مشابه هستند.

لازم به‌ذکر است که بخش دیگری از فعالیت‌های مهم محمودی و همکاران مقایسه نتایج حاصل از حل معادلات اویلر، ناویراستوکس و رهیافت شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ[1]، 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 [۱۸]. در کار ایشان، وابستگی ساختار دتونیشن به تعداد سلول و وضوح شبکه بررسی شده و ساختارهای به‌دست آمده توسط شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، با پیش‌بینی‌های حاصل از حل معادلات اویلر و ناویراستوکس، مقایسه شده است. نتایج نشان داد که در دتونیشن‌هایی با ساختار نامنظم، برای مطابقت ساختار به‌دست آمده با نتایج تجربی، باید تولید چرخش[2] و اضمحلال[3] در ساختارهای مقیاس کوچک[4] در نظر گرفته شوند. به‌عبارت دیگر، ناپایداری‌های هیدرودینامیکی که توسط معادلات اویلر و ناویراستوکس توصیف می‌شوند، به تنهایی نمی‌توانند منجربه مصرف گازهای نسوخته در پشت جبهه اصلی دتونیشن شوند. از این‌رو، تولید چرخش و اضمحلال انرژی در ساختارهای زیرمقیاسی[5]، نقش اساسی در سوزاندن گازهای نسوخته در این منطقه ایفا می‌کنند. در کار ایشان شبیه‌سازی با وضوح شبکه پایین نیز انجام شده است که در این حالت نفوذ عددی غالب است و ساختارهای به‌دست آمده با حل معادلات اویلر، ناویراستوکس و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، از نظر کیفی مشابه هستند. وقتی شبکه‌ای با دقت بالا استفاده شده است، ساختار دتونیشن به‌دست آمده با حل معادلات اویلر یا ناویراستوکس 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 نمی‌باشد که منجربه مصرف پاکت گازی نسوخته شود. بنابراین، حل معادلات ناویراستوکس با ضریب نفوذ لایه‌ای منجربه ساختار دتونیشن غیرفیزیکی می‌شود. روش گردابه‌های بزرگ با وضوح شبکه بسیار بالا، حداقل ۶۰۰ سلول در هر طول ناحیه نیم‌واکنش، جهت مدل‌سازی مناسب آشفتگی مورد نیاز است تا بتوان اثر اضمحلال را در ساختارهای مقیاس کوچک بررسی کرد.

بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که مستقل از اندازه شبکه، پیش‌بینی معادلات اویلر اختلاف قابل ملاحظه‌ای با معادلات ناویراستوکس نداشت. با توجه به اینکه هدف در پژوهش حاضر، بررسی ساختار سلولی موج دتونیشن نیست، بلکه هدف اصلی بررسی حرکت پیوسته و خودنگه‌دار موج دتونیشن چرخشی در یک کانال حلقوی که از یک انتهای خود توسط واکنش‌دهنده‌ها تغذیه می‌شود، می‌باشد. بنابراین حل ناویراستوکس امتیازی به حل معادلات اویلر ندارد و از حل اویلر استفاده شده است. هر چند روش گردابه‌های بزرگ با استفاده از وضوح شبکه بالا، جزئیات بیش‌تری از ساختار دتونیشن را نشان می‌دهد.

از آنجاکه فقط خواص دینامیک گازی در محفظه احتراق در نظر گرفته شده، به‌منظور صرفه‌جویی در هزینه‌های شبیه‌سازی، یک سینتیک آرنیوس تک‌مرحله‌ای و برگشت‌ناپذیر برای مخلوط هیدروین- هوا در این مطالعه در نظر گرفته شده است [۱۹]. این مدل به‌طور ویژه برای شبیه‌سازی موتورهای دتونیشن چرخشی پیوسته مناسب بوده که توسط هیونگ یی و همکاران [۲۰]، شائو و همکاران [۲۱] و لیو و همکاران [۲۲]، به‌طور موفقیت‌آمیز جهت بررسی ساختار میدان جریان موتورهای دتونیشن چرخشی پیوسته استفاده شده است.

فرم برداری معادله ناویراستوکس به‌صورت رابطه (۱) است:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int W dV + \oint [F - G] dA = \int S dV \qquad (۱)$$

بردارهای W، F، G و S به‌صورت رابطه (۲) است:

$$W = \begin{bmatrix} \rho Y_1 \\ \dots \\ \rho Y_k \\ \dots \\ \rho Y_{\mathrm{Ns}} \\ \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho Y_1 \vec{v} \\ \dots \\ \rho Y_k \vec{v} \\ \dots \\ \rho Y_{\mathrm{Ns}} \vec{v} \\ \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} u \\ \rho \vec{v} v \\ \rho \vec{v} w \\ \rho \vec{v} E \end{bmatrix}, G = \begin{bmatrix} D_1 \nabla(\rho Y_1) \\ \dots \\ D_1 \nabla(\rho Y_k) \\ \dots \\ D_1 \nabla(\rho Y_{\mathrm{Ns}}) \\ 0 \\ \tau_{\mathrm{xi}} \\ \tau_{\mathrm{yi}} \\ \tau_{\mathrm{zi}} \\ \tau_{\mathrm{ij}} v_{\mathrm{j}} + q \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dots \\ \dot{\omega}_k \\ \dots \\ \dot{\omega}_{\mathrm{Ns}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \qquad (۲)$$

1 - Large-Eddy Simulation (LES)
2 - Vorticity
3 - Dissipation
4 - Small-Scale Structures
5 - Sub-Grid Scales (SGSs)

www.SID.ir

Archive of SID

با صرف‌نظر از اثرات دیفیوژن و ویسکوزیته (G=0)، معادله اویلر به‌صورت رابطه (۳) به‌دست می‌آید:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int W dV + \oint F dA = \int S dV \qquad (۳)$$

فرض گاز ایده‌آل برای تمام گونه‌ها و مخلوط آن‌ها منطقی به نظر می‌رسد، بنابراین چگالی و فشار از معادلات (۴و۵) قابل محاسبه است:

$$\rho = \sum_{k=1}^{Ns} \rho_k \qquad (۴)$$

$$P = \sum_{k=1}^{Ns} \frac{\rho_k R T}{MW_k} \qquad (۵)$$

که، ρ_k از رابطه (۶) به‌دست می‌آید.

$$\rho_k = \rho Y_k \qquad (۶)$$

رابطه انرژی کل نیز به‌صورت رابطه (۷) خواهد بود:

$$E = \int_{T_{\mathrm{ref}}}^{T} C_{p,\mathrm{mix}}\, dT + \sum_{k=1}^{N_s} Y_k\, h_f^{\circ}(T_{\mathrm{ref}}) + \frac{|\vec{v}|^2}{2} - \frac{P}{\rho} \qquad (۷)$$

نرخ واکنش از معادله آرنیوس (۸) به‌دست می‌آید:

$$\dot{\omega}_k = -K\rho Y_k \exp(-\frac{E_a}{RT}) \qquad (۸)$$

در این معادله K، ضریب پیش‌نمایی، Y_k، نسبت جرمی گونه kام واکنش‌دهنده‌ها وE_a، انرژی فعال‌سازی واکنش می‌باشد. پارامترهای ترمودینامیکی و شیمیایی مدل واکنشی یک مرحله‌ای را می‌توان از کار ما[1] و همکاران به‌دست آورد [۱۹]. $\gamma = 1.29$، $R = 368.9\ [\mathrm{J/kg.K}]$، $K = 7.5 \times 10^9\ [\mathrm{s^{-1}}]$ و $E_a = 4.794 \times 10^6\ [\mathrm{J/kg}]$.

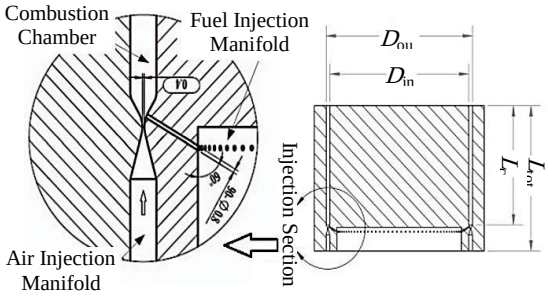
حلگر نوع چگالی مبنا و ناپایا، جهت شبیه‌سازی انتخاب شده است. همچنین از فرمول‌بندی صریح استفاده شده است و معادلات جریان با تقریب مرتبه دوم گسسته‌سازی شده است.

۳- میدان حل محاسباتی

هندسه محفظه احتراق انتخابی جهت اعتبارسنجی شبیه‌سازی عددی، شامل یک استوانه حلقوی می‌باشد که قطر خارجی آن ۱۰۰ میلی‌متر، قطر داخلی آن ۹۰ میلی‌متر و طول آن ۷۵ میلی‌متر می‌باشد. واکنش‌دهنده‌ها به‌صورت مجزا وارد محفظه می‌شوند، هیدروژن از ۹۰ اوریفیس به قطر ۰/۸ میلی‌متر با زاویه ۶۰ درجه وارد محفظه می‌شود. هوا از طریق شکاف حلقوی به ضخامت ۰/۴ میلی‌متر، به داخل محفظه تزریق می‌شود. شماتیک و جزئیات هندسه مربوطه در شکل **۱** آورده شده است. دبی جرمی متوسط برای هیدروژن و هوا در شرایط کارکرد پایدار، به‌ترتیب ۷/۷ و ۲۶۵ گرم بر ثانیه گزارش شده است [۹].

میدان محاسباتی توسط یک شبکه متعامد با عناصر چهارگوش گسسته شد. اندازه سلول‌ها ۰/۵ و ۰/۲۵ میلی‌متر به‌ترتیب در جهات طولی (هم‌راستا با چرخش دتونیشن) و عرضی (هم‌راستا با طول محفظه) می‌باشد.

برای مقایسه نتایج حل عددی با تجربی باید دقت و استقلال شبکه از مدل واکنشی ساده شده، اعتبارسنجی شود. برای بررسی استقلال شبکه، خواص یک‌بعدی دتونیشن در مقیاس‌های مختلف شبکه، محاسبه شده و مقایسه این نتایج در جدول **۱** نشان داده شده است.



شکل (۱): شماتیک و جزئیات هندسه تزریق [۹].

جدول (۱): مقایسه خواص یک‌بعدی دتونیشن برای سایزهای مختلف سلول.

P_{Static} (bar)	T_{Static} (K)	U_{det} (m/s)	اندازه سلول (mm)
۱۸/۰۱	۲۹۰۴	۱۱۱۰	۰/۵ × ۱
۲۰/۲۹	۳۲۷۱	۱۲۵۰	۰/۲۵ × ۰/۵
۲۰/۳۲	۳۲۷۶	۱۲۵۲	۰/۱۲۵ × ۰/۲۵
۲۰/۳۷	۳۲۸۴	۱۲۵۵	۰/۰۶۲۵ × ۰/۱۲۵

با توجه به نتایج به‌دست آمده برای پارامترهای دتونیشن و زمان همگرایی حل عددی، اندازه ۰/۵× ۰/۲۵ میلی‌متر برای سلول‌ها انتخاب شد.

۴- ایجاد هندسه دوبعدی

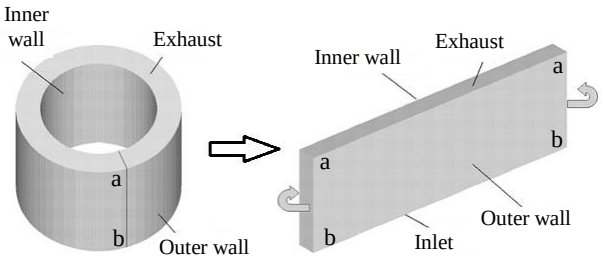
جهت ایجاد هندسه دوبعدی، محفظه حلقوی سه‌بعدی به یک مکعب مستطیل تبدیل می‌شود. مطابق شکل **۲**، طول مستطیل

1 - Ma et al.

www.SID.ir

Archive of SID

برابر محیط کانال با احتساب قطر میانی و عرض مستطیل برابر طول محفظه است.



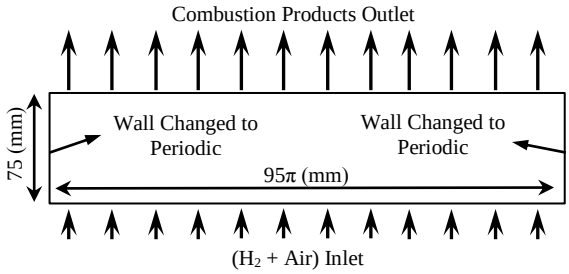
شکل (۲): تبدیل هندسه سه‌بعدی به دوبعدی.

۵- شرایط مرزی

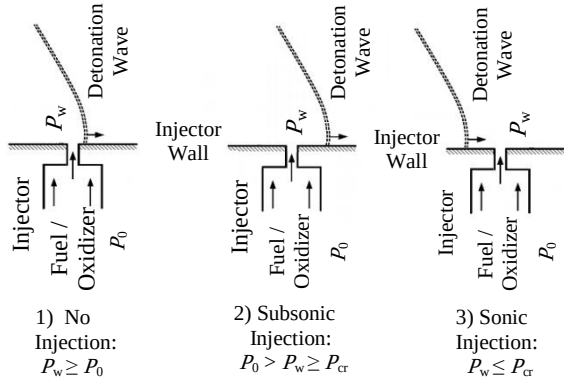
خروجی محفظه احتراق با استفاده از شرط مرزی فشار خروجی[1] مدل شده است. فشار استاتیک ثابت ۱۱ کیلوپاسکال برای خروجی محفظه تنظیم شده است تا با شرایط آزمایشات تجربی مرجع [۹] که برای اعتبارسنجی شبیه‌سازی عددی انتخاب شده است، همخوانی داشته باشد. مرزهای طولی (کناری) نیز به‌صورت تناوبی انتقالی انتخاب شده‌اند.

شرط مرزی صحیحی از ورودی موتور نیاز است تا بتواند به دقت، فیزیک سامانه تزریق را طی ساده‌سازی هندسه واقعی به دوبعدی، مدل کند. در هندسه اصلی، ورودی سوخت و هوا به‌صورت یک سری سوراخ‌های ریز می‌باشد که شرایط تزریق آن‌ها با توجه به حرکت موج دتونیشن، متفاوت می‌باشد و سوراخ‌های موجود در پشت موج دتونیشن با توجه به افزایش فشار، مسدود می‌شوند و بقیه سوراخ‌ها با توجه به فشار میدان، می‌توانند شرایط تزریق صوتی و یا مادون صوت داشته باشند.

در شبیه‌سازی عددی، شرایط مرزی میدان محاسباتی با استفاده از حلگر فلوئنت تحمیل شده که در شکل **۳** نشان داده شده است. استفاده از پروفیل سرعت به‌عنوان شرط ورودی، یک جایگزین مجاز برای شبیه‌سازی جریان تراکم‌پذیر، با استفاده از فلوئنت نمی‌باشد. به‌منظور حفظ خواص سکون ثابت در طول شبیه‌سازی ناپایا، از یک تابع تعریف‌شده توسط کاربر[2] استفاده شده که سرعت ورودی را با توجه به فشار سلول‌های چسبیده به دیواره پایینی که ورودی محفضه احتراق می‌باشد، تنظیم می‌کند. با توجه به این که مرز پایینی به‌عنوان گلوگاه در نظر گرفته می‌شود، مرز ورودی می‌تواند با سه شرایط مختلف مدل شود که به فشار محلی مرز ورودی وابسته است. شرایط مختلف تزریق سوخت و هوا با توجه به موقعیت موج دتونیشن، به سه صورت مسدود، مادون صوت و صوتی می‌باشد که در شکل **۴** قابل مشاهده می‌باشد.



شکل (۳): شرایط مرزی میدان محاسباتی.



شکل (۴): شرایط تزریق براساس فشار دیواره مرز ورودی.

۵-۱- حالت مسدود ($P_{(x,0,t)} \geq P_0$)

زمانی‌که فشار مرز ورودی بیشتر از فشار کل تزریق باشد، مخلوط سوخت و هوا نمی‌تواند به داخل محفظه تزریق شود و یک مرز دیواره، به‌صورت محلی ایجاد می‌شود. بنابراین سرعت تزریق صفر می‌شود.

$$u_{\text{inj}} = 0 \qquad (۹)$$

۵-۲- تزریق مادون صوت ($P_{cr} \leq P_{(x,0,t)} \leq P_0$)

زمانی‌که فشار مرز ورودی کم‌تر از فشار کل تزریق، اما بیش‌تر از فشار بحرانی باشد، جریان عبوری از نازل‌ها هنوز خفه نشده‌اند؛ بنابراین $P_{\text{inj}} = P_{(x,0,t)}$ و سرعت تزریق از رابطه (۱۰) به‌دست می‌آید.

$$u_{\text{inj}} = \sqrt{\frac{2\gamma_R}{\gamma_R - 1} R_R T_0 \left[1 - \left(\frac{P_{\text{inj}}}{P_0}\right)^{\frac{\gamma_R - 1}{\gamma_R}}\right]} \qquad (۱۰)$$

۵-۳- تزریق صوتی ($P_{(x,0,t)} \leq P_{cr}$)

1 - Pressure Outlet
2 - User Defined Functions (UDF)

www.SID.ir

Archive of SID

زمانی‌که فشار مرز ورودی کم‌تر از فشار بحرانی باشد، سرعت تزریق متاثر از فشار مرز ورودی نمی‌باشد و نازل‌ها خفه شده‌اند؛ بنابراین $P_{\mathrm{inj}} = P_{\mathrm{cr}}$ و سرعت تزریق از رابطه (۱۱) به‌دست می‌آید:

$$u_{\mathrm{inj}} = \sqrt{\frac{2\gamma_{\mathrm{R}}}{\gamma_{\mathrm{R}}+1} R_{\mathrm{R}} T_0} \qquad (۱۱)$$

قابل ذکر می‌باشد که فشار بحرانی با توجه به فشار سکون و نسبت گرمای ویژه مخلوط استوکیومتریک واکنش‌دهنده‌ها، توسط رابطه (۱۲)، محاسبه می‌شود:

$$P_{\mathrm{cr}} = P_0 \left(\frac{2}{\gamma_{\mathrm{R}}+1}\right)^{\frac{\gamma_{\mathrm{R}}}{\gamma_{\mathrm{R}}-1}} \qquad (۱۲)$$

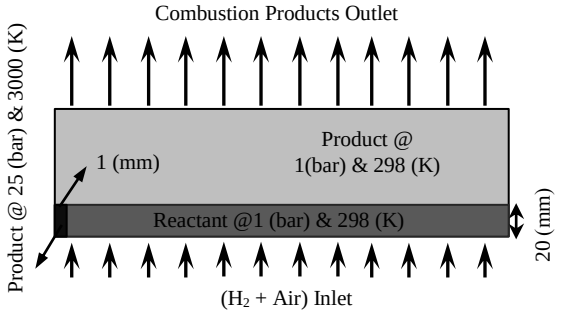
در شرایط تزریق مذکور، مخلوط پیش‌آمیخته استوکیومتریک هیدوژن- هوا با فشار کل ثابت ۱/۷ بار و دما کل ثابت ۳۰۰ کلوین، به داخل محفظه تزریق می‌شود. u_{inj} سرعت تزریق محوری، P_{cr} فشار بحرانی برای شرایط خفگی و P_0 فشار کل تزریق می‌باشد. R_{R} و γ_{R} برای مخلوط استوکیومتریک هیدروژن و هوا، به‌ترتیب γ_{mix} =۱/۴۰۷۴۹۱۸ و R_{mix} = ۳۹۷/۶۹۵۱۷۲۹ ژول بر کیلوگرم کلوین، می‌باشد.

۶- شرایط اولیه

برای راه‌اندازی دتونیشن چرخشی و مدل‌کردن جبهه موج دتونیشن خروجی از راه‌انداز که وارد محفظه دتونیشن حلقوی می‌شود، از یک ناحیه‌ای به ضخامت ۱ میلی‌متر و ارتفاع ۲۰ میلی‌متر، با فشار و دمای بالا استفاده شده است. شرایط اولیه در نواحی مشخص شده در شکل **۵**، در جدول **۲** آورده شده است. جهت اطمینان از انتشار جبهه دتونیشن به یک سمت، ناحیه فشار و دما بالا، به دیواره سمت چپ چسبیده می‌شود و وقتی‌که جبهه دتونیشن راه‌اندازی شد و به انتهای میدان (دیوار سمت راست) رسید، دیوارهای کناری به مرز پریودیک تغییر داده می‌شوند تا چرخه عملکردی دتونیشن چرخشی ادامه داشته باشد.

جدول (۲): خصوصیات مناطق مختلف میدان محاسباتی برای اعمال شرایط اولیه.

ناحیه	دما (K)	فشار (bar)	ترکیب شیمیایی
۱	۳۰۰۰	۱۰	٪۱۰۰ محصولات
۲	۳۰۰	۱	٪۱۰۰ واکنش‌دهنده‌ها
۳	۳۰۰	۱	٪۱۰۰ محصولات



شکل (۵): شرایط اولیه اعمال‌شده به میدان محاسباتی در هندسه دوبعدی.

۷- واکنش شیمیایی انتخابی

در شبیه‌سازی عددی، از واکنش شیمیایی تک‌مرحله‌ای مخلوط هیدروژن- هوا، رابطه (۱۳)، استفاده شده است.

$$H_2 + 0.5(O_2 + 3.76N_2) \rightarrow H_2O + 0.5(3.76)N_2 \qquad (۱۳)$$

۸- اعتبارسنجی روش عددی با استفاده از نتایج تجربی

به‌منظور اعتبارسنجی نتایج حل عددی از داده‌های تجربی حاصل از کار لیو[1] و همکارانش [۹]، استفاده شده است. دلیل این انتخاب، توضیح جزئیات تست‌های تجربی، هندسه موتور و شرایط کاری آن می‌باشد. در این قسمت مختصری از ابعاد محفظه و تجهیزات تست آورده شده و برای توضیح بیش‌تر به مرجع [۹] مراجعه شود.

در تست‌های تجربی، دو نوع اندازه‌گیری فشار انجام شده است. نوع اول شامل تغییرات فشار برحسب زمان در محفظه، مانیفولد واکنش‌دهنده‌ها و مخزن سوخت و هوا، می‌باشد. علاوه‌بر این، دو عدد ترنسدیوسر فشاری پیزوالکتریک جهت اندازه‌گیری تغییرات فشار درون محفظه احتراق، استفاده شده است. ترنسدیوسر فشاری در موقعیت ۱۵ میلی‌متری از قسمت گلوگاه‌های نازل‌های ورودی و با زاویه ۳۰ درجه نسبت به هم، نصب شده‌اند.

با توجه به این‌که در موتور دتونیشن چرخشی، عملکرد موتور را می‌توان تابعی از تغییرات آنی فشار محفظه احتراق دانست، به‌گونه‌ای که مقدار این فشار، قدرت و سرعت موج را تعیین می‌کند و فاصله پیک‌های فشاری، فرکانس پدیده دتونیشن را مشخص می‌کند. بنابراین به‌منظور اعتبارسنجی حل عددی، کافیست، علاوه‌بر مقایسه کانتورهای دما و فشار، تغییرات زمانی فشار محفظه را در مدل تجربی و شبیه‌سازی، با هم مقایسه

1- Liu et al.

www.SID.ir

Archive of SID

کنیم. شکل **۶**، مقایسه بین پیک‌های فشاری حاصل از شبیه‌سازی عددی را با مرجع [۹] نشان می‌دهد.

با توجه به شکل **۶**، رفتار کلی موج دتونیشن در حال حرکت، توسط شبیه‌سازی عددی به‌دست آمده است. پیک‌های فشاری در بازه‌ای که نتایج تجربی موجود می‌باشد، کمی بیش‌تر از مقادیر تجربی می‌باشد، ولی با ادامه دادان حل عددی تا زمان ۴/۵ میلی‌ثانیه، حل محاسباتی همگراتر می‌شود و پیک‌های فشاری به مقادیر تجربی می‌رسد. زمان بین دو پیک مجاور (t_{pp})، جهت به‌دست آوردن سرعت موج دتونیشن (U_{det}) استفاده می‌شود که با استفاده از رابطه (۱۴) محاسبه می‌شود:

$$U_{\det} = \frac{\text{Combustion Chamber Circumference}}{\text{Time Between Pressure Peaks}} = \frac{\pi . d_{\text{mean}}}{t_{\text{pp}}} \quad (۱۴)$$

خطا سرعت دتونیشن با استفاده از رابطه (۱۵) تخمین زده می‌شود:

$$\text{Error}_{V_{\det}} = U_{det}\left[\frac{\Delta t}{t_{\text{pp}} \pm \Delta t}\right] \quad (۱۵)$$

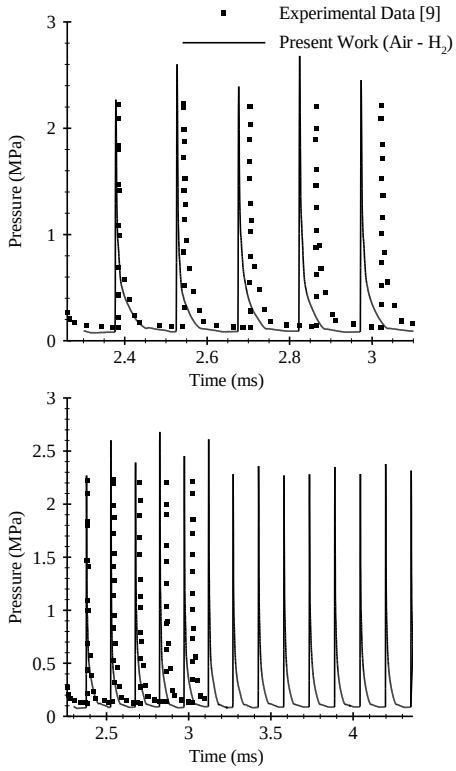
که در آن، Δt، تایم استپ، t_{pp} زمان بین دو پیک فشاری مجاور، U_{det} سرعت موج دتونیشن می‌باشد. میانگین خطا در سرعت موج انفجار محاسبه شده ۰/۳ الی ۰/۶ درصد می‌باشد. همان‌طورکه در شکل **۶** مشاهده می‌شود، سرعت دتونیشن در مقایسه با داده‌های تجربی، بیش‌تر می‌باشد. که این امر به‌علت نادیده‌گرفتن اثرات لزجت در میدان محاسباتی قابل توجیه می‌باشد.

۹- ساختار جریان

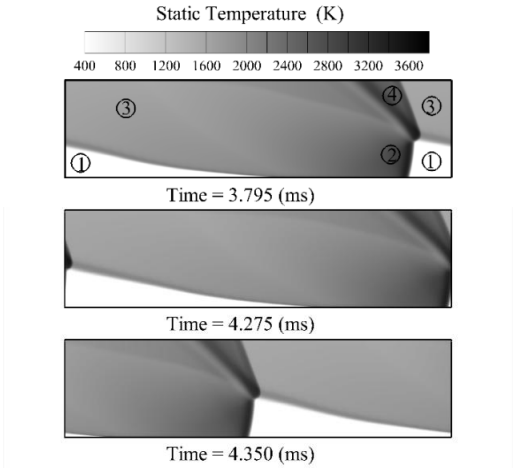
برای نشان‌دادن ساختار جریان، حرکت موج دتونیشن و پروسه احتراق، کانتورهای دما و فشار استاتیک در زمان‌های مختلف در شکل **۷** و **۸**، آورده شده است. همه نتایج محاسباتی ارائه شده در این مطالعه، کارکرد احتراق دتونیشن چرخشی[1] پایدار را بعد از فرآیند گذرای مرتبط با راه‌اندازی و استارت، نشان می‌دهند.

با توجه به کانتورهای دما و فشار، می‌توان دریافت در موتور دتونیشن چرخشی، میدان جریان به ۴ ناحیه تقسیم می‌شود. این ۴ ناحیه عبارتند از:

در ناحیه ۱ مخلوط سوخت و اکسیدکننده وارد محفظه می‌شوند و به‌وسیله موج دتونیشن سوخته می‌شوند. منطقه مخلوط تازه به‌صورت گوه‌ای در کانتور دما مشخص شده است. مرز بالایی این منطقه، متشکل از یک جبهه احتراق دفلگریشنی می‌باشد که در آن، واکنش‌دهنده‌های ورودی با محصولات احتراقی و دما بالای ناشی از چرخه قبلی موج دتونیشن، برخورد می‌کنند. لبه کناری منطقه مخلوط تازه، جبهه موج دتونیشن می‌باشد.



شکل (۶): مقایسه پیک‌های فشاری حاصل از شبیه‌سازی عددی با نتایج تجربی مرجع [۹]، در در موقعیت ۱۵ میلی‌متری از مرز ورودی.

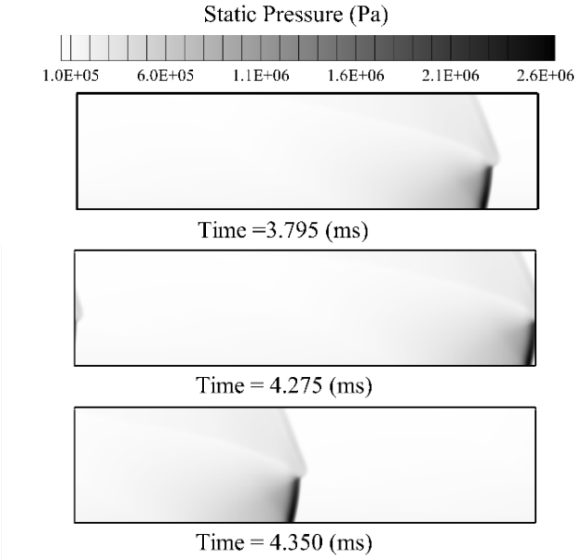


شکل (۷): کانتور دمای استاتیک در زمان‌های مختلف.

1 - Rotating Detonation Combustion (RDC)

www.SID.ir

Archive of SID



شکل (۸): کانتور فشار استاتیک در زمان‌های مختلف.

ناحیه ۲ نشان‌دهنده محصولات احتراقی، بلافاصله در پشت جبهه موج دتونیشن می‌باشد.

محصولات احتراقی ناحیه ۲، بعد از موج دتونیشن به‌سمت خروجی انبساط می‌یابند و ناحیه ۳ را به‌وجود می‌آورند، که در مرز مشترک ناحیه ۱ و ۳، واکنش‌دهنده‌های ورودی با محصولات احتراقی دما بالای ناشی از موج دتونیشن چرخه قبل، ترکیب شده و به‌صورت دفلگریشن محترق می‌گردد. این احتراق بخش عمده افت بازده در این نوع موتورها می‌باشد.

با توجه به نتایج تحقیق فوجیوارا [۲۳]، یک موج ضربه‌ای مایل در بالای موج دتونیشن ایجاد گردیده و ساختار دتونیشن- موج ضربه‌ای را ایجاد می‌کند. این موج ضربه‌ای مایل با توجه به تعامل محصولات احتراق ناشی از چرخه قبلی موج دتونیشن و جبهه دتونیشن، ایجاد می‌شود. گازهای سوخته شده حاصل از چرخه قبل به‌وسیله موج ضربه‌ای متراکم گردیده و در پشت موج ضربه‌ای مایل، ناحیه ۴ را ایجاد می‌کنند.

۱۰- شبیه‌سازی هندسه اصلی طراحی شده

با توجه به اعتبارسنجی روش عددی در بخش قبل، اکنون به مدل‌کردن هندسه واقعی طراحی شده در این پژوهش می‌پردازیم که در شکل **۹** شان داده شده است. این مدل دارای هندسه حلقوی با قطر متوسط ۷۶ میلی‌متر و طول ۱۰۱ میلی‌متر است. برای مدل‌کردن دوبعدی محفظه باید دبی جرمی‌های واقعی به‌دست آمده را به دبی جرمی‌های دوبعدی تبدیل کنیم.

شکل (۹): هندسه RDE طراحی شده.

۱۱- واکنش شیمیایی برای مخلوط رقیق و غنی هیدروژن- هوا

برای حالت رقیق $\emptyset = 0.8$:

$$\emptyset H_2 + 0.5(O_2 + 3.76N_2) \rightarrow H_2O + \frac{1-\emptyset}{2}(O_2) + 0.5(3.76)N_2 \quad (۱۶)$$

برای حالت غنی $\emptyset = 1.2$:

$$\emptyset H_2 + 0.5(O_2 + 3.76N_2) \rightarrow H_2O + (1-\emptyset)(H_2) + 0.5(3.76)N_2 \quad (۱۷)$$

۱۲- تبدیل دبی جرمی واقعی به دبی جرمی دوبعدی

با فرض این‌که دبی جرمی بر واحد طول، ثابت است، رابطه دبی جرمی در هندسه دوبعدی مدل‌شده در نرم‌افزار فلوئنت، از رابطه (۱۸) به‌دست می‌آید:

$$\dot{m}_{2D} = \dot{m}_{act} \times \frac{\pi . D_{mean} \times 1}{\frac{\pi}{4}(D_{out}^2 - D_{in}^2)} \quad (۱۸)$$

که قطر متوسط از رابطه (۱۹) به‌دست می‌آید:

$$D_{mean} = \frac{D_{out} + D_{in}}{2} \quad (۱۹)$$

بنابراین با مشخص‌شدن دبی جرمی مخلوط پیش‌آمیخته هیدروژن و هوا برای حالت دوبعدی، می‌توان رابطه ساده‌شده (۲۰) را برای دبی جرمی به‌دست آورد و در ادامه، فشار تزریق مناسب برای نسبت هم‌ارزی‌های مختلف، به‌دست می‌آید که در جدول **۳** آورده شده است.

$$\dot{m}_{mix_{stoichiometric}} = 0.03439892946 \frac{P_t A^*_{nozz_{mix}}}{\sqrt{T_0}} \quad (۲۰)$$

www.SID.ir

Archive of SID

جدول (۳): فشار تزریق و خصوصیات مخلوط تزریقی در شبیه‌سازی عددی برای نسبت هم‌ارزی مختلف.

$\emptyset_{mix}$	دبی جرمی واقعی (kg/s)	دبی جرمی دوبعدی (kg/s)	γ_{mix}	R_{mix}	فشار تغذیه مخلوط (bar)
۱	۰/۳۹	۶۵/۶۴	۱/۴۰۷۵	۳۹۷/۶۹	۱/۴۸۱۴۳
۰/۸			۱/۴۰۷۳	۳۷۶/۲۹	۱/۴۴۱۰۵
۱/۲			۱/۴۰۷۶	۴۱۸/۸۵	۱/۵۲۰۲۹

۱۳- تغییر نسبت هم‌ارزی

برای بررسی آثار نسبت هم‌ارزی، سه نسبت هم‌ارزی ۰/۸، ۱ و ۱/۲ بررسی شد. مشاهده شد که سرعت موج دتونیشن، فشار و دمای پشت دتونیشن، در حالت استوکیومتریک بیش‌تر از حالات رقیق و غنی می‌باشد. زیرا در حالت استوکیومتریک با توجه به این‌که احتراق به‌صورت کامل انجام می‌شود و سوخت و اکسیدکننده اضافی در جریان وجود ندارد که باعث خنک‌شدن دمای شعله شود، بنابراین دمای شعله بیشینه می‌باشد. در نسب هم‌ارزی ۱/۲ از آنجاکه سوخت اضافی وجود دارد، بنابراین احتراق به‌دلیل نبود اکسیدکننده کافی، کامل انجام نمی‌شود و دما بالاتر از حالت ۰/۸ می‌باشد.

از آنجاکه سرعت شعله تابعی از دمای شعله می‌باشد و چون در نسبت هم‌ارزی استوکیومتریک، بیش‌ترین دمای شعله را مشاهده می‌کنیم، بنابراین بیشینه سرعت موج دتونیشن در این نسبت هم‌ارزی مشاهده می‌شود. در نهایت با افزایش سرعت دتونیشن، فشار پشت موج دتونیشن نیز افزایش می‌یابد. نتایج حاصل از تغیرات نسبت هم‌ارزی در جدول **۴** آمده است.

جدول (۴): پارامترهای موج دتونیشن به ازای نسبت هم‌ارزی مختلف.

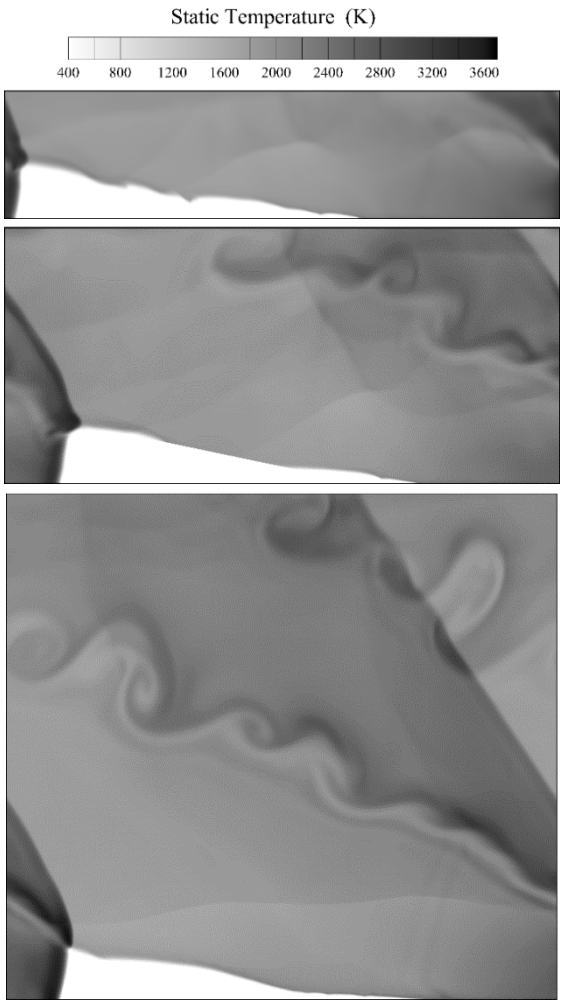
$\emptyset_{mix}$	U_{det} (m/s)	T_{Static} (K)	P_{Static} (bar)
۱	۱۲۵۰	۳۲۷۱	۲۰/۲۹۰۴۴
۰/۸	۱۱۳۲	۲۹۶۰	۱۸/۹۳۲۷۲
۱/۲	۱۲۱۰	۳۲۳۲	۱۹/۵۳۵۴۳

۱۴- تغییر طول محفظه دتونیشن

جهت بررسی اثرات طول محفظه، از ضریب ۰/۵ و ۲ برابر مقدار محفظه اصلی استفاده شد. از آنجاکه بخشی از جریان خروجی محفظه مادون صوت است، تغییرات طول اثر قابل توجهی بر روی عملکرد و میدان جریان دارد. در این پژوهش، طول محوری محفظه از ۵۰/۷۵ میلی‌متر تا ۲۰۳ میلی‌متر متفاوت است. نتایج حاکی از این می‌باشد که با افزایش طول محفظه، ارتفاع دتونیشن به مقدار کمی افزایش می‌یابد و این افزایش در ارتفاع دتونیشن، باعث افزایش دما، سرعت و فشار دتونیشن می‌شود. نتایج حاصل از تغیر طول محفظه در جدول **۵** و همچنین شکل **۱۰** ارائه شده است.

جدول (۵): پارامترهای موج دتونیشن به ازای طول محفظه مختلف.

طول محفظه (mm)	ارتفاع دتونیشن (mm)	U_{det} (m/s)	T_{Static} (K)	P_{Static} (bar)
۵۰/۷۵	۱۹/۱۴۲	۱۱۶۸	۳۱۸۵	۱۹/۶۲۶۳۱
۱۰۱/۵	۱۹/۷۴۱	۱۲۵۰	۳۲۷۱	۲۰/۲۹۰۴۴
۲۰۳	۲۱/۶۶۷	۱۴۲۰	۳۴۶۵	۲۱/۵۸۲۶۳



شکل (۱۰): کانتور دمای استاتیک برای طول مختلف محفظه.

www.SID.ir

Archive of SID

۱۵- نتیجه‌گیری

در این مطالعه به بهینه‌سازی یک محفظه احتراق دتونیشن چرخشی، با هدف انعطاف‌پذیری در تغییرات هندسی و کاهش هزینه در مطالعات تجربی و پارامتریک، پرداخته شد. در ادامه برای صحت‌سنجی روش طراحی و آشنایی با پدیده‌های حاکم بر دتونیشن چرخشی و مطالعه میدان جریان احتراقی همراه با افزایش فشار در این نوع پدیده، به ایجاد یک روش عددی معتبر جهت مدل‌سازی میدان جریان موتور دتونیشن چرخشی و اعتبارسنجی روش عددی پرداخته شد. با توجه به این کانتورهای دما و فشار، مشاهده شد که میدان جریان در موتور دتونیشن چرخشی به ۴ ناحیه تقسیم می‌شود و یک ساختار دتونیشن- موج ضربه‌ای را ایجاد می‌کند. به‌گونه‌ای که، وقتی یک موج ضربه‌ای دتونیشن به داخل یک مخلوط واکنش‌دهنده محصور با گاز بی‌اثر (محصولات احتراق چرخه قبلی)، منتشر می‌شود، یک موج ضربه‌ای مایل جهت هماهنگ‌کردن فشارهای پشت جبهه دتونیشن و منطقه گاز بی‌اثر، تشکیل می‌شود. همچنین، به‌علت وجود دو موج ضربه‌ای با قدرت متفاوت، یک خط لغزش در بین دو موج ضربه‌ای دتونیشن و مایل تشکیل می‌شود.

لازم به‌ذکر است زاویه موج ضربه‌ای متصل به موج دتونیشن وابسته به نسبت فشار خروجی به ورودی می‌باشد. در صورتی‌که نسبت فشار خروجی به ورودی کم باشد، موج قوی‌تر و در صورتی که این نسبت زیاد باشد موج ضعیف‌تر ایجاد می‌گردد. علت ایجاد ساختار دتونیشن- موج ضربه‌ای هماهنگ‌کردن فشار ناحیه پشت موج دتونیشن و فشار گازهای سوخته‌شده و منبسط‌شده حاصل از چرخه قبل است. برای بررسی آثار نسبت هم‌ارزی، سه نسبت هم‌ارزی ۰/۸، ۱ و ۱/۲ مورد بررسی قرار گرفت. مشاهده شد که سرعت موج دتونیشن و فشار و دمای پشت دتونیشن، در حالت استوکیومتریک بیش‌تر از حالات رقیق و غنی می‌باشد و در نسب هم‌ارزی ۱/۲، دما بالاتر از حالت ۰/۸ می‌باشد. همچنین، بیشینه سرعت موج دتونیشن در حالت استوکیومتریک مشاهده می‌شود. در نهایت با افزایش سرعت دتونیشن، فشار پشت موج دتونیشن نیز افزایش می‌یابد. جهت بررسی اثرات طول محفظه، از ضریب ۰/۵ و ۲ برای طول محفظه استفاده شد. از آنجاکه جریان خروجی محفظه نیمه مادون صوت است، بنابراین انتظار می‌رود که طول، اثر قابل توجهی بر روی عملکرد و میدان جریان داشته باشد. در این بخش از مطالعه، طول محوری محفظه از ۵۰/۷۵ تا ۲۰۳ میلی‌متر، متفاوت در نظر گرفته شد. نتایج حاکی از این می‌باشد که با افزایش طول محفظه، ارتفاع دتونیشن به مقدار کمی افزایش می‌یابد و این افزایش در ارتفاع دتونیشن، باعث افزایش دما، سرعت و فشار دتونیشن می‌شود.

۱۶- مراجع

1. Kailasanath, K. "Review of Propulsion Applications of Detonation Waves", AIAA Journal, Vol. 38, No. 9, pp. 1698-1708, 2000.
2. Chao, T., Winterberger, E. and Shepherd, J. "On the Design of Pulse Detonation Engines", GALCIT Report FM 00-7, 2001.
3. Kindracki, J., Wolański, P. and Gut, Z. "Experimental Research on the Rotating Detonation in Gaseous Fuels–Oxygen Mixtures", Shock Waves, Vol. 21, No. 2, pp. 75-84, 2011.
4. Voitsekhovskii, B., Mitrofanov, V. and Topchian, M. "Investigation of the Structure of Detonation Waves in Gases, Proceedings of The Combustion Institute", Elsevier, Vol. 12, No. 1, pp. 829-837, 1969.
5. Voitsekhovskii, B., Mitrofanov, V.V. and Topchiyan, M. "Structure of the Detonation Front in Gases (Survey)", Combustion, Explosion, and Shock Waves, Vol. 5, No. 3, pp. 267-273, 1969.
6. Davidenko, D.M., Gokalp, I. and Kudryavtsev, A.N. "Numerical Study of the Continuous Detonation Wave Rocket Engine", Proceedings of The 15th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Dayton, Ohio, 28 April – 1 May, 2008.
7. Hishida, M., Fujiwara, T. and Wolanski, P. "Fundamentals of Rotating Detonations, Shock Waves, Vol. 19, No. 1, pp. 1-10, 2009.
8. Schwer, D.A. and Kailasanath, K. "Feedback into Mixture Plenums in Rotating Detonation Engines", Proceeding of The 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Nashville, Tennessee, January 9-12, 2012.
9. Liu, S.-J., Lin, Z.-Y., Liu, W.-D., Lin, W. and Sun, M.-B. "Experimental and Three-dimensional Numerical Investigations on H2/Air Continuous Rotating Detonation Wave", Proceedings of The Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering, Vol. 227, No. 2, pp. 326-341, 2013.
10. Zhdan, S., Bykovskii, F. and Vedernikov, E. "Mathematical Modeling of a Rotating Detonation Wave in a Hydrogen-Oxygen Mixture", Combustion, Explosion, and Shock Waves, Vol. 43, No. 4, pp. 449-459, 2007.
11. Mazaheri, K., Mahmoudi, Y. and Radulescu, M.I. "Diffusion and Hydrodynamic Instabilities in Gaseous Detonations, Combustion and Flame, Vol. 159, No. 6, pp. 2138-2154, 2012.
12. Mahmoudi, Y., Mazaheri, K. and Parvar, S.

www.SID.ir

Archive of SID

"Hydrodynamic Instabilities and Transverse Waves in Propagation Mechanism of Gaseous Detonations", Acta Astronautica, Vol. 91, pp. 263-282, 2013.

13. Mahmoudi, Y. and Mazaheri, K. "Triple Point Collision and Hot Spots in Detonations with Regular Structure", Combustion Science and Technology, Vol. 184, No's. 7-8, pp. 1135-1151, 2012.
14. Mazaheri, K., Mahmoudi, Y., Sabzpooshani, M. and Radulescu, M.I. "Experimental and Numerical Investigation of Propagation Mechanism of Gaseous Detonations in Channels with Porous Walls", Combustion and Flame, Vol. 162, No. 6, pp. 2638-2659, 2015.
15. Mahmoudi, Y. and Mazaheri, K. "High Resolution Numerical Simulation of Triple Point Collision and Origin of Unburned Gas Pockets in Turbulent Detonations, Acta Astronautica, Vol. 115, pp. 40-51, 2015.
16. Arienti, M. and Shepherd, J.E. "The Role of Diffusion in Irregular Detonations", Proceedings of The 4th Joint Meeting of The US Sections of The Combustion Institute, Philadelphia, Pennsylvania, 2005.
17. Singh, S., Powers, J.M. and Paolucci, S. "Multidimensional Detonation Solutions from Reactive Navier-Stokes Equations", Proceedings of The 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, January 11-14, 1999.
18. Mahmoudi, Y., Karimi, N., Deiterding, R. and Emami, S. "Hydrodynamic Instabilities in Gaseous Detonations: Comparison of Euler, Navier–Stokes, and Large-Eddy Simulation", Journal of Propulsion and Power, Vol. 30, No. 2, pp. 384-396, 2014.
19. Ma, F., Choi, J.-Y. and Yang, V. "Thrust Chamber Dynamics and Propulsive Performance of Single-Tube Pulse Detonation Engines", Journal of Propulsion and Power, Vol. 21, No. 3, pp. 512-526, 2005.
20. 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", Proceedings of The 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, January 4-7, 2010.
21. Ye-Tao, S. and Jian-Ping, W. "Change in Continuous Detonation Wave Propagation Mode from Rotating Detonation to Standing Detonation", Chinese Physics Letters, Vol. 27, No. 3, p. 034705, 2010.
22. Shi-Jie, L., Zhi-Yong, L., Ming-Bo, S. and Wei-Dong, L. "Thrust Vectoring of a Continuous Rotating Detonation Engine by Changing the Local Injection Pressure", Chinese Physics Letters, Vol. 28, No. 9, p. 094704, 2011.
23. Fujiwara, T. and Tsuge, S.-I. "Quasi-Onedimensional Analysis of Gaseous free Detonations, Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 33, No. 1, pp. 237-241, 1972.

www.SID.ir