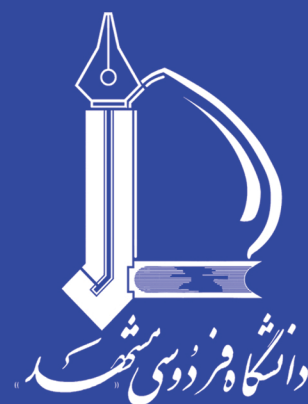




نشریه علوم کاربردی و محاسباتی

در مکانیک

(نشریه دانشکده مهندسی)

(علمی - پژوهشی)

- ۱ بررسی توزیع مجدد تنش پسماند کششی مکانیکی بر اثر رشد ترک خستگی
محمد نوقابی - ایرج ستاری فر - حسین حسینی تودشکی
- ۱۱ مطالعه جریان آشفته شتابدار درون لوله با استفاده از مدل‌های آشفته‌گی مختلف
محمد افسری - مجید ملک جعفریان
- ۲۹ بررسی اثر محرک پیزوالکتریک بر رفتار کمانش و ارتعاشی تیرهای اویلر - برنولی تحت نیروی محوری
حسن بیگلری - وحید عرب‌ملکی - نیما جعفرزاده اقدام
- ۴۱ مطالعه تجربی و عددی شکست آلومینیوم ۵۰۸۳ به کمک مدل غیر خطی مکانیک آسیب پیوسته
محمدعلی فارسی - امیررضا صحت
- ۵۵ مقایسه مدل‌های تکفازی، مخلوط دوفازی و اولری-اولری در شبیه‌سازی برخورد جت نانو سیالات
ادریس ترشیزی - ایمان زحمتکش
- ۷۱ شبیه‌سازی عددی تأثیر مکان استقرار جت‌های برخوردی بر انتقال حرارت جابه‌جایی از سطح مقعر استوانه‌ای
رضا طریقی - مهران رجبی زرگرآبادی
- ۸۷ بررسی تجربی پارامترهای یک بال‌زن در پرواز ایستا بر عملکرد آیرودینامیکی
زهره سادات علوی - محمدحسن جوارشکیان - سجاد محمودی
- ۹۹ طراحی یک کنترلر فازی برای کنترل زاویه یک میکرومحرک پیچشی دو درجه آزاد در ورای محدوده ناپایداری آن
علیرضا خورشیدی - حمید معین‌فرد
- ۱۱۳ بررسی اثرات پارامترهای هندسی و مکانیکی توربین بادی محور افقی بر رفتار دینامیکی آن در حالت آزاد و اجباری (یادداشت پژوهشی)
علیرضا شوشتری - کوروش هاشمی
- ۱۲۹ بهینه‌سازی چندهدفه تبدیل یک نیروگاه بخار قدیمی به سیکل ترکیبی با استفاده از بویلرهای بازیاب حرارت تکفشاره و دوفشاره به وسیله الگوریتم ژنتیک (یادداشت پژوهشی)
صادق نیک‌بخت ناصرآباد - عبدا... مهرپناهی - غلامحسن پایگانه
محمد رضا ارباب تفتی

سال ۲۷، شماره ۲

بهار و تابستان، ۱۳۹۵

شماره پیاپی ۱۴

نشریه علوم کاربردی و محاسباتی در مکانیک

علمی - پژوهشی



ISSN: 2008-918X

سر دبیر: دکتر محمدرضا مه پیکر

مدیر مسئول: دکتر حمید نیازمند

صاحب امتیاز: دانشگاه فردوسی مشهد

هیأت تحریریه:

استاد، دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک	دکتر محمد حسین ابوالبشری
استاد، دانشگاه علم و صنعت ایران، دانشکده مکانیک	دکتر حمید احمدیان
استاد، دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک	دکتر اصغر برادران رحیمی
دانشیار، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی هوا فضا	دکتر مسعود برومند
دانشیار، دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک	دکتر محمود پسندیده فرد
دانشیار، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی هوا فضا	دکتر مهران تاج فر
استاد، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، دانشکده مهندسی مکانیک	دکتر محمدرضا خلیلی
استاد، دانشگاه اصفهان، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک	دکتر محمود سلیمی
استاد، دانشگاه صنعتی اصفهان، دانشکده مهندسی مکانیک	دکتر ابراهیم شیرانی چهارسوقی
استاد، دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک	دکتر مسعود طهانی
دانشیار، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده مهندسی هوافضا	دکتر علی عابدیان
استاد، دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک	دکتر مهران کدخدایان
استاد، دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک	دکتر محمدرضا مه پیکر
استاد، دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده مهندسی، گروه مکانیک	دکتر حمید نیازمند

مسئول دفتر نشریه: تکتیم هوشمند

ویراستار علمی: دکتر محمدحسین ابوالبشری

ویرایش و صفحه آرایی: فائزه علی اکبری

ویراستار ادبی: الهام دهقان

این نشریه در کتابخانه منطقه ای علوم و تکنولوژی شیراز (ISC) نمایه می شود. <http://www.srlst.com>

نشانی: مشهد - دانشگاه فردوسی مشهد - دانشکده مهندسی - دفتر نشریه - صندوق پستی: ۹۱۷۷۵-۱۱۱۱

دورنگار: ۰۵۱-۳۸۷۶۳۳۰۱

تلفن: ۰۵۱-۳۸۸۰۶۰۲۴

وب سایت: <http://mechanic-ferdowsi.um.ac.ir>

پست الکترونیکی: ejour@um.ac.ir

شماره نامه مجوز وزارت علوم، تحقیقات و فناوری: ۱۳۳۳۷۵ مورخ ۱۳۹۰/۷/۱۹ چاپ: انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد

فهرست مطالب

۱	محمد نوقابی ایرج ستاری فر حسین حسینی تودشکی	بررسی توزیع مجدد تنش پسماند کششی مکانیکی بر اثر رشد ترک خستگی
۱۱	محمد افسری مجید ملک جعفریان	مطالعه جریان آشفته شتابدار درون لوله با استفاده از مدل های آشفتهگی مختلف
۲۹	حسن بیگلری وحید عربملکی نیما جعفرزاده اقدم	بررسی اثر محرک پیزوالکتریک بر رفتار کماتش و ارتعاشی تیرهای اوپلر - برنولی تحت نیروی محوری
۴۱	محمدعلی فارسی امیررضا صحت	مطالعه تجربی و عددی شکست آلومینیوم ۵۰۸۳ به کمک مدل غیر خطی مکانیک آسیب پیوسته
۵۵	ادریس ترشیزی ایمان زحمتکش	مقایسه مدل های تک فاز، مخلوط دوفازی و اولری-اولری در شبیه سازی برخورد جت نانوسیالات
۷۱	رضا طریقی مهران رجبی زرگرآبادی	شبیه سازی عددی تأثیر مکان استقرار جت های برخوردی بر انتقال حرارت جابه جایی از سطح مقعر استوانه ای
۸۷	زهرا سادات علوی محمدحسن جوارشکیان سجاد محمودی	بررسی تجربی پارامترهای یک بال زن در پرواز ایستا بر عملکرد آیرودینامیکی
۹۹	علیرضا خورشیدی حمید معین فرد	طراحی یک کنترلر فازی برای کنترل زاویه یک میکرومحرک پیچشی دو درجه آزاد در ورای محدوده ناپایداری آن
۱۱۳	علیرضا شوشتری کوروش هاشمی	بررسی اثرات پارامترهای هندسی و مکانیکی توربین بادی محور افقی بر رفتار دینامیکی آن در حالت آزاد و اجباری (یادداشت پژوهشی)
۱۲۹	صادق نیک بخت ناصرآباد عبدالله مهرپناهی غلامحسن پایگانه محمد رضا ارباب تفتی	بهینه سازی چندهدفه تبدیل یک نیروگاه بخار قدیمی به سیکل ترکیبی با استفاده از بویلرهای بازیاب حرارت تک فشاره و دوفشاره به وسیله الگوریتم ژنتیک (یادداشت پژوهشی)

بررسی توزیع مجدد تنش پسماند کششی مکانیکی بر اثر رشد ترک خستگی*

محمد نوقابی^(۱) ایرج ستاری فر^(۲) حسین حسینی تودشکی^(۳)

چکیده در این پژوهش، اثر بارگذاری خستگی بر توزیع مجدد تنش های پسماند مکانیکی در نمونه های کششی فشرده بررسی شده است. آزمون های تجربی رشد ترک خستگی طبق استاندارد E647 برای نمونه های بدون تنش پسماند اولیه و همچنین نمونه های دارای تنش پسماند مکانیکی انجام گرفت. برای بررسی ناحیه پلاستیک نوک ترک و همچنین به دست آوردن پارامترهای مکانیک شکست از تحلیل المان محدود به کمک نرم افزار المان محدود آباکوس استفاده شد. نتایج بررسی ها نشان داد که تنش پسماند اولیه پس از چند سیکل بارگذاری خستگی، توزیع مجدد می یابد که نحوه توزیع مجدد آن وابسته به سطح تنش پسماند اولیه و دامنه بارگذاری سیکلی می باشد. مساحت منطقه پلاستیک نوک ترک نیز با شروع بارگذاری خستگی کاهش می یابد و پس از تعداد محدودی سیکل، اندازه آن پایدار می گردد. در آزمون های تجربی، عمر خستگی نمونه های دارای تنش پسماند مکانیکی کمتر از عمر خستگی نمونه های بدون تنش پسماند به دست آمد.

واژه های کلیدی رشد ترک خستگی؛ ناحیه پلاستیک نوک ترک؛ توزیع مجدد تنش پسماند؛ انتگرال J.

The Effect of Fatigue Crack Growth on Mechanical Residual Stress Redistribution

M. Noghabii I. Sattari-far H. Hosseini Todeshki

Abstract In this study, the effect of fatigue loading on the redistribution of mechanical residual stresses in compact tension specimens has been investigated. Fatigue crack growth experimental tests were conducted in accordance with E647 standard for specimens with and without initial residual stress. To investigate the crack tip plastic zone and fracture mechanics parameters finite element analysis using ABAQUS was used. The results showed that the initial residual stress redistributed after a few cycles of fatigue loading. Redistribution depends on the amplitude of cyclic loading. Near crack tip plastic zone area also decrease after a few cycles and reaches a stable value. In experimental tests, the fatigue life of specimens with mechanical residual stresses was lower than specimen having no residual stresses.

Key Words Fatigue crack Growth; Crack Tip plastic Zone; Redistribution of Residual Stress; J Integral.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۳/۶/۲ و تاریخ پذیرش آن ۹۳/۱۲/۱۲ می باشد.

(۱) دانشجوی دکترا، مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران.

(۲) نویسنده مسئول: استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران. sattari@aut.ac.ir

(۳) استاد، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران.

مقدمه

عمر خستگی یک ویژگی دینامیکی مهم سازه می باشد که این ویژگی، تحت تأثیر تنش های پسماند در ناحیه نوک ترک می باشد. تخمین عمر خستگی سازه در حضور تنش های پسماند هنوز چالشی برای مهندسان طراح به شمار می آید. نتایج تحقیقات سایر محققان نشان داده است که تنش پسماند اثر قابل ملاحظه ای روی عمر خستگی سازه ها دارد [1-5]. تنش پسماند کششی عمر خستگی را با افزایش نرخ رشد ترک کاهش می دهد و تنش پسماند فشاری عمر خستگی را افزایش می دهد [6]. در دهه های اخیر تلاش های زیادی برای بررسی اثرات تنش های پسماند روی نرخ رشد ترک خستگی صورت گرفته است [7-10].

فرهی و همکاران [11] اثر تنش پسماند ناشی از ساچمه زنی و تکنیک های نفوذ را روی مکانیزم بسته شدن ترک خستگی و رفتار رشد ترک بررسی کردند. نتایج تحقیقات آنها نشان داد که تأخیر رشد ترک و مکانیزم بسته شدن ترک، وابسته به حوزه تنش پسماند است و تنش پسماند فشاری نرخ رشد ترک خستگی را کاهش می دهد. ولمان و همکاران [12] به بررسی عددی و تجربی اثر نوع تعریف رفتار ماده روی تنش پسماند ایجاد شده بر اثر بار فشاری مکانیکی روی تنش پسماند ایجاد شده در نمونه های CT فولادهای فرتی پرداختند. آنها دریافتند که نوع تعریف رفتار ماده می تواند در مقدار پیش بینی تنش پسماند مؤثر باشد. سماری و همکاران [13] به بررسی اثر تنش پسماند ناشی از گسترش سرد روی رشد ترک خستگی آلیاژهای آلومینیوم پرداختند. نتایج کار آنها نشان داد تنش پسماند فشاری ناشی از این فرآیند در بهبود عمر خستگی بسیار مؤثر است. وهاب و همکاران [14] به بررسی تجربی اثر تنش پسماند فشاری ناشی از بیش بار روی رشد ترک خستگی آلیاژهای آلومینیوم پرداختند. نتایج تحقیق آنها نشان داد که بیش بار موجب به تأخیر افتادن رشد ترک خستگی می گردد. استوارت و

همکاران [15] به بررسی قابلیت مکانیک شکست الاستیک خطی و اصل جمع آثار برای بیان رشد ترک خستگی در نمونه های دارای تنش پسماند ناشی از گسترش سرد سوراخ پرداختند. نتایج آنها نشان داد که این قابلیت برای بیان رفتار رشد ترک وجود دارد. لامی و همکاران [16] با استفاده از مکانیزم فشردن پین، در نمونه های آلیاژ آلومینیومی تنش پسماند ایجاد کردند و به بررسی المان محدود و تجربی اثر تنش پسماند روی رشد ترک خستگی پرداختند.

دو روش معمول برای محاسبه نرخ رشد ترک خستگی در حوزه تنش های پسماند وجود دارد. یک روش با استفاده از اصل جمع آثار، نسبت تنش مؤثر را با احتساب اثر تنش پسماند به دست می آورد [17,18]. روش دیگر مبتنی بر مفهوم بسته شدن ترک می باشد که با محاسبه ضریب شدت تنش بازشدگی ترک و سپس محاسبه بازه ضریب شدت تنش مؤثر در ناحیه تنش ناشی از مجموع تنش پسماند و بار اعمالی صورت می گیرد [19,20]. اعتبار هر دو روش به طور کلی پذیرفته شده است [8].

در تحقیقات صورت گرفته توسط سایر محققان، ناحیه پلاستیک نوک ترک کمتر مورد بررسی قرار گرفته است. هم چنین استحاله تنش های پسماند و توزیع مجدد آن بر اثر بارگذاری خستگی و رشد ترک در اکثر تحقیقات سایر محققان بررسی نشده است. با توجه به این که تنش های پسماند از نوع تنش های ثانویه است و با تنش های اولیه ناشی از بارگذاری خارجی تفاوت دارد [21]، این دو نوع تنش و اثرات هر یک به طور مجزا در محاسبات آورده شده است. در این پژوهش، رشد ترک خستگی در نمونه های CT تحت تأثیر تنش پسماند کششی مکانیکی مورد مطالعه قرار گرفت. رشد ترک خستگی به کمک نرم افزار المان محدود آباکوس شبیه سازی شده و نتایج با داده های تجربی مقایسه شده است.

منجر به ایجاد ترک اولیه با طول بیش از ۲ میلی متر در قطعه می شود که از نظر استاندارد قابل قبول می باشد. در شکل (۳) نمایی از ترک اولیه ایجاد شده به کمک خستگی نشان داده شده است.



شکل ۲ نمونه CT ساخته شده توسط فرآیند وایرکات



شکل ۳ ترک اولیه ایجاد شده به کمک خستگی

به دست آوردن بار بحرانی

بعد از ایجاد ترک اولیه خستگی، برای به دست آوردن بار بحرانی، بارگذاری کششی تا شکست نهایی به قطعه اعمال شد. بار بحرانی مطابق روابط (۱) محاسبه می گردد. در شکل (۴) پارامترهای هندسی موجود در روابط (۱) نشان داده شده است [23].

$$P_L = 1.072 \times \eta \times B \times b \quad (1-1)$$

برای تنش صفحه ای σ_Y

$$P_L = 1.455 \times \eta \times B \times b \quad (2-1)$$

برای کرنش صفحه ای σ_Y

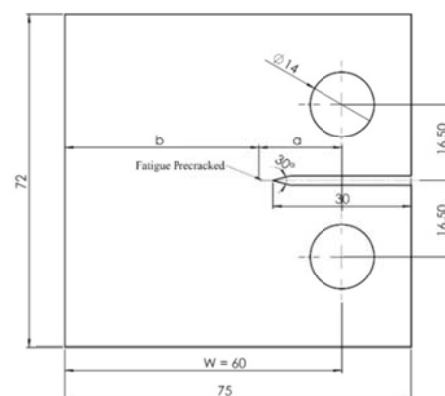
که در روابط (۱)، B ضخامت نمونه، b عرض قطعه و η یک ثابت هندسی به شرح زیر است [23].

مشخصات قطعه و آزمون های خستگی

آزمایش های رشد ترک خستگی با دامنه ثابت به منظور تعیین ضرایب معادله پاریس بر روی قطعات CT مطابق استاندارد ASTM E647 [22] با ابعاد و اندازه آزمایش های رشد ترک خستگی با دامنه ثابت داده شده در شکل (۱) انجام شد. در شکل (۲) نمایی از نمونه CT ساخته شده توسط فرآیند وایرکات مشاهده می گردد. تمامی نمونه ها با دستگاه خستگی هیدرولیک با فرکانس ۱۵ هرتز در دمای محیط تحت آزمایش خستگی قرار گرفتند.

در تمامی تست های خستگی، نسبت تنش $R = \frac{P_{min}}{P_{max}}$ ثابت نگه داشته شد و تنها دامنه بارگذاری تغییر داده شد.

تست های خستگی برای دو حالت نمونه های بدون تنش پسماند و نمونه های دارای تنش پسماند مکانیکی تکرار گردید.



شکل ۱ ابعاد هندسی نمونه CT (ابعاد برحسب میلی متر)

طبق استاندارد ASME برای اطمینان از این که شیار کاملاً تیز باشد، می بایست نمونه را تحت بارگذاری خستگی قرار داد تا یک ترک اولیه خستگی در آن ایجاد گردد [22]. فرآیند ایجاد ترک اولیه خستگی شامل ۲۷ هزار سیکل با نسبت تنش $R = \frac{P_{min}}{P_{max}} = 0.1$ است. این میزان بارگذاری خستگی

مدل سازی المان محدود

نمونه CT مطابق با ابعاد نشان داده شده در شکل (۱) در نرم افزار المان محدود آباکوس مدل شد. خواص موادی به صورت الاستیک-پلاستیک با خاصیت سخت شوندگی ایزوتروپیک و ویژگی های مکانیکی مطابق با خواص آلیاژ آلومینیوم سری ۵۰۰۰ که از تست کشش نمونه به دست آمده و در جدول (۱) نشان داده شده است، تعریف شد. از آنجایی که مدل تقارن دارد، برای ساده سازی و کاهش زمان محاسبات، تنها نیمی از قطعه مدل شد و شرط مرزی تقارن به خط مرکزی اعمال شد.

جدول ۱ خواص مکانیکی آلیاژ آلومینیوم سری ۵۰۰۰

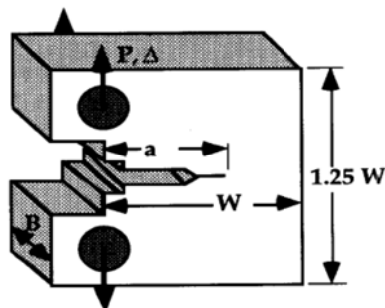
خاصیت	تنش تسلیم (MPa)	تنش نهایی (MPa)	مدول یانگ (GPa)	ضریب پواسون
مقدار	۲۰۰	۳۵۰	۷۰	۰/۳

در شکل (۷) نحوه مش بندی نمونه مشاهده می شود. برای مش بندی نمونه از المان های ۴ گره ای با نقاط انتگرال گیری کاهش یافته CPE4R استفاده شد. در مش بندی نمونه با نزدیک شدن به نوک ترک، المان ها در چندین مرحله ریزتر شدند (شکل ۸). در ناحیه نوک ترک طول المان ها حدود ۵۰ میکرون است. برای ایجاد قابلیت تکین در نوک ترک، المان های این ناحیه به المان های تکین با نقاط جمع شده در یک چهارم (Singular Quarter Point) تغییر یافت [24]. مزیت های استفاده از این نوع المان، در پژوهش عبدالعزیز و همکاران معرفی شده است [25].



شکل ۷ مش بندی نمونه CT

$$\eta = \sqrt{\left(\frac{2a}{b}\right)^2 + \frac{4a}{b} + 2} - \left(\frac{2a}{b} + 1\right) \quad (2)$$

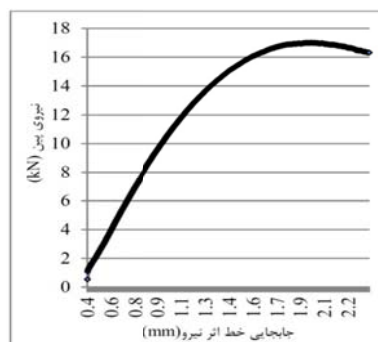


شکل ۴ پارامترهای هندسی محاسبه بار بحرانی نمونه CT [23]

در شکل (۵) نمایی از قطعه پس از شکست نهایی مشاهده می شود. نمودار نیروی بارگذاری برحسب جابه جایی محل پین نیز در شکل (۶) آورده شده است. با توجه به نمودار شکل (۶) بار بحرانی در حدود ۱۶.۲ کیلونیوتن می باشد. با جایگذاری ابعاد هندسی نمونه در رابطه (۱) مقدار بار بحرانی ۱۷ کیلونیوتن به دست می آید که با مقدار تجربی تطابق خوبی دارد.

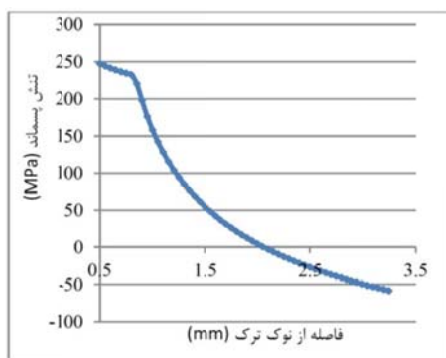


شکل ۵ نمایی از قطعه پس از شکست نهایی



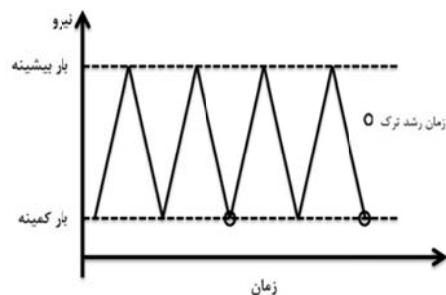
شکل ۶ نمودار نیروی پین برحسب جابه جایی

در نمودار شکل (۱۰) مقدار تنش پسماند ایجاد شده در ناحیه اطراف ترک برحسب فاصله از نوک ترک مشاهده می شود. محور افقی نمودار بیانگر فاصله در راستای رشد ترک می باشد. همان طور که مشخص است در نواحی نزدیک به نوک ترک، تنش پسماند از نوع کششی و با فاصله گرفتن از آن تنش پسماند فشاری است.

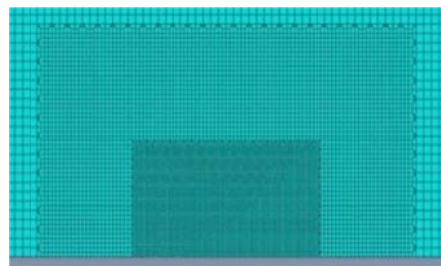


شکل ۱۰ تنش پسماند ایجاد شده در نواحی نوک ترک

شبیه سازی رشد ترک در هر مرحله با آزادسازی گره نوک ترک میسر می شود. یکی از موارد مهم در این زمینه زمان آزادسازی گره است. زمان آزادسازی گره می تواند در بار کمینه، بار بیشینه و یا کمی بعد از بار بیشینه باشد [27]. در صورتی که المان های اطراف ترک به قدر کافی ریز باشند، زمان آزادسازی گره ترک تأثیری بر نتایج نخواهد داشت [28]. در این پژوهش، آزادسازی گره در بار کمینه و پس از دو سیکل بارگذاری خستگی مطابق شکل (۱۱) انجام گرفت.



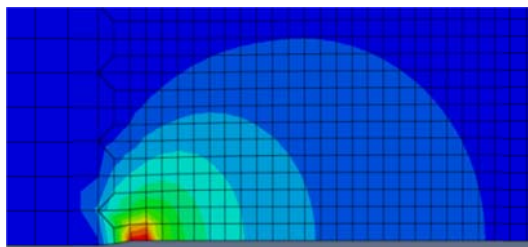
شکل ۱۱ شمای نحوه رشد دادن ترک



شکل ۸ ریز شدن مش در ناحیه نوک ترک

ایجاد تنش پسماند مکانیکی

برای اطمینان از صحت نتایج شبیه سازی المان محدود تنش پسماند مکانیکی، مدلی با مشخصات هندسی، جنس مواد و بارگذاری موجود در پژوهش میرزایی سیسان و همکاران [26] تهیه شد. آنها نیز با اعمال بار خارج از صفحه، تنش پسماند مکانیکی در نمونه ایجاد می کردند. نتایج مدل المان محدود ایجاد با نتایج ایشان مقایسه گردید. تشابه نتایج المان محدود با نتایج آنها نشان می دهد که نحوه شبیه سازی و ایجاد تنش پسماند مکانیکی، به درستی انجام شده است. لذا شبیه سازی برای جنس و ابعاد دلخواه خودمان تغییر داده شد. برای ایجاد تنش پسماند مکانیکی، بار مکانیکی فشاری معادل ۸ کیلونیوتن توسط پین به نمونه اعمال شد. از آن جا که بر اثر بار اعمالی، ناحیه اطراف نوک ترک دچار تغییر شکل پلاستیک می شود، پس از باربرداری در ناحیه نوک ترک کرنش پلاستیک و در نتیجه تنش پسماند ایجاد می گردد. در شکل (۹) کانتور کرنش پلاستیک پسماند پس از باربرداری مشاهده می گردد.



شکل ۹ کانتور کرنش پلاستیک پسماند ایجاد شده بر اثر بار

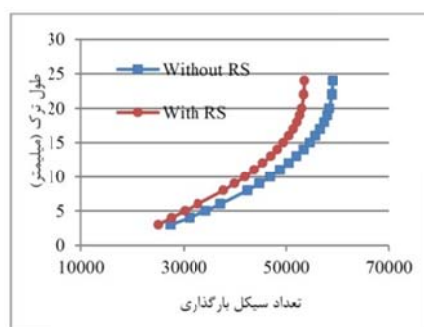
فشاری مکانیکی

$$N = \sum_{i=a_i}^{a_f} \frac{da}{C(\Delta J)^m} \quad (6)$$

دقت شود که در رابطه فوق da میزان رشد ترک در هر مرحله می باشد که برابر طول المان در ناحیه اطراف ترک (۵۰ میکرون) است.

نتایج و بحث

نتایج تست های تجربی. در شکل (۱۲) نمودار طول ترک بر حسب تعداد سیکل بارگذاری حاصل از تست های تجربی برای نمونه های بدون تنش پسماند و نمونه های دارای تنش پسماند مشاهده می گردد. همان طور که مشخص است رشد ترک در نمونه های دارای تنش پسماند مکانیکی سریع تر از نمونه بدون تنش پسماند می باشد.



شکل ۱۲ طول ترک بر اثر بارگذاری خستگی

طبق تست های تجربی، پارامترهای مربوط به جنس ماده در رابطه (۵) به قرار زیر می باشد:

$$\frac{da}{dN} = 0.00156(\Delta J)^{1.193} \quad (7)$$

در شکل (۱۳) نمودار نرخ رشد ترک بر حسب بازه ضریب شدت تنش مشاهده می شود. نتایج تجربی نشان می دهد که در ابتدای سیکل های بارگذاری، نرخ رشد ترک در نمونه دارای تنش پسماند بسیار سریع تر از

مدل رشد ترک خستگی براساس انتگرال J

با توجه به نواحی پلاستیک بزرگ ایجاد شده در نوک ترک بر اثر ایجاد تنش پسماند، مکانیک شکست الاستوپلاستیک (انتگرال J) می تواند درک بهتری از نحوه رشد ترک ارائه نماید. فرم این معادله به صورت رابطه (۳) می باشد [29].

$$\Delta J = \Delta J_{el} + \Delta J_{pl} = J_{el} = \frac{\Delta K^2}{E'} + \frac{\eta A_{pl}}{Bb_0} \quad (3)$$

که در رابطه فوق، b_0 لیگامنت اولیه نمونه، B ضخامت خالص نمونه، W عرض مؤثر نمونه، A_{pl} مساحت زیر نمودار بار-جابجایی و η یک ضریب بی بعد است که برای نمونه مورد استفاده در این مطالعه از معادله (۴) به دست می آید [26]:

$$\eta = 2 + 0.522 \frac{b_0}{W} \quad (4)$$

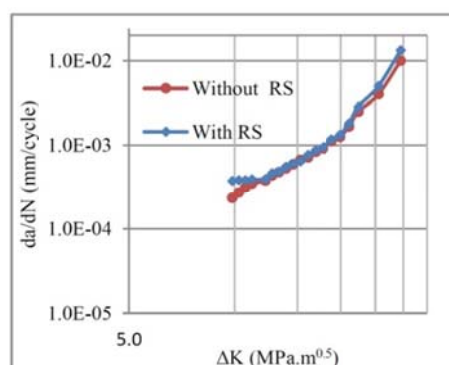
در این پژوهش از فرم تطبیق یافته معادله پاریس که توسط داوولینگ توسعه یافته و براساس انتگرال J است، برای بیان قانون رشد ترک استفاده می شود:

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta J)^m \quad (5)$$

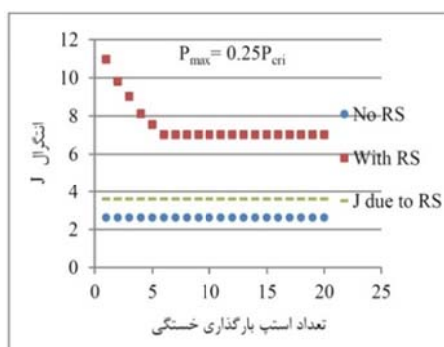
در رابطه (۵) C و m پارامترهای وابسته به جنس می باشند که از تست های تجربی به دست می آیند. عمر خستگی قطعه را در فاصله طول ترک اولیه a_i تا طول ترک نهایی a_f را با انتگرال گیری از رابطه (۵) می توان مشخص نمود. با توجه به این که در شبیه سازی المان محدود، ترک به صورت ناپیوسته رشد داده می شود، این انتگرال گیری تبدیل به مجموع جملات می شود و به صورت رابطه (۶) نوشته می شود:

همان‌طور که مشخص است انتگرال J در نمونه دارای تنش پسماند کششی مقداری بزرگ‌تر از نمونه بدون تنش پسماند دارد؛ از این‌رو، طبق پیش‌بینی باید سرعت رشد ترک خستگی افزایش یابد و عمر خستگی کاهش یابد که با نتایج تجربی کاملاً سازگار است. نکته قابل توجه دیگر کاهش قابل توجه انتگرال J در چند گام ابتدایی است که علت این امر نیز استحاله تنش‌های پسماند و توزیع مجدد آن در چند گام ابتدایی می‌باشد. همان‌طور که ملاحظه می‌گردد، مقدار انتگرال J پس از توزیع مجدد تنش پسماند، تغییرات قابل ملاحظه‌ای دارد و بایستی در محاسبات عمر خستگی لحاظ گردد. بسیاری از محققان، این تغییرات را در محاسبات وارد نمی‌کنند که منجر به تخمین محافظه‌کارانه‌تر عمر خستگی می‌گردد.

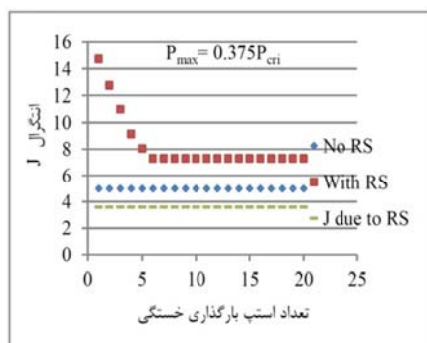
نمونه بدون تنش پسماند می‌باشد. پس از این‌که ترک مقداری رشد نمود، نرخ رشد ترک خستگی تقریباً برابر می‌شود که علت این امر می‌تواند استحاله تنش‌های پسماند اولیه نمونه باشد.



شکل ۱۳ نرخ رشد ترک خستگی بر حسب بازه ضریب شدت تنش

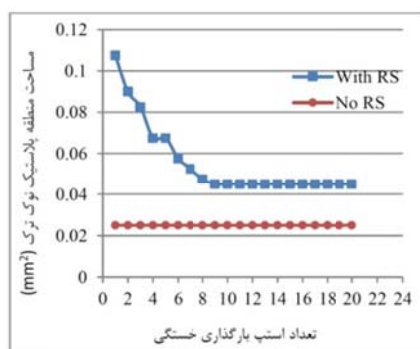


شکل ۱۴ تغییرات انتگرال J بر اثر بارگذاری خستگی برای بار $R=0.1$ و $P_{max}=4 \text{ kN}$

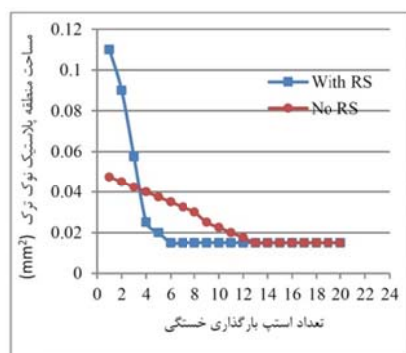


شکل ۱۵ تغییرات انتگرال J بر اثر بارگذاری خستگی برای بار $R=0.1$ و $P_{max}=6 \text{ kN}$

اثر تنش پسماند بر انتگرال. در شکل (۱۴) نمودار تغییرات انتگرال J بر اثر بارگذاری خستگی برای بارگذاری با دامنه‌های متفاوت نشان داده شده است. در این نمودارها، انتگرال J در نمونه بدون تنش پسماند، نمونه دارای تنش پسماند و همچنین انتگرال J ناشی از تنش پسماند به‌طور مجزا نمایش داده شده است. منظور از J due to RS مقادیر خوانده شده در اولین گام پس از برداشتن بار فشاری می‌باشد و در سیکل‌های بعدی بی‌معنا می‌باشد؛ از این‌رو، در نمودار به‌صورت خط‌چین نمایش داده شده است که یعنی یک مقدار ثابت است. اختلاف J در این نمودارها به‌خاطر وجود تنش پسماند می‌باشد؛ یعنی یک مقدار از انتگرال J با تنش پسماند ناشی از بارگذاری خارجی و یک مقدار ناشی از تنش پسماند می‌باشد. نکته دیگر که باید توجه شود این است که J خاصیت خطی ندارد لذا جمع جبری در این‌جا معنی ندارد؛ ولی چنانچه این مقادیر J را تبدیل به K بکنیم خاصیت جبری نیز برقرار می‌شود.



شکل ۱۶ تغییرات مساحت منطقه پلاستیک نوک ترک بر اثر بارگذاری خستگی در $P_{max} = 4 \text{ kN}$



شکل ۱۷ تغییرات مساحت منطقه پلاستیک نوک ترک بر اثر بارگذاری خستگی در $P_{max} = 6 \text{ kN}$

نتیجه گیری

تنش‌های پسماند تأثیر قابل توجهی روی عمر خستگی و مشخصات شکست نمونه‌ها دارد. تنش‌های پسماند بر اثر بارگذاری خستگی توزیع مجدد می‌یابند که بایستی این توزیع مجدد را در محاسبات لحاظ کرد. در این قسمت نتایج این تحقیقات به‌طور خلاصه بیان می‌گردد:

- تنش پسماند کششی نرخ رشد ترک خستگی را افزایش می‌دهد که این امر منجر به کاهش عمر خستگی می‌گردد.
- تنش پسماند اولیه پس از چندین سیکل بارگذاری خستگی، توزیع مجدد می‌یابد که در تحلیل‌ها می‌بایست در نظر گرفته شود.

لازم به ذکر است که در شکل‌های (۱۵ و ۱۴)، محور افقی تعداد گام‌های بارگذاری در نرم‌افزار می‌باشد که با تعداد سیکل خستگی متفاوت می‌باشد. همان‌طور که در قبل توضیح داده شد، تعداد سیکل خستگی لازم برای رشد ترک به اندازه طول المان از رابطه (۶) به دست می‌آید. به عبارت دیگر هر گام در نرم‌افزار، بیانگر تعداد زیادی سیکل بارگذاری خستگی می‌باشد. با تغییرات طول ترک و بارگذاری، مقادیر انتگرال J نیز تغییر می‌کند و لذا تعداد سیکل خستگی معادل نیز تغییر می‌کند. بنابراین محاسبه تعداد سیکل خستگی معادل با هر گام در نرم‌افزار باید برای هر گام به‌طور مجزا محاسبه گردد. با جایگذاری این مقادیر در رابطه (۶)، تعداد سیکل خستگی که پس از آن تنش پسماند استحاله می‌گردد حدوداً ۴۰ سیکل می‌باشد. توزیع مجدد تنش پسماند اولیه بر اثر بارگذاری سیکلی در سیکل‌های ابتدایی، در مقالات سایر محققان نیز اشاره شده است [30, 31].

تغییرات مساحت منطقه پلاستیک نوک ترک بر اثر خستگی

در شکل‌های (۱۷ و ۱۶) نمودار تغییرات مساحت پلاستیک نوک ترک بر اثر بارگذاری خستگی برای بارگذاری با دامنه‌های متفاوت نشان داده شده است. همان‌طور که مشخص است مساحت ناحیه پلاستیک در نمونه دارای تنش پسماند کششی مقادیری بزرگ‌تر از نمونه بدون تنش پسماند دارد. کاهش مساحت ناحیه پلاستیک نیز با توجه به توزیع مجدد تنش پسماند قابل پیش‌بینی بود. همان‌طور که در این دو نمودار مشخص است، افزایش دامنه بارگذاری منجر به استحاله سریع‌تر تنش‌های پسماند می‌گردد. علت این امر این است که با افزایش دامنه بارگذاری، تغییر شکل‌های پلاستیک بزرگ‌تری در نوک ترک به‌وجود می‌آید و این تغییر شکل‌ها منجر به تغییر کرنش‌های پسماند و در نتیجه تغییر تنش‌های پسماند می‌گردد.

فهرست علائم		- دامنه بارگذاری خستگی نیز تأثیر زیادی روی توزیع مجدد تنش پسماند دارد. دامنه بارگذاری بالاتر، منجر به کاهش بیشتر اندازه تنش پسماند اولیه در نمونه‌ها می‌گردد.
بار بحرانی	P_L	- ناحیه پلاستیک ایجاد شده در نوک ترک می‌تواند به‌عنوان معیاری برای بررسی رشد ترک خستگی به‌کار رود. این ناحیه متأثر از تنش پسماند اولیه می‌باشد و پس از چندین سیکل، این ناحیه نیز تغییر ابعاد می‌دهد.
ضخامت نمونه	B	
عرض نمونه	b	
طول ترک	a	
سطح زیر نمودار بار - جابه‌جایی	A_{pl}	
بازه انتگرال J الاستیک	ΔJ_{el}	
بازه انتگرال J پلاستیک	ΔJ_{pl}	
نرخ رشد ترک خستگی	$\frac{da}{dN}$	
نسبت تنش	R	

مراجع

1. Bucci, R.J., "Effect of residual stress on fatigue crack growth rate measurement", *ASTM STP*, Vol. 743, pp. 28-47, (1981).
2. McClung, R.C., "A literature survey on the stability and significance of residual stresses during fatigue", *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.*, Vol. 30, pp. 173-205, (2007).
3. Vaidya, W.V., Staron, P. and Horstmann, M., "Fatigue crack propagation into the residual stress field along and perpendicular to laser beam butt-weld in aluminium alloy AA6056", *Fatigue Fract Engng Mater Struct*, Vol. 35, 399-411, (2011).
4. Maddox, S.J., "Fatigue strength of welded structures", Abington Publishing; (1991).
5. Withers, P.J., "Residual stress and its role in failure", *Rep Prog Phys*, Vol. 70, pp. 2211-2264, (2007).
6. Barsoum, Z., Barsoum, I., "Residual stress effects on fatigue life of welded structures using LEFM", *Engineering Failure Analysis*, Vol. 16, pp. 449-467, (2009).
7. LaRue, J.E. and Daniewicz, S.R., "Predicting the effect of residual stress on fatigue crack growth", *International Journal of Fatigue*, Vol. 29, pp. 508-515, (2007).
8. Servetti, G. and Zhang, X., "Predicting fatigue crack growth rate in a welded butt joint: The role of effective R ratio in accounting for residual stress effect", *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 76, pp. 1589-1602, (2009).
9. Ghidini, T. and Dalle Donne, C., "Fatigue crack propagation assessment based on residual stresses obtained through cut-compliance technique", *Fatigue Fract Engng Mater Struct*, Vol. 30, pp. 214-222, (2006).
10. Bussu, G. and Irving, P.E., "The role of residual stress and heat affected zone properties on fatigue crack propagation in friction stir welded 2024-T351 aluminum joints", *International Journal of Fatigue*, Vol. 25, pp. 77-88, (2003).
11. Farrahi, G.H., Majzoobi, G.H., Hosseinzadeh, F. and Harati, S.M., "Experimental evaluation of the effect of residual stress field on crack growth behaviour in C(T) specimen", *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 73, pp. 1772-1782, (2006).
12. Wenman, M.R., Price, A.J., Steuwer, A., Chard-Tuckey, P.R. and Crocombe, A., "Modelling and experimental characterisation of a residual stress field in a ferritic compact tension specimen", *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Vol. 86, pp. 830-837, (2009).

13. Semari, Z., Aid, A., Benhamena, A., Amrouche, A., Benguediab, M., Sadok, A. and Benseddig, N., "Effect of residual stresses induced by cold expansion on the crack growth in 6082 aluminum alloy", *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 99, pp. 159–168, (2013).
14. Wahab, M.A., Rohrsheim, G.R. and Park, J.H., "Experimental study on the influence of overload induced residual stress field on fatigue crack growth in aluminium alloy", *Journal of Materials Processing Technology*, Vol. 153–154, pp. 945–951, (2004).
15. Stuart, D.H., Hill, M.R. and Newman, J.C., "Correlation of one-dimensional fatigue crack growth at cold-expanded holes using linear fracture mechanics and superposition", *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 78, pp. 1389–1406, (2011).
16. Lammi, C.J. and Lados, D.A., "Numerical predictions and experimental measurements of residual", *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 78, pp. 1114–1124, (2011).
17. Parker, A.P., "Stress intensity factors, crack profiles, and fatigue crack growth rates in residual stress fields". In: *Residual stress effects in fatigue*, ASTM STP 776, American Society for Testing and Materials, p. 13–31, (1982).
18. Itoh, Y.Z., Suruga, S. and Kashiwaya, H., "Prediction of fatigue crack growth rate in welding residual stress field", *Engineering Fracture Mechanics*, pp. 397–407, (1989).
19. Beghini, M., Bertini, L. and Vitale, E., "Fatigue crack growth in residual stress fields: experimental results and modeling, *Fatigue Fract Engng Mater Struct*", Vol. 17, pp. 1433–1444, (1994).
20. Liljedahl, C.D.M., Tan, M.L., Zanellato, O., Ganguly, S., Fitzpatrick, M.E. and Edwards, L., "Evolution of residual stresses with fatigue loading and subsequent crack growth in a welded aluminum alloy middle tension specimen", *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 75, pp. 3881–3894, (2008).
21. EN 13445-3, Unfired pressure vessels part 3: Design, European Standard, (2002).
22. ASTM E647-00, Standard test method for measurement of fatigue crack growth rates, *Annual Book of ASTM Standards*, Vol. 03.01, pp. 603–644, (2002).
23. Anderson, T.L., "*Fracture Mechanics Fundamentals and Applications*", Third Edition, Boca Raton: Tylor & Francis Group, (2005).
24. Abaqus, D.S., Ver, 6.12. Dassault Systèmes Simulia Corp., Providence, RI, USA, 2012.
25. Abdelaziz, Y., Benkheira, S., Rikioui, T. and Mekkaoui, A., "A double degenerated finite element for modeling the crack tip singularity", *Applied Mathematical Modelling*, Vol. 34, pp. 4031–4039, (2010).
26. Mirzaee-Sisan, A., Truman, C.E., Smith, D.J. and Smith, M.C., "Interaction of residual stress with mechanical loading in an austenitic stainless steel", *Fatigue Fract Engng Mater Struct*, Vol. 31, pp. 223–233, (2007).
27. Solanki, K., Daniewicz, S.R. and Newman, J.C., "Finite element analysis of plasticity induced fatigue crack closure: an overview", *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 71, pp. 149–171, (2004).
28. Solanki, K., Daniewicz, S.R. and Newman, J.C., "Finite element modeling of plasticity-induced crack closure with emphasis on geometry and mesh refinement effects", *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 70, No. 12, pp. 1475–1489, (2003).
29. ASTM E1820-01, Standard test method for measurement of fracture toughness, *Annual Book of ASTM Standards*, Vol. 03.01, pp. 1031–1076, (2001).
30. Benedetti, M., Fontanari, V., Scardi, P., Ricardo, C.L.A. and Bandini, M., *Reverse bending fatigue of shot peened 7075-T651 aluminium alloy: The role of residual stress relaxation*, "International Journal of Fatigue", Vol. 31, pp. 1225–1236, (2009).
31. Zhuang, W.Z. and Halford, G.R., "Investigation of residual stress relaxation under cyclic load", *International Journal of Fatigue*, Vol. 23, pp. 31–37, (2001).

مطالعه جریان آشفته شتابدار درون لوله با استفاده از مدل‌های آشفتگی مختلف*

محمد افسری^(۱)مجید ملک جعفریان^(۲)

چکیده در پژوهش حاضر، جریان آشفته شتابدار خطی در یک لوله برای حوزه متغیر از اعداد رینولدز، به وسیله پنج مدل مرسوم جریان آشفته شبیه‌سازی می‌شود. مدل‌های آشفتگی موردنظر، مدل جبری بالدوین لومکس (BL)، مدل یک معادله‌ای اسپالارت-آلماراس (SA)، مدل $k-\omega$ ، مدل $k-\varepsilon$ با تصحیح دیواره لام-برمه‌ورست و مدل $k-\varepsilon-v^2$ می‌باشند. هدف، مطالعه دقیق‌تر جریان و بررسی کارایی و قابلیت مدل‌های مذکور در پیش‌بینی تنش برشی دیواره، تنش رینولدز، لزجت آشفتگی، تأخیر زمانی در پاسخ و سرعت متوسط می‌باشد. هم‌چنین تغییر عواملی نظیر قطر لوله، نوع سیال، رینولدز اولیه شتاب و نرخ شتاب‌دهی و تأثیر آن بر پارامترهای فوق به‌دقت مورد بررسی قرار می‌گیرد. به‌منظور راستی‌آزمایی، نتایج حاصل از مدل‌های آشفتگی با نتایج تجربی و عددی (مدل‌سازی آشفتگی و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ) دیگر محققان مقایسه گردیده است. نتایج نشان از دقت مطلوب نتایج حاصل از مدل‌سازی یک‌بعدی جریان آشفته شتابدار در مقایسه با نتایج شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (سه‌بعدی) دارد. هم‌چنین تأخیر در پاسخ آشفته پیش‌بینی شده به وسیله مدل‌ها (به‌جز مدل BL)، تطابق نسبتاً خوبی با مقادیر آزمایشگاهی نشان می‌دهد. مقایسه توزیع سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفته و لزجت آشفتگی نشان از دقت بهتر مدل $k-\varepsilon-v^2$ نسبت به سایر مدل‌ها دارد.

واژه‌های کلیدی جریان آشفته شتابدار؛ تأخیر زمانی؛ تنش رینولدز؛ مدل آشفتگی.

Accelerated Turbulent Pipe Flow Study using Various Turbulence Models

M. Afsari

M. Malek-Jafarian

Abstract In this paper, linear accelerated turbulent pipe flow has been simulated at various Reynolds numbers using five common turbulence models. The models considered are the Baldwin-Lomax algebraic model, the Spalart-Allmaras one-equation model, the $k-\varepsilon$ model with wall correction of Lam and Bremhorst, the $k-\omega$ model and the $k-\varepsilon-v^2$ model. The goal is to evaluate the performance and precision of these models for prediction of the wall shear stress, Reynolds stress, turbulence viscosity, delay time in response and mean velocity. Factors such as changes in pipe diameter, fluid type, initial Reynolds number of acceleration and rate of acceleration and its effect on the above parameters has examined carefully. In order to verify the results, the experimental and numerical results (turbulence modeling and Large Eddy Simulation) of other researchers have been compared with the present results. The results show the desired accuracy of the one-dimensional modeling of accelerated turbulent pipe flow in comparison with Large Eddy Simulation results (three-dimensional). The response of delay time, simulated by the models (except BL model) shows relatively good agreement with experimental data. Comparing the distribution of mean velocity, turbulent kinetic energy and turbulent viscosity shows $k-\varepsilon-v^2$ model leads to a better accuracy compared with the other models.

Key Words Accelerated turbulent flow; Delay time; Turbulence shear stress; Turbulence model.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۲/۷/۱۷ و تاریخ پذیرش آن ۹۳/۱۰/۲۲ می‌باشد.

(۱) دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه مکانیک، دانشگاه بیرجند.

(۲) نویسنده مسئول: استادیار، گروه مکانیک، دانشگاه بیرجند. mmjafarian@birjand.ac.ir

مقدمه

جریان آشفتۀ شتابدار در طبیعت و صنعت کاربردهای فراوانی دارد. از آن جمله می‌توان به جریان درون توربوماشین‌ها، نیروگاه‌های هسته‌ای، مبدل‌های گرمایی، جریان خون در رگ‌ها و جریان هوا در ریه انسان اشاره کرد. لذا مطالعه این جریان به دلیل کسب اطلاعات برای درک پدیده آشفتگی دارای اهمیت می‌باشد. به علت تأثیرات اینرسی در این جریان‌ها، مشخصه‌هایی از جریان آشفتۀ ظاهر می‌شود که این مشخصه‌ها در جریان‌های آشفتۀ غیرشتابدار مشاهده نمی‌گردد. اندازه‌گیری جزئیات در جریان‌های آشفتۀ شتابدار با توجه به مشکلات و مسائل تکنیکی تا سال‌های اخیر کمتر مورد بررسی قرار گرفته است، اما به دلیل وجود ابزارهای سنجش مدرن و کامپیوترهای قدرتمند، اندازه‌گیری و شبیه‌سازی این جریان‌ها در حال حاضر قابل حصول شده است. لذا این جریان‌ها بیشتر مورد توجه قرار گرفته‌اند [1].

به‌طور کلی جریان‌های آشفتۀ شتابدار داخلی به دو دسته کلی، تناوبی و غیرتناوبی تقسیم می‌شود. این دو گروه جریان در زیر توضیح داده می‌شوند.

جریان‌های آشفتۀ تناوبی (*Periodic pulsating*)

turbulent flows. جریان آشفتۀ تناوبی داخلی به دلیل کاربردهای عملی و همچنین تولید آسان آن بیشتر مورد مطالعه واقع شده‌اند. میزوشینا و همکاران [2]، شمر و همکاران [3]، برنل و همکاران [4, 5] و تاردو و همکاران [6] این جریان‌ها را به‌صورت آزمایشگاهی و تجربی مورد مطالعه قرار داده‌اند.

به‌علاوه با توجه به مطالعات آزمایشگاهی و تجربی وسیع، شبیه‌سازی عددی این جریان توسط جمعی از پژوهشگران گزارش شده است. شمر و ویگنانسکی [7] توزیع لزجت گردابه‌ای در این جریان را تعیین کردند. کوک و همکاران [8] و کریمس [9] سعی در استفاده از مدل‌های تک‌معادله‌ای آشفتگی و

هم‌چنین بعضی مدل‌های دو معادله‌ای در حل عددی این جریان‌ها داشتند. نتایج شبیه‌سازی، مطابقت ناچیزی با نتایج تجربی داشته‌اند [10]. اسکاتی و پیوملی [11, 12] جریان آشفتۀ تناوبی درون کانال را مورد مطالعه قرار دادند. این مطالعات منجر به این شد که مدل‌های استاندارد اغتشاش، نتایج دقیق و معقولی برای پروفیل‌های سرعت به دست می‌دهد. به هر حال، تنش رینولدز به درستی پیش‌بینی نمی‌شود.

جریان‌های آشفتۀ غیرتناوبی (*Non-Periodic*)

turbulent flows. این جریان نسبت به جریان ضربانی در لوله‌ها کمتر مورد توجه واقع شده است. کاتاوکا و همکاران [13] پاسخ آغازین جریان نسبت به مرحله افزایش نرخ جریان (شتابدهی) در لوله را مورد مطالعه قرار دادند. موریاما و همکاران [14] اغتشاشات تولید شده درون لوله را، با افزایش تدریجی نرخ جریان از شرایط پایدار مغشوش اصلی مورد بررسی قرار دادند. آنها تأخیرهایی را در پاسخ اغتشاش مشاهده کردند. این تأخیر زمانی در خط مرکزی لوله بیشتر از محدوده نزدیک به دیواره لوله می‌باشد. کوروکاو و موریکاوا [15] جریان‌های گذرا با نرخ جریان در حال افزایش و کاهش در لوله‌ها را مورد مطالعه قرار دادند. تحقیق آنها نشان داد که عدد رینولدز انتقال از جریان آرام به آشفتۀ حتی برای شتاب خیلی کوچک اعمال شده به‌صورت قابل توجهی افزایش می‌یابد. مطالعات آزمایشگاهی لفوبر [16] بر روی شتابدهی جریان و اثر آن بر انتقال از حالت آرام به مغشوش در یک لوله متمرکز شد. هی و جکسون [1] به مطالعه تجربی جهت بررسی اثرات تأخیر زمانی در جریان آشفتۀ شتابدار در لوله با نرخ شتابدهی ۵، ۱۰، ۲۰ و ۴۰ ثانیه پرداختند. نتایج آنها نشان داد که آشفتگی عموماً در مجاورت دیواره تولید می‌شود و سپس به سمت مرکز لوله گسترش می‌یابد. تحقیق بیشتر و دقیق‌تر، توزیع مجدد انرژی آشفتگی را نشان

داد. گرینبلات و موس [17] جریان آشفتۀ درون لوله را در دامنه اعداد رینولدز بیشتر و نرخ شتاب بالاتر از آزمایشات قبلی اندازه گیری کردند. آنها دریافتند که مرحله نهایی شتابدهی، با بازیافت ناحیه جدایش در پروفیل سرعت مشخص می شود.

محاسبات عددی مربوط به جریان های آشفتۀ شتابدار، به عنوان یک چالش جدی و مهم در علم CFD مطرح می باشد. روش هایی مانند شبیه سازی عددی مستقیم (DNS)، شبیه سازی گردابه های بزرگ (LES) و مدل های لزجت گردابه ای (EVM) از روش های به کار گرفته شده به منظور تحلیل این گونه جریان ها می باشند. روش های DNS و LES بسیار هزینه بر (چه از لحاظ زمانی و چه از لحاظ تجهیز CPU مورد نیاز) است. در مقابل، روش EVM نسبت به روش های ذکر شده، بسیار کم هزینه تر و در عین حال با حفظ کیفیت نسبتاً خوب حل می باشد.

هسو و همکاران [20] از LES برای تأیید و صحت گذاردن بر مدل های RANS در حالت جریان آشفتۀ نوسانی استفاده کردند. اسکاتی و پیوملی [11] عملکرد چهار مدل آشفتگی استاندارد رایج را برای معادلات (Unsteady Reynolds Averaged URANS) Navier-Stokes در جریان نوسانی درون یک کانال مقایسه کردند. نتایج با نتایج تجربی و نتایج DNS و LES مقایسه شدند. نتایج نشان داد که مدل $k-\varepsilon-v^2$ در بین مدل ها بهتر از بقیه عمل می کند. چانگ و ملک جعفریان [21] شبیه سازی عددی مستقیم را برای جریان آشفتۀ تحت تأثیر افت فشار ناگهانی اجرا کردند. چهار مدل آشفتگی در این تحقیق برای مقایسه داده های DNS و نتایج مدل های درهم مورد بررسی واقع شدند. بررسی ها نشان داد که مدل بالدوین-لومکس (BL) برای محاسبات جریان آشفتۀ ناپایدار مناسب نمی باشد. از طرف دیگر مدل های تک معادله ای و دو معادله ای در محدوده نزدیک به دیواره ها نتایج معقولی را ارائه می دهند. هم چنین یورک و کولمن [22]

برای مقایسه چهار مدل ساده اختشاش، از نتایج شبیه سازی مستقیم جریان در کانال تحت شرایط گردان فشار معکوس با شتاب کاهنده و $Re_\tau=180$ استفاده کردند. آنها دریافتند که نتایج مدل های اسپالارت - آلماراس (SA) و انتقال تنش برشی (SST) با دقت قابل توجه، تطابق خوبی با داده های DNS دارند.

هی و همکاران [23] با استفاده از مدل $k-\varepsilon$ اثر پارامترهایی نظیر قطر لوله، لزجت سیال، نرخ شتاب و عدد رینولدز اولیه بر تنش برشی جریان آشفتۀ و تأخیر زمانی در داخل لوله را بررسی نمودند. خالقی و همکاران [24] نحوه عملکرد مدل های آشفتگی رایج را برای جریان شتابدار غیرتناوبی در لوله مورد بررسی قرار دادند و با نتایج تجربی هی و جکسون [1] مقایسه نمودند. جانگ و چانگ [25] به کمک روش شبیه سازی گردابه های بزرگ، جریان شتابدار در داخل لوله را مورد مطالعه قرار دادند و پاسخ پیچیده تنش برشی و نیز تأخیر در پاسخ آشفتۀ را مشاهده کردند.

در این مقاله، کارایی پنج مدل آشفتگی استاندارد، عمومی و رایج به ترتیب افزایش پیچیدگی محاسبات آنها، به منظور تحلیل جریان آشفتۀ شتابدار درون لوله مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج با نتایج به دست آمده از کارهای آزمایشگاهی هی و جکسون [1]، نتایج عددی هی و همکاران [23] و جانگ و چانگ [25] مورد مقایسه قرار خواهد گرفت. نتایج شامل تأثیر پارامترهایی نظیر قطر لوله، لزجت سیال، نرخ شتابدهی و عدد رینولدز اولیه شتابدهی بر عواملی مانند تأخیر در پاسخ آشفتگی، تغییرات تنش برشی، لزجت آشفتگی و انرژی جنبشی آشفتگی در حین فرآیند شتابدهی می باشد. هدف، مقایسه قابلیت کارایی این مدل ها در تخمین و پیش بینی پدیده های فوق می باشد. لازم به ذکر است که بررسی این تعداد عوامل متعدد به ازای این تعداد مدل های آشفتگی تا به حال صورت نگرفته است. در این مقاله، ابتدا

مدل‌های آشفتگی به‌طور خلاصه مرور می‌شوند. سپس ارزیابی و اعتبار سنجی مدل‌ها با استفاده از داده‌های DNS مرجع [26] برای جریان درون کانال با $Re_\tau = 180$ ارائه خواهد شد. در مرحله بعد نتایج حاصل با نتایج تجربی و عددی ذکر شده، مورد مقایسه قرار خواهد گرفت.

روش عددی

جریان مورد مطالعه، جریان درون لوله‌ای به شعاع $25/4$ میلی‌متر می‌باشد. جریان توسعه‌یافته با عدد رینولدز 7000 در یک بازۀ زمانی معین به‌صورت خطی به عدد رینولدز 45200 می‌رسد. این اعداد رینولدز به‌عنوان پیش‌فرض می‌باشند و در صورت این‌که محدوده اعداد رینولدز تغییر کرد در متن ذکر خواهند شد. به‌دلیل هندسۀ این تحقیق، معادلات ناویر-استوکس متوسط‌گیری شده وابسته به زمان (URANS) برای لوله‌های افقی به‌صورت زیر در می‌آید:

$$\rho \frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{\rho}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^j v \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - r^j \overline{u'v'} \right] \quad (1)$$

در این رابطه $\bar{u}$ می‌تواند مقادیر صفر و یک را داشته باشد. مقدار ۱، معادله را به معادله مونتوم یک‌بعدی جریان درون لوله (دستگاه سیلندریکال) و مقدار صفر، معادله را به معادله مونتوم یک‌بعدی جریان درون کانال (دستگاه کارتزین) تبدیل می‌کند. چون در ناحیه توسعه‌یافته مولفه سرعت عمود بر جریان ناچیز است، مدل‌سازی یک‌بعدی جریان در این ناحیه خطای زیادی را ایجاد نمی‌کند. در نتیجه کار عددی با دقت قابل قبول و آسان انجام‌پذیر خواهد بود. محاسبۀ تنها مجهول جدید در معادله (۱) یعنی $-\rho \overline{u'v'}$ موردنظر است. برای محاسبۀ تنش رینولدز براساس معادلات متوسط‌گیری شده ناویر-استوکس (RANS) از یکی از دو روش زیر استفاده می‌شود:

روش اول: روش‌هایی که از مفهوم لزجت گردابه‌ای استفاده می‌کنند. این روش‌ها براساس تعداد معادلات به‌کار گرفته برای محاسبۀ لزجت گردابه‌ای، نام‌گذاری و تقسیم‌بندی می‌شوند (مدل‌های آشفتگی). روش دوم: روش‌هایی هستند که با حل معادلات جبری یا دیفرانسیلی، مستقیماً تنش‌های رینولدز را محاسبه می‌کنند.

اگر هدف، برآورد دقیق رفتار میدان جریان‌های آشفتۀ باشد، بایستی اندازه شبکه میدان حل از ابعاد هر گردابه، کوچک‌تر باشد (روش DNS). به‌عبارت دیگر تخمین هر گردابه توسط چند گره محاسباتی (و حداقل یک گره) صورت بپذیرد. بدیهی است در صورتی‌که برای هر گردابه تعداد مش بیشتری به‌کار گرفته شود، رفتار واقعی‌تری به‌دست خواهد آمد. از سوی دیگر محاسبۀ تنش‌های رینولدز مستلزم حل معادلات دیفرانسیلی یا جبری نسبتاً پیچیده است. به این دلیل، محاسبۀ لزجت گردابه‌ای به‌کمک مدل‌های آشفتگی، روش راحت‌تر و کم‌هزینه‌تری است. اگر چه دقت محاسبات، مقداری کاهش می‌یابد. در کار حاضر از ۵ مدل آشفتگی رایج به‌منظور شبیه‌سازی جریان شتابدار درون لوله و بررسی اثر پارامترهای مختلف بر این جریان، استفاده شده است. مدل‌ها به‌ترتیب، مدل جبری بالدوین - لومکس (BL) [27]، مدل یک‌معادله‌ای انتقال لزجت آشفتۀ اسپالارت - آلماراس (SA) [28]، مدل‌های دو معادله‌ای $k-\varepsilon$ استاندارد با تصحیح دیواره لام-برمهورس-سنت [29]، $k-\omega$ [30] و $k-\varepsilon-v^2$ [31] می‌باشند. لازم به ذکر است که در تمام مدل‌های فوق، بخش آشفتۀ ایزوتروپیک فرض است و لذا از رابطۀ بوزینسک برای محاسبۀ تنش برشی رینولدز استفاده شده است. در ادامه هر یک از این مدل‌ها به‌طور خلاصه بازگو می‌شوند.

مدل جبری بالدوین-لومکس. مدل جبری بالدوین-لومکس پس از مدل آشفتگی ارائه شده توسط سبسی-

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (۳)$$

مقدار معمول برای C_μ برابر ۰/۰۹ است. تصحیحات مختلفی از این مدل وجود دارد. از آن جمله می‌توان به تصحیح لاندر-شرما، لام-برمه‌ورست و... اشاره کرد. تصحیح مورد استفاده در کار حاضر، تصحیح پیشنهادی لام-برمه‌ورست می‌باشد [29].

مدل دومعادله‌ای (k- ω). این مدل توسط ویلکاکس [30] پیشنهاد شده است. لزجت گردابه‌ای از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (۴)$$

که ω تابع اتلافات مخصوص است. معادله انتقال نوشته شده برای ω ، شامل تأثیرات تولید، انتشار و اتلافات می‌باشد. برخلاف تمامی مدل‌های دومعادله‌ای، مدل k- ω دارای توابع میراکننده نیست و اجازه اعمال شرایط ساده مرزی را می‌دهد. به دلیل سادگی و به خصوص ثبات عددی، این مدل نسبت به دیگر مدل‌ها برتری دارد. مدل k- ω (مانند بسیاری از مدل‌های دیگر) نمی‌تواند به خوبی رفتار آشفتگی را در نزدیکی دیواره‌ها پیش‌بینی کند [34].

مدل (k- ε - ν^2). یک عامل پاسخ نامناسب مدل k- ε در نزدیکی دیواره ($y^+ < 100$) این است که این مدل با فرض همسانگرد بودن کمیت‌های آشفتگی بنا شده است، در حالی که آشفتگی نزدیک دیواره به شدت ناهمسانگرد است. مدل k- ε - ν^2 شرایط سینماتیکی درستی را برای اعمال مؤلفه عمودی شدت آشفتگی (ν^2) که در ادامه متن به منظور راحتی از نماد $\overline{\nu^2}$ برای نمایش آن استفاده می‌شود) فراهم می‌آورد. به این

اسمیت (CS) [32] ارائه گردید. این مدل به منظور رفع مشکلات مربوط به محاسبات انتگرالی مدل CS در جریان‌های پیچیده، توسعه یافت. با توجه به سادگی و عدم نیاز به زمان محاسباتی زیاد، مدل BL استفاده گسترده‌ای در هوافضا یافت. در این مدل، لزجت آشفتگی طبق رابطه (۲) محاسبه می‌شود:

$$\nu_t = \min(\nu_{ti}, \nu_{to}) \quad (۲)$$

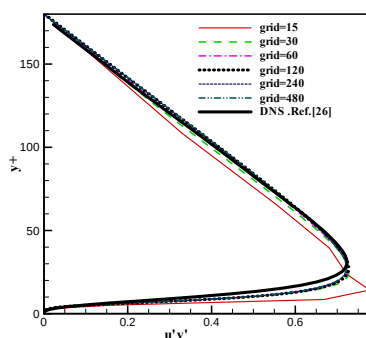
که ν_{ti} و ν_{to} به ترتیب لزجت‌های آشفتگی لایه‌های داخلی و خارجی می‌باشند [27]. مدل‌های جبری قادر نیستند اثرات انتقالی آشفتگی را در نظر بگیرند؛ یعنی نمی‌توانند اثرات اغتشاشی بالادست جریان را در پائین‌دست آن پیش‌بینی نمایند. به این دلیل مدل BL برای جریان‌های آشفتگی دارای جدایش یا انحنای شدید هندسی نتایج مطلوبی نمی‌دهد [33].

مدل یک معادله‌ای اسپالارت-آلماراس. این مدل، یک معادله انتقال برای محاسبه لزجت گردابه‌ای میانی ($\tilde{\nu}$) معرفی می‌کند [28]. این معادله شامل تأثیرات تولید، انتشار، اتلاف و محدودکنندگی عدد رینولدز در نزدیکی دیواره می‌باشد. معادله انتقال، بر مبنای مشاهدات و تجربیات با تجدیدنظر در جریان‌های دارای پیچیدگی بیشتر بنا شده است. این مدل نتایج معقول و منطقی برای محدوده وسیعی از مسائل جریانی دارد.

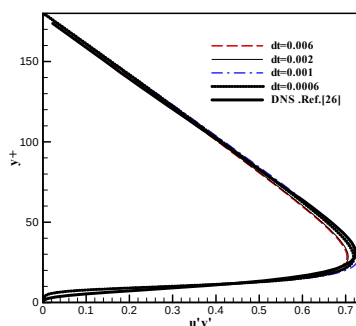
مدل دو معادله‌ای (k- ε). مدل k- ε به یکی از رایج‌ترین مدل‌های آشفتگی مورد استفاده در شبیه‌سازی‌های جریان درهم تبدیل شده است. این مدل از انرژی جنبشی آشفتگی و نرخ اتلافات آن (به دست آمده از حل معادلات انتقال) بهره می‌گیرد. لزجت گردابه‌ای در این مدل از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

شود. اما نتایج به دست آمده به ازای ۲۴۰ گره، ضمن انطباق خوب با نتایج ۴۸۰ گره، بسیار نزدیک به نتایج DNS می باشد. بنابراین استقلال از تعداد نقاط شبکه به ازای ۲۴۰ گره، مطلوب ارزیابی می گردد. بررسی استقلال از شبکه برای سایر مدل های آشفتگی نیز به روش مشابه صورت گرفت و به نتیجه مشابه منجر گردید.

در شکل (۲) نتایج استقلال از گام زمانی آورده شده است. لازم به ذکر می باشد که در این جا نتایج مدل k-ε آمده است. ارزیابی ها نشان داد که گام زمانی مطلوب که در عین انطباق با نتایج DNS، تغییرات در نتایج به دست آمده در آن نیز حداقل باشد از رتبه ۴- ۱۰×۶ ثانیه و کمتر می باشد. پس از اطمینان از استقلال حل عددی از تعداد نقاط شبکه و گام زمانی، در ادامه به اعتبارسنجی مدل های آشفتگی به کار رفته در کار حاضر پرداخته می شود.



شکل ۱ بررسی استقلال از تعداد نقاط شبکه حل برای مشخصه تنش رینولدز (مدل k-ω و $Re_\tau = 180$)



شکل ۲ بررسی استقلال از گام زمانی حل برای مشخصه تنش رینولدز (مدل k-ε و $Re_\tau = 180$)

ترتیب اثرات ناشی از دیواره و ناهمسانگردی کمیت های آشفتگی در مدل سازی، به خوبی اعمال می شود. مزیت این مدل، عدم نیاز به توابع میراکنده در نزدیکی دیواره می باشد. در نتیجه لزجت آشفتگی در مدل k-ε- v^2 به صورت زیر تعریف می شود:

$$\nu_t = C_\mu \overline{v^2} k / \epsilon \quad (5)$$

$\overline{v^2}$ بر خلاف k مقیاس سرعت مناسبی برای استفاده در این مقوله است، در نتیجه به کارگیری آن مطلوب خواهد بود [31].

منفصل سازی معادلات حاکم

معادلات حاکم در کار حاضر (معادله مومنتوم و معادلات مدل های آشفتگی) به کمک روش کرانک-نیکلسون منفصل سازی شده و با روش TDMA هم زمان حل می گردد. در این راستا از یک شبکه بندی غیریکنواخت (تمرکز در نزدیک سطح) استفاده گردیده است.

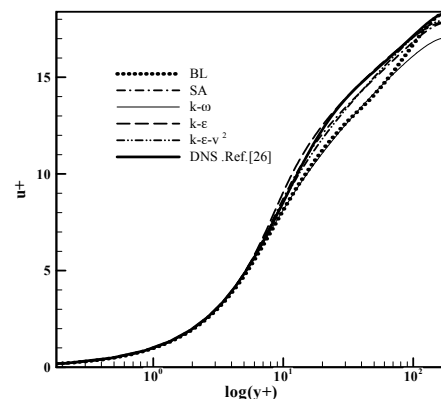
بررسی استقلال از شبکه

عملیات استقلال از شبکه و استقلال از گام زمانی برای مشخصه های پروفیل سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفته و تنش رینولدز، انجام شده است. توضیح این که برای این منظور، ابتدا نتایج عددی به دست آمده از مدل ها با نتایج شبیه سازی عددی مستقیم جریان درون کانال با عدد رینولدز برحسب سرعت اصطکاکی $Re_\tau = 180$ [26] مقایسه می شود، اما برای اختصار تنها نتایج مشخصه تنش رینولدز به ازای مدل k-ω ارائه می گردد (شکل ۱). همان طور که در این شکل مشخص است توزیع تنش رینولدز به دست آمده با تعداد نقاط کم (۱۲۰ و ۶۰، ۳۰، ۱۵)، انطباق مناسبی با نتایج DNS ندارد. این موضوع نشانگر این مهم است که تغییرات در تعداد شبکه می تواند باعث ایجاد تغییر در نتایج

ارائه نتایج

اعتبارسنجی نتایج برای جریان پایا. به منظور اعتبارسنجی مدل‌های آشفتگی به کار رفته در کار حاضر، نتایج به دست آمده از حل جریان درون کانال به ازای مدل‌های مذکور با نتایج DNS مرجع [26] مقایسه می‌گردد.

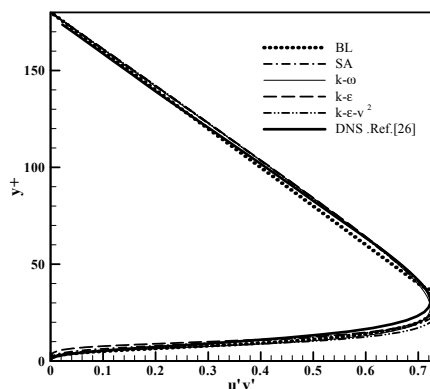
شکل (۳) پروفیل‌های سرعت حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف و مقایسه آن با نتایج DNS را نشان می‌دهد. به وضوح دیده می‌شود که توزیع سرعت‌های به دست آمده، به ازای $10 < y^+ < 100$ اختلاف کمی با مقادیر DNS دارد. این اختلاف در مدل‌های BL و $k-\omega$ بیشتر و در مدل‌های SA، $k-\epsilon$ و $k-\epsilon-v^2$ کمتر است.



شکل ۳ مقایسه پروفیل‌های سرعت به دست آمده از مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج DNS ($Re_\tau = 180$)

شکل (۴) توزیع تنش رینولدز جریان در موقعیت‌های شعاعی مختلف لوله را نشان می‌دهد. با فاصله گرفتن از دیواره (افزایش y) شیب پروفیل سرعت کم می‌شود و مقدار لزجت آشفتگی ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. در نتیجه حاصل ضرب این دو کمیت، در مکانی بین دیواره و مرکز کانال به بیشینه خود خواهد رسید. همه مدل‌ها توانسته‌اند توزیع تنش رینولدز را به خوبی پیش‌بینی کنند.

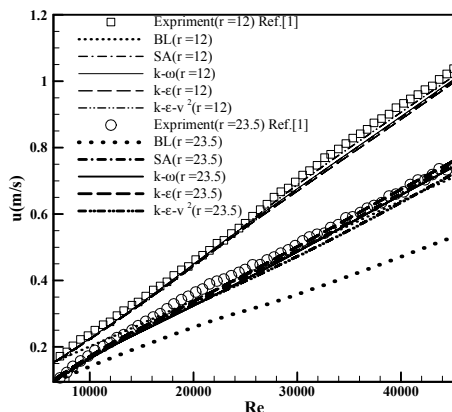
پس از اعتبارسنجی و اطمینان از صحت مدل‌های آشفتگی برای جریان پایا درون کانال، در ادامه به ارائه نتایج اصلی کار حاضر پرداخته خواهد شد. همان‌طور که قبلاً اشاره گردید، تحلیل عددی جریان آشفتۀ شتاب‌دار خطی درون لوله‌ای به شعاع $25/4$ میلی‌متر مورد نظر می‌باشد. در طی دوره معینی که دوره شتاب‌دهی نامیده می‌شود، عدد رینولدز جریان به صورت خطی از مقدار 7000 به 45200 افزایش خواهد یافت. لازم به ذکر است که عدد رینولدز براساس سرعت متوسط سیال و قطر لوله محاسبه می‌گردد. سیال عامل، آب با چگالی $1000 \frac{kg}{m^3}$ و لزجت $10^{-6} \frac{m^2}{s}$ در نظر گرفته شده است. در ادامه از آوردن قطر لوله و نوع سیال پرهیز شده است، مگر آن‌که لوله‌ای با قطر متفاوت و سیال دیگر مد نظر باشد.



شکل ۴ مقایسه توزیع تنش‌های رینولدز به دست آمده از مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج DNS ($Re_\tau = 180$)

برای محاسبه مقدار صحیح گرادیان فشار در دوره شتاب‌دهی باید از معادله مومنتوم در کل مقطع لوله انتگرال گرفت. در نتیجه رابطه زیر به دست می‌آید:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = -\frac{2}{R} (\nu + \nu_t) \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right|_{y=0} + \frac{\bar{u}_{final} - \bar{u}_{initial}}{T} \quad (6)$$



(ب)

شکل ۵ پیش‌بینی مدل‌های مختلف آشفتگی و مقایسه آنها با داده‌های آزمایشگاهی [1] برای سرعت متوسط محلی با دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای ($Re=7000-45200$)

الف) $r = 0, 21(mm)$ ب) $r = 12, 23.5(mm)$

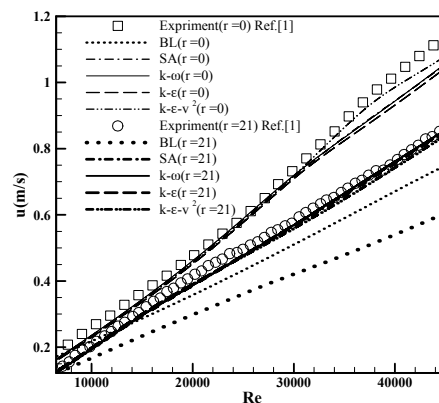
در شکل (۵) ضعف مدل BL نسبت به سایر مدل‌های آشفتگی در پیش‌بینی سرعت محلی نمایان است. هم‌چنین مشاهده می‌گردد که اختلاف نتایج مدل‌ها با داده‌های آزمایشگاهی در قسمت مرکزی لوله در انتهای دوره شتاب‌دهی زیاد می‌شود.

شکل (۶) توزیع انرژی جنبشی آشفتگی حاصل از حل جریان شتابدار را به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلف نشان می‌دهد. انرژی جنبشی آشفتگی تقریباً برای یک ثانیه بدون تغییر باقی می‌ماند و پس از آن یک پاسخ قوی در منطقه نزدیک دیواره وجود خواهد داشت. این پاسخ قوی بیانگر اوج درهمی تولیدی است. آن‌گاه منطقه افزایش درهمی از دیوار به سمت مرکز لوله منتشر می‌شود. به لحاظ کمی و کیفی نتایج حاصل از مدل‌های آشفته مختلف کار حاضر، نزدیک نتایج عددی حاصل از مدل $k-\epsilon$ مرجع [23] شده است. هم‌چنین نتایج مدل $k-\omega$ (شکل ۶ - ب) در ناحیه نزدیک دیواره و نتایج مدل $k-\epsilon-v^2$ (شکل ۶ - د) در ناحیه دور از دیواره به نتایج عددی مرجع [23] نزدیک‌تر است.

که R شعاع لوله، $u_{initial}$ سرعت سیال ورودی به لوله در ابتدای دوره شتاب‌دهی، u_{final} سرعت سیال ورودی به لوله در انتهای دوره شتاب‌دهی و T زمان دوره شتاب‌دهی است. با محاسبه گرادیان فشار از معادله (۶) می‌توان نتایج حاصل از حل عددی را با نتایج عددی و تجربی دیگران مقایسه کرد.

ارائه نتایج جریان شتابدار

برای اعتبارسنجی، ابتدا نتایج به‌دست آمده از حل جریان آشفته شتابدار داخل لوله به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج آزمایشگاهی هی و جکسون [1] مقایسه می‌شود. شکل (۵) مقادیر سرعت را در چهار موقعیت مختلف را در راستای شعاع لوله ($r = 0, 12, 21, 23.5(mm)$) با دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه نشان می‌دهد. ضمن پراکندگی مناسب این موقعیت‌ها، اندازه‌گیری‌های تجربی کمیت‌های جریان آشفته نیز برای این نقاط موجود است که به‌منظور تأیید نتایج از آنها کمک گرفته می‌شود. بررسی استقلال از گام زمانی حل (شکل ۲) نشان می‌دهد که مرتبه گام زمانی مناسب در جریان پایا 6×10^{-4} ثانیه است. با توجه به این‌که دوره شتاب‌دهی در جریان ناپایا ۵ ثانیه و بیشتر است و از طرفی کد عددی از دقت زمانی برخوردار است لذا استفاده از گام زمانی مذکور برای حل جریان شتابدار بلامانع خواهد بود.



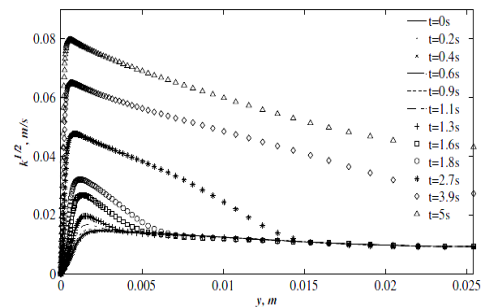
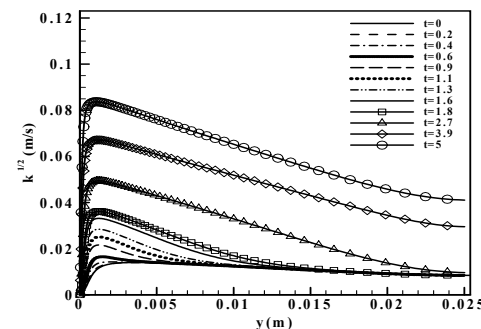
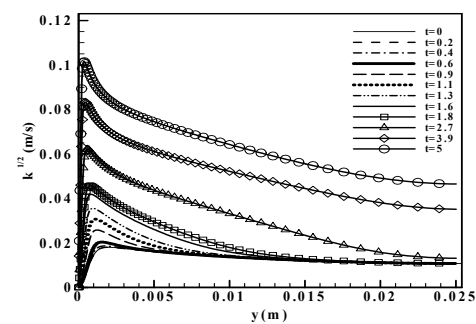
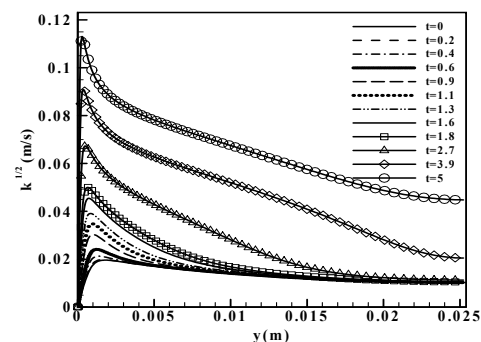
(الف)

شکل (۷) توزیع لزجت آشفتگی (ν_t) به دست آمده به ازای مدل‌های آشفتگی مختلف کار حاضر و نتایج مدل $k-\varepsilon$ مرجع [23] را نشان می‌دهد. به لحاظ کیفی پاسخ لزجت آشفتگی شبیه پاسخ انرژی جنبشی آشفتگی می‌باشد. این امر وابستگی لزجت آشفتگی را به انرژی جنبشی توجیه می‌کند. در مراحل اولیه شتاب‌دهی (حدود یک ثانیه ابتدا)، لزجت آشفتگی تقریباً بدون تغییر است. علت تفاوت میان نتایج $k-\varepsilon$ مرجع [23] و نتایج $k-\varepsilon$ کار حاضر را می‌توان به استفاده از دو تصحیح متفاوت این مدل مربوط دانست. لازم به ذکر است که مدل $k-\varepsilon$ مرجع [23] دارای تصحیح نزدیک دیواره لاندِر-شارما می‌باشد. مشاهده می‌شود که مدل BL قادر به پیش‌بینی صحیح رفتار لزجت آشفتگی نیست.

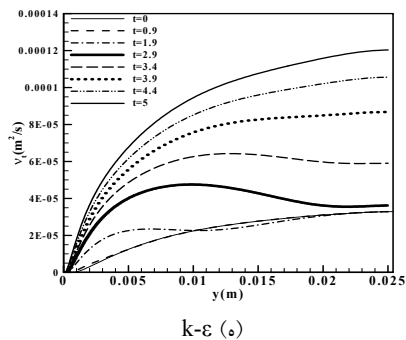
در نتایج مربوط به مرجع [23] (شکل ۷-الف)، لزجت آشفتگی نواحی دور از دیواره تا قبل از ۳/۹ ثانیه، تقریباً بدون تغییر است. علت این امر پاسخ آهسته (تأخیر در پاسخ) این نواحی به شتاب جریان می‌باشد. این مطلب در ادامه به‌طور مفصل بحث خواهد شد. به لحاظ کمی و کیفی نتایج مدل‌های مختلف به‌جز مدل BL تطابق نسبتاً خوبی با هم دارند. از بین مدل‌های کار حاضر مدل $k-\varepsilon-\nu^2$ تطابق بهتری با نتایج مرجع [23] دارد.

بررسی رفتار تنش برشی دیواره. یکی از پارامترهای مهم در جریان آشفتگی، تنش برشی دیواره می‌باشد که در تحقیقات، کمتر به آن پرداخته شده است. تنش برشی دیواره به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

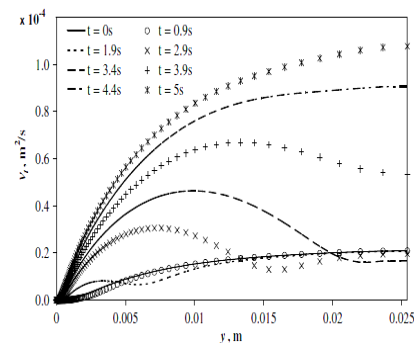
$$\tau_w = \mu \left. \frac{du}{dr} \right|_{y=0} \quad (۷)$$

الف) $k-\varepsilon$ مرجع [23]ب) $k-\omega$ ج) $k-\varepsilon$ د) $k-\varepsilon-\nu^2$

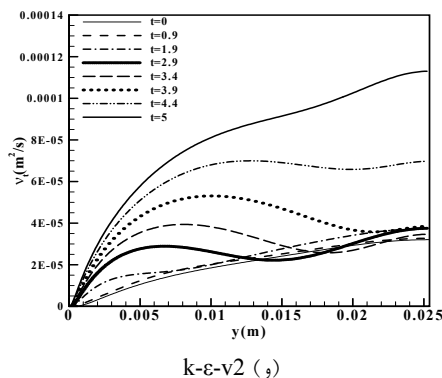
شکل ۶ مقایسه توزیع انرژی جنبشی آشفتگی حاصل از مدل‌های درهم مختلف و نتایج عددی مرجع [23] به‌ازای دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای ($Re=7000-45200$)



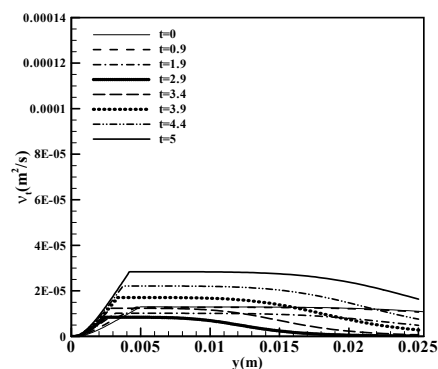
k-ε (ا)



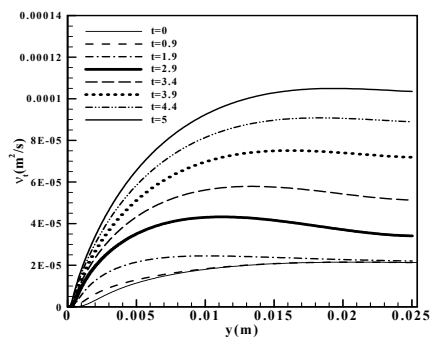
[23] k-ε (الف)



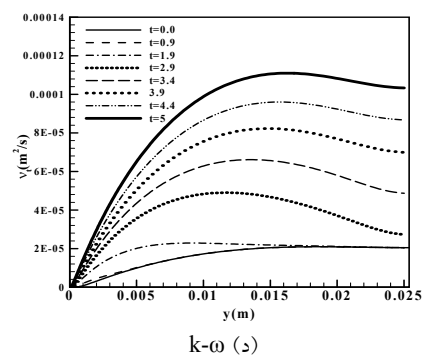
k-ε-v2 (و)



BL (ب)



SA (ج)



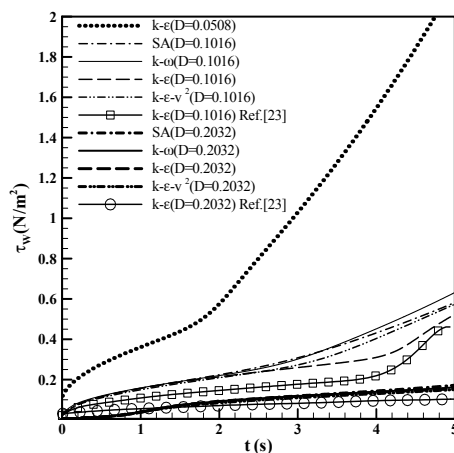
k-ω (د)

شکل ۷ مقایسه توزیع لزجت آشفتگی حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف و نتایج عددی مرجع [23] به‌ازای دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای ($Re=7000-45200$)

شکل (۸) روند افزایشی تنش برشی در طی دوره شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلف کار حاضر و مقایسه آن با نتایج عددی مرجع [23] را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با ازدیاد سرعت متوسط سیال به‌طور خطی و به‌دنبال آن افزایش شیب پروفیل سرعت روی دیواره، تنش برشی زیاد می‌شود؛ اما این افزایش، روند خطی ندارد.

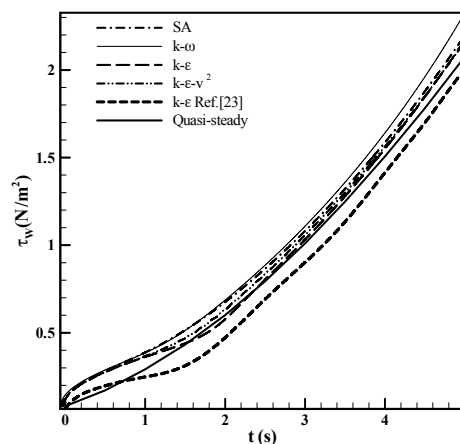
هم‌چنین مشاهده می‌شود که حل عددی شتاب‌دار از حل شبه‌پایا فاصله دارد. علت این امر آن است که حل حالت شبه‌پایا از گام زمانی قبل متأثر نیست؛ یعنی در طی شتاب‌دهی، تأثیر اینرسی بر گرادین فشار لحاظ نگردیده و جریان به‌صورت لحظه‌ای پایا در نظر گرفته شده است.

طی مرحله افزایش سریع تنش برشی، تولید تلاطم در نزدیکی دیوار به طور قابل توجهی افزایش می یابد. با افزایش قطر لوله، اثر تأخیر بیشتر از زمان دوره شتاب دهی می گردد. در نتیجه افزایش سریع در تنش برشی دیگر حس نخواهد شد.



شکل ۹ اثر قطر لوله بر تنش برشی دیواره به ازای دوره شتاب دهی ۵ ثانیه ای ($Re=7000-45200$)

بررسی اثر لزجت سیال بر تنش برشی دیواره. در شکل (۱۰) اثر تغییر نوع سیال به خوبی مشاهده می شود. با تغییر نوع سیال از آب به هوا (در قطر یکسان $D = 0.2032m$) لزجت سینماتیکی افزایش می یابد. در نتیجه در عدد رینولدز یکسان، سرعت متوسط سیال برای هوا (نسبت به آب) بزرگتر می باشد؛ اما با این وجود تنش برشی هوا کمتر از آب می باشد. علت این امر به کاهش چگالی آن باز می گردد. نکته دیگر اینکه، کاهش چگالی سیال باعث می شود که نتایج حل شبه پایا و ناپایا به هم نزدیک شوند. در این شکل به منظور مقایسه نتایج مدل های آشفتگی مختلف، نتایج عددی مرجع [23] و نتایج جریان شبه پایا نیز آورده شده است.

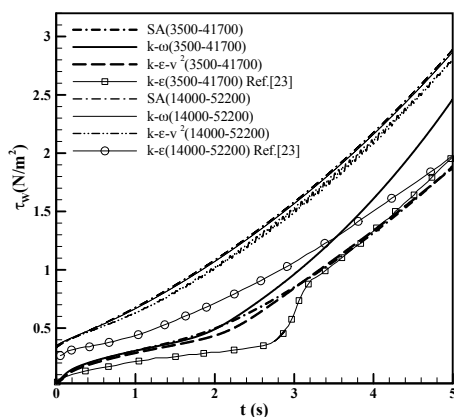


شکل ۸ تغییرات تنش برشی دیواره در طی دوره شتاب دهی ۵ ثانیه ای ($Re=7000-45200$)

بررسی اثر قطر بر تنش برشی دیواره. همان طور که در شکل (۹) مشاهده می شود، افزایش قطر لوله از ۵۰/۸ میلی متر به دو برابر و چهار برابر آن، باعث کاهش مقدار تنش برشی می گردد. به طور کلی، افزایش قطر لوله سبب کاهش سرعت متوسط سیال و در نتیجه کاهش تنش برشی دیواره می شود. لازم به ذکر است، به علت نتایج ضعیف مدل BL نسبت به دیگر مدل ها، نتایج این مدل در این شکل و شکل های بعدی لحاظ نمی گردد. نزدیکی نتایج عددی حاصل از مدل های آشفتگی مختلف با نتایج عددی مرجع [23] واضح است. هم چنین مشاهده می شود در قطر بیشتر، اختلاف حل مدل ها کمتر می گردد.

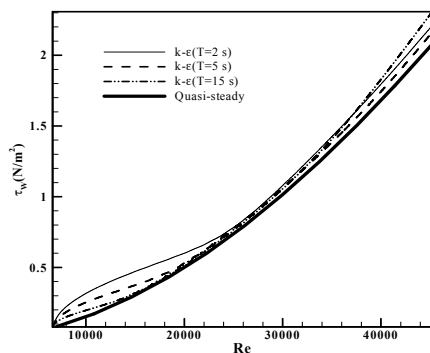
نکته مهم که از شکل دریافت می شود این است که در قطرهای کم ($D=0.0508$ و $D=0.1016$) از یک زمان مشخص در حین شتاب دهی، شیب خط تنش برشی سریعاً افزایش می یابد، در حالی که این امر در قطرهای بیشتر ($D=0.2032$) روی نمی دهد. علت این امر را می توان این طور توضیح داد که قبل از افزایش ناگهانی شیب منحنی تنش برشی، اثر تأخیر در پاسخ آشفتگی بر جریان نزدیک دیواره حاکم است؛ اما در

مدل‌های آشفتگی مختلف کار حاضر در شتابدهی با عدد رینولدز اولیه ۳۵۰۰ نشان می‌دهد که در ابتدای دوره، نتایج با نتایج مرجع [23] اختلاف داشته است ولی این اختلاف در انتهای مرحله، کاهش می‌یابد.

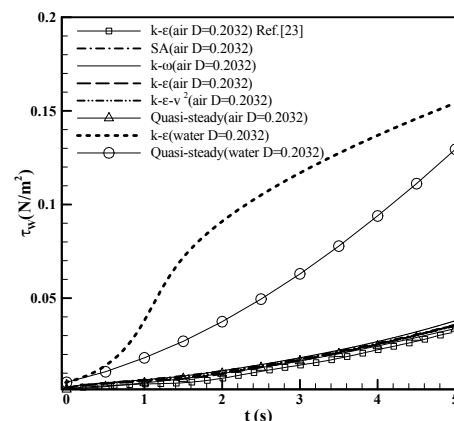


شکل ۱۱ اثر افزایش عدد رینولدز اولیه بر تنش برشی دیواره به‌ازای دوره شتابدهی ۵ ثانیه‌ای

بررسی اثر زمان دوره شتابدهی بر تنش برشی دیواره. افزایش زمان دوره شتابدهی باعث کاهش اینرسی جریان در طول دوره می‌شود در نتیجه انتظار می‌رود که اختلاف بین حل حالت پایا و ناپایا کاهش یابد. این اختلاف در شکل (۱۲) قابل مشاهده می‌باشد. لازم به ذکر است که فقط نتایج حاصل از مدل $k-\epsilon$ نمایش داده شده است. اختلاف بین حل شبه‌پایا و حل شتابدار، در مراحل انتهایی شتابدهی به دلیل ضعف مدل‌سازی می‌باشد.



شکل ۱۲ اثر زمان دوره شتابدهی بر تنش برشی دیواره (Re=۷۰۰۰ - ۴۵۲۰۰)

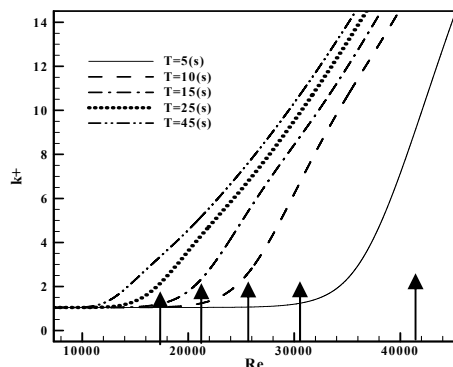


شکل ۱۰ اثر لزجت سیال بر تنش برشی دیواره به‌ازای دوره شتابدهی ۵ ثانیه‌ای (Re=۷۰۰۰ - ۴۵۲۰۰)

لازم به ذکر است، در این شکل برای پرهیز از شلوغی، فقط نتایج مدل $k-\epsilon$ (برای سیال آب) آمده است.

بررسی اثر رینولدز اولیه بر تنش برشی دیواره. چون در عمل، بازه‌های مختلف از اعداد رینولدز می‌تواند در نظر گرفته شود، از این رو اعداد رینولدز اولیه نیز تغییر داده شد و نتایج، مورد بررسی قرار گرفت. افزایش رینولدز اولیه سبب افزایش نرخ نفوذ آشفتگی و به تبع آن افزایش تنش برشی دیواره می‌گردد. در شکل (۱۱) رینولدزهای اولیه ۳۵۰۰ و ۱۴۰۰۰ انتخاب شده‌اند که در دوره زمانی ۵ ثانیه تحت شتاب قرار می‌گیرند. برای مقایسه بهتر، باید اختلاف بین اعداد رینولدز ۷۰۰۰ و ۴۵۲۰۰ را به اعداد رینولدز ۳۵۰۰ و ۱۴۰۰۰ افزود که به ترتیب، اعداد رینولدز نهایی ۴۱۷۰۰ و ۵۲۲۰۰ به دست خواهد آمد. افزایش تنش برشی در اثر افزایش رینولدز اولیه را در شکل (۱۱) می‌توان مشاهده کرد. لازم به ذکر است برای پرهیز از شلوغی، نتایج مربوط به بازه اعداد رینولدز ۷۰۰۰ تا ۴۵۲۰۰ درج نشده است. ملاحظه می‌شود که اگر شروع شتابدهی در اعداد رینولدز بالاتر رخ دهد، اختلاف بین نتایج مدل‌های آشفتگی کمتر می‌گردد؛ اما بین نتایج حاضر و نتایج مرجع [23] اختلاف وجود دارد. هم‌چنین مقایسه

نتایج این مدل آمده است. بررسی زمان تأخیر در موقعیت مرکزی لوله برای لوله به شعاع ۵۰/۸ میلی‌متر نشان می‌دهد که با افزایش دو برابری قطر لوله، زمان تأخیر نیز حدوداً دو برابر (۸ ثانیه) می‌شود. لازم به ذکر است، به دلیل این که نرخ شتاب ۵ ثانیه‌ای کمتر از زمان تأخیر در این قطر می‌باشد، مقدار زمان تأخیر برای آن در جدول درج نشده است.



شکل ۱۳ تغییرات انرژی جنبشی آشفته در مرکز لوله به ازای دوره‌های شتاب‌دهی مختلف (Re=۷۰۰۰-۴۵۲۰۰)

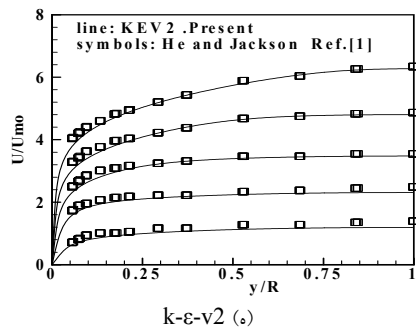
جدول ۱ مقایسه تأخیر زمانی نتایج آزمایشگاهی [1]

و عددی پژوهش حاضر

نرخ شتاب‌دهی (ثانیه)	۵	۱۰	۱۵	۲۵	۴۵
تأخیر زمانی مرکز لوله تجربی (ثانیه) - لوله به شعاع ۲۵/۴ میلی‌متر [1]	۳.۹	۴	۴.۱	۳.۹	۴
تأخیر زمانی مرکز لوله کار حاضر - پیش‌بینی شده با مدل $k-\epsilon-v^2$ (ثانیه) - لوله به شعاع ۲۵/۴ میلی‌متر	۳.۵۱	۳.۸۷	۳.۸۳	۴.۷۴	۵.۷۳
تأخیر زمانی مرکز لوله کار حاضر - پیش‌بینی شده با مدل $k-\epsilon-v^2$ (ثانیه) - لوله به شعاع ۵۰/۸ میلی‌متر	-	۶.۸۹	۷.۸۴	۹.۲۵	۱۱.۱۷

تأخیر در پاسخ آشفته. یکی از مهم‌ترین و تأثیرگذارترین پارامترهای متفاوت، بین نتایج جریان‌های پایا و شبه‌پایا، با نتایج جریان شتاب‌دار، در مقوله تأخیر زمانی می‌باشد. هی و جکسون [1] تأخیر در پاسخ آشفته (تأخیر زمانی) را به صورت زیر تعریف نمودند: "مقدار زمان از شروع یک شتاب‌دهی تا لحظه‌ای که یک مکان معین در جریان به آن شتاب پاسخ می‌دهد". با تحمیل یک دوره شتاب‌دهی، ابتدا میدان سرعت متوسط شروع به پاسخ می‌کند. در نتیجه گرادیان سرعت در ناحیه نزدیک به دیواره افزایش می‌یابد. دامنه این گرادیان به تدریج با زمان رشد می‌کند. تا زمانی که این ناحیه، ناحیه‌ای را که در آن تولید آشفته‌گی به اوج می‌رسد، پوشش دهد، افزایش کوچک آشفته‌گی وجود دارد؛ اما پس از آن، تغییرات در تولید آشفته‌گی و دیگر کمیت‌های جریان قابل توجه می‌گردد. بنابراین، یک تأخیر در پاسخ تولید آشفته‌گی ملاحظه می‌شود. تأخیر زمانی تابع سرعت و شتاب، فاصله از دیواره لوله، جنس سیال و علامت شتاب (افزایشی یا کاهش‌ی بودن جریان) می‌باشد. این امر در جریان پایا به هیچ عنوان مشاهده نمی‌شود. حدود تأخیر زمانی در نرخ‌های شتاب‌دهی گوناگون در شکل (۱۳) رسم شده است. نتایج کار حاضر نشان می‌دهد که زمان تأخیر در موقعیت مرکز لوله، برای لوله به شعاع ۲۵/۴ میلی‌متر، حدود ۴ ثانیه (به ازای شتاب‌های مختلف) است که این مقدار تطابق خیلی خوبی با نتایج تجربی مرجع [1] (جدول ۱) دارد. لازم به ذکر است که مبنای ارائه شده برای محاسبه تأخیر زمانی (در جدول ۱)، افزایش ۱۰٪ مقدار $k^+ = \frac{k}{u_{\tau 0}^2}$ از مقدار اولیه‌اش (قبل از تأخیر) می‌باشد.

علائم نشان داده شده در شکل (۱۳) نشان‌دهنده شروع تغییرات انرژی جنبشی در موقعیت ذکر شده است. جدول (۱) خلاصه نتایج تأخیر زمانی خط مرکزی لوله به ازای دوره‌های شتاب‌دهی مختلف را نمایش می‌دهد. برای پرهیز از تکرار و باتوجه به دقت قابل قبول مدل $k-\epsilon-v^2$ در ناحیه دور از دیواره، فقط



شکل ۱۴ مقایسه توزیع سرعت متوسط حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف و نتایج تجربی در زمان‌های مختلف دوره شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای در اعداد رینولدز ۷۰۰۰، ۱۴۰۰۰، ۲۱۰۰۰، ۲۸۰۰۰ و ۳۵۰۰۰

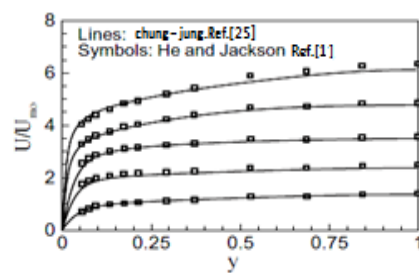
این توزیع سرعت‌ها با نتایج آزمایشگاهی مرجع [1] و نتایج LES مرجع [25] مقایسه شده است. اندازه‌گیری نزدیک دیواره ($y/R \leq 0.55$) در آزمایش‌ها قابل دسترسی نیست [25]. ملاحظه می‌شود که نتایج عددی کار حاضر (به جز مدل BL) به خوبی با نتایج آزمایشگاهی مطابقت دارد.

بررسی انرژی جنبشی آشفتنه در دوره شتاب‌دهی. شکل (۱۵) توزیع متوسط مربع مؤلفه سرعت محوری را در دوره شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای (به دست آمده به کمک روش LES) نشان می‌دهد [25]. به علت این که در کار حاضر از مدل‌های آشفتگی مختلف برای شبیه‌سازی استفاده شده است در نتیجه برخلاف روش LES، ترسیم جذر متوسط مربعات سرعت امکان‌پذیر نخواهد بود؛ بنابراین برای مقایسه کیفی، انرژی جنبشی آشفتنه به عنوان نماینده رسم می‌شود. ارتباط جذر متوسط مربعات مؤلفه‌های سرعت و انرژی جنبشی آشفتنه به صورت زیر است:

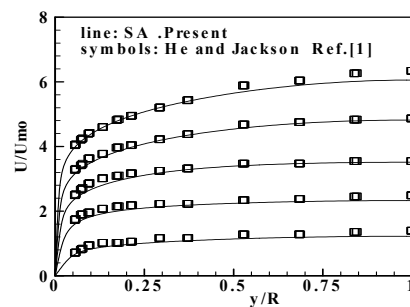
$$k = 0.5 \left[(u'_{rms})^2 + (v'_{rms})^2 + (w'_{rms})^2 \right] \quad (\Lambda)$$

بررسی توزیع سرعت متوسط در دوره شتاب‌دهی.

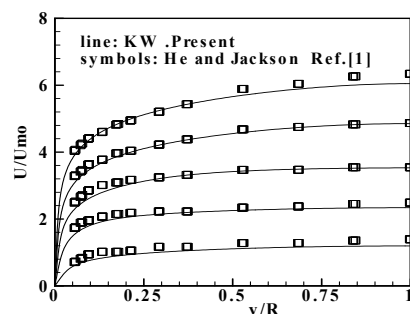
شکل (۱۴) توزیع سرعت متوسط در اعداد رینولدز مختلف (زمان‌های متفاوت) در طی دوره شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای را نشان می‌دهد. در این شکل سرعت‌ها با سرعت ابتدای شتاب‌دهی و موقعیت مکانی نیز با مقدار بیشینه خود (شعاع لوله) بی بعد شده‌اند.



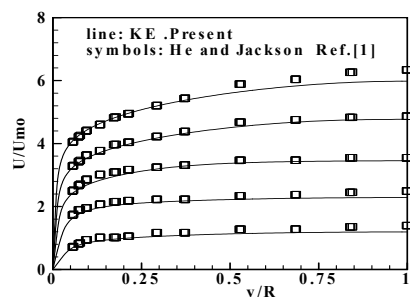
(الف) LES [25]



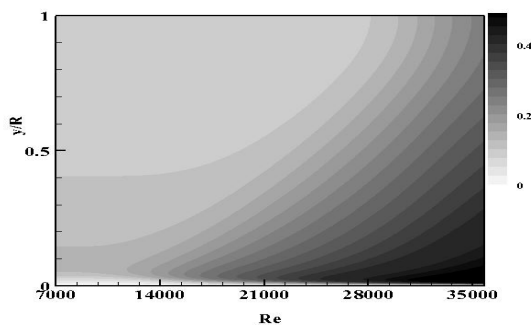
(ب) SA



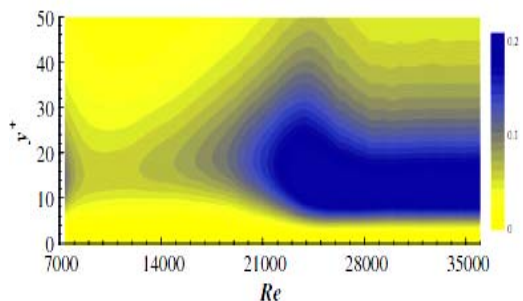
(ج) k-ω



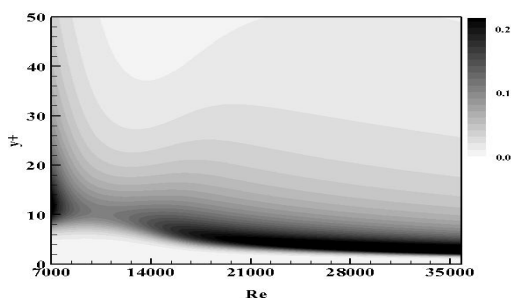
(د) k-ε



شکل ۱۶ توزیع انرژی جنبشی آشفته حاصل از مدل $k-\epsilon-v^2$ به ازای دوره شتابدهی ۳/۸ ثانیه‌ای ($Re=7000-36000$)



شکل ۱۷ توزیع جمله تولید بی بعد معادله انرژی جنبشی آشفته به ازای دوره شتابدهی ۳/۸ ثانیه‌ای ($Re=7000-36000$) - مرجع [25]



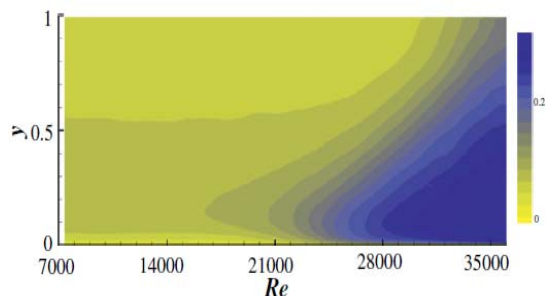
شکل ۱۸ توزیع جمله تولید بی بعد معادله انرژی جنبشی آشفته به ازای دوره شتابدهی ۳/۸ ثانیه‌ای ($Re=7000-36000$) - مدل $k-\epsilon-v^2$

نتیجه گیری

در پژوهش حاضر، جریان آشفته شتابدار خطی در یک لوله برای حوزه متغیر از اعداد رینولدز، به وسیله پنج مدل مرسوم جریان آشفته شبیه سازی شد. مطالعه دقیق تر جریان و بررسی کارایی و قابلیت مدل های

توزیع انرژی جنبشی آشفته در طی دوره شتابدهی ۳/۸ ثانیه‌ای در راستای شعاع لوله در شکل (۱۶) رسم شده است. مشاهده می شود که تغییرات این کمیت به لحاظ کیفی مانند نتایج LES (شکل ۱۵) است. لازم به ذکر می باشد که این شکل نتایج مربوط به مدل $k-\epsilon-v^2$ را نمایش می دهد. شکل های (۱۵ و ۱۶) تأخیر زمانی در پاسخ آشفته‌گی، در مراحل اولیه شتابدهی را نیز به وضوح نشان می دهند.

توزیع جمله تولید بی بعد معادله انرژی جنبشی آشفته، به دست آمده به روش LES [25]، در شکل (۱۷) نمایش داده شده است. شکل (۱۸) نیز توزیع جمله فوق را در راستای شعاع لوله نشان می دهد. نتایج حاصله به کمک مدل سازی یک بعدی (مدل $k-\epsilon-v^2$) به دست آمده است. لازم به ذکر است که دوره شتابدهی ۳/۸ ثانیه می باشد. مشاهده می شود که در مراحل اولیه شتابدهی، جمله تولید تقریباً ثابت است. علت این امر، پاسخ آهسته تنش برشی آشفته و میدان سرعت در این مرحله است. تطابق کیفی بین شکل های (۱۷ و ۱۸)، دقت نسبتاً خوب مدل سازی یک بعدی کار حاضر را نشان می دهد. با گذشت زمان از شروع شتابدهی، دامنه گسترش جمله تولید به سبب افزایش سرعت اصطکاکی محلی کاهش می یابد.



شکل ۱۹ توزیع متوسط مربع مولفه سرعت محوری به ازای دوره شتابدهی ۳/۸ ثانیه‌ای ($Re=7000-36000$) - مرجع [25]

- مذکور در پیش‌بینی تنش برشی دیواره، تنش رینولدز، لزجت آشفتگی، تأخیر زمانی در پاسخ و سرعت متوسط مورد نظر بود. همچنین تغییر عواملی نظیر قطر لوله، نوع سیال، رینولدز اولیه شتاب و نرخ شتاب‌دهی و تأثیر آن بر پارامترهای فوق به‌دقت مورد بررسی قرار گرفت. به‌منظور راستی‌آزمایی، نتایج حاصل از مدل‌های آشفتگی با نتایج تجربی و عددی (مدل‌سازی آشفتگی و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ) دیگر محققان مقایسه گردید. نتایج به‌دست آمده از مطالعه حاضر به‌صورت زیر عنوان می‌گردد:
- تأخیر در پاسخ آشفتۀ پیش‌بینی شده به‌وسیله مدل‌ها (جز مدل BL)، تطابق نسبتاً خوبی با مقادیر آزمایشگاهی نشان می‌دهد.
 - مقایسه توزیع سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفتۀ و لزجت آشفتگی نشان از دقت بهتر مدل $k-\epsilon-v^2$ نسبت به سایر مدل‌ها دارد.
 - تنش برشی در طی دوره شتاب‌دهی خطی، رفتار غیرخطی از خود نشان می‌دهد.
 - افزایش قطر و لزجت باعث کاهش تنش برشی دیواره و افزایش رینولدز ابتدای دوره شتاب‌دهی با افزایش تنش برشی دیواره همراه است.
 - اختلاف بین حل حالت شبه پایا و شتاب‌دار در اثر کاهش زمان شتاب‌دهی، افزایش می‌یابد.
 - مقایسه کمیت‌های سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفتۀ و جمله تولید این معادله با نتایج مشابه حاصل از شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و آزمایش‌های تجربی، نشان از دقت مطلوب مدل‌سازی یک‌بعدی (جز مدل BL) جریان آشفتۀ شتاب‌دار دارد.
 - از مدل‌های آشفتگی یک‌بعدی (به‌استثنای مدل BL) می‌توان به‌عنوان یک ابزار مناسب برای پیش‌بینی جریان آشفتۀ شتاب‌دار درون لوله در مقایسه با روش‌های پرهزینه دیگر نظیر شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و کارهای آزمایشگاهی، بهره برد.

مراجع

1. He, S. and Jackson, J.D., "A Study of Turbulence under Conditions of Transient Flow in a Pipe", *J. Fluid Mech*, Vol. 408, pp. 1-38, (2000).
2. Mizushima, T., Maruyama, T. and Hirasawa, H., "Structure of the Trbulence in Pulsating Pipe Flows", *J. Chem. Engng Japan*, Vol. 8, pp. 210-216, (1975).
3. Shemer, L., Wygnanski, I. and Kit, E., "Pulsating Flow in a Pipe", *J. Fluid Mech*, Vol. 153, pp. 313-337, (1985).
4. Burnel, S., Raelison, J.C. and Thomas, J.M., "Radial Distribution of the Reynolds Stress in a Turbulent Pulsating Flow in a Pipe", In *Engineering Turbulence Modeling and Experiments* (ed. W., Rodi and Y., Ganic, pp. 419-427, (1990).
5. Burnel, S., Raelison, J.C. and Thomas, J.M., "Radial Distribution of the Reynolds Stress in a Turbulent Pulsating Flow in a Pipe", *Euromech Colloquium 272 Response of Shear Flows to Imposed Unsteadiness*, Aussois, 15-17 January, France, (1991).
6. Tardu, S.F., Binder G. and Blackwelder, R.F., "Turbulent Channel Flow with Large Amplitude", *J. Fluid Mech*, Vol. 269, pp. 109-151, (1994).
7. Shemer, L. and Wygnanski, I., "On the Pulsating Flow in Pipe", *Third Symp. on Turbulent Shear Flows*, University of California, Davis, Vol. 8, pp. 13-18, (1981)
8. Cook, W.J., Murphy, J.D. and Owen, F.K., "An Experimental and Computational Study of Turbulent

- Boundary Layers in Oscillating Flows", *Fifth Symp. on Turbulent Shear Flows*, Cornell University, Ithaca, New York, August 7-9, (1985)
9. Kirmse, R. E., "Investigations of Pulsating Turbulent Pipe Flow", *Trans. ASME*, Vol. 101, pp. 436-442, (1979).
 10. Blondeaux, P. and Colombini, M. "Pulsating Turbulent Pipe Flow", *Fifth Symp. on Turbulent Shear Flows*, Cornell University, Ithaca, New York, (1985)
 11. Scotti, A. and Piomelli, U., "Turbulence Models in Pulsating Flows", *AIAA J*, Vol. 40, pp. 537-540, (2002).
 12. Scotti, A. and Piomelli, U., "Numerical Simulation of pulsating Turbulent Channel Flows", *Physics of Fluids*, Vol. 13, pp. 1367-1384, (2001).
 13. Kataoka, K., Kawabata, T. and Miki, K., "The Start-up Response of Pipe Flow to a Step Change in Flow Rate", *J. Chem. Engng Japan*, Vol. 8, pp. 266-271, (1975).
 14. Maruyama, T., Kuribayashi, T. and Mizushima, T., "The Structure of the Turbulence in Transient Pipe Flows", *J. Chem. Engng Japan*, Vol. 9, pp. 431-439, (1976)
 15. Kurokawa, J. and Morikawa, M., "Accelerated and Decelerated Flows in a Circular Pipe (1st report, velocity profiles and friction coefficient)", *Bull. JSME*, Vol. 29, pp. 758-765, (1986).
 16. Lefebvre, P. J., "Characterization of Accelerating Pipe Flow", PhD thesis, University of Rhode Island, (1987).
 17. Greenblatt, D. and Moss, E., "Rapid Temporal Acceleration of a Turbulent Pipe Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 514, pp. 65-75, (2004).
 18. Gundogdu, M. Y., and Carpinlioglu, M. O., "Present State of Art on Pulsatile Flow Theory (Part 1: Laminar and Transitional Flow Regimes)", *Japanese Society of Mechanical Engineering International Journal*, Series B, Vol. 42, pp. 384-397, (1999).
 19. Gundogdu, M. Y., and Carpinlioglu, M. O., "Present State of Art on Pulsatile Flow Theory (Part 2: Laminar and Transitional Flow Regimes)", *Japanese Society of Mechanical Engineering International Journal*, Series B, Vol. 42, pp. 398-410, (1999).
 20. Hsu, C.T., Lu, X., and Kwan, M.K., "LES and RANS Studies of Oscillating Flows over Flat Plate", *American Society of Chemical Engineering Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 126, pp. 186-193, (2000).
 21. Chung, Y.M. and Malek-Jafarian, M., "Direct Numerical Simulation of Unsteady Decelerating Flows", *Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-4)*, Williamsburg, USA, 27-29 June (2005).
 22. Yorke, C.P. and Coleman, G.N., "Assessment of Common Turbulence Models for an Idealized Adverse Pressure Gradient Flow", *European Journal of Fluid Mechanics B/Fluids*, Vol. 23, pp. 319-337, (2004).
 23. He, S., Ariyaratne, C. and Vardy, A.E., "A computational study of wall friction and turbulence dynamics in accelerating pipe flows", *Computers and Fluids*, Vol. 37, pp. 674-689, (2008).
 24. Khaleghi, A., Pasandideh-Frad, M., Jafarian, M.M., and Chung, Y.M., "Assessment of common turbulence models under conditions of temporal acceleration in a pipe", *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 4, pp. 25-33, (2009).
 25. Jung, S.Y. and Chung, Y.M., "Large-eddy simulation of accelerated turbulent flow in a circular pipe", *International Journal of Heat And Fluid Flow*, Vol. 33, pp. 1-8, (2012).
 26. Moser, R.D., Kim, J. and Mansour, N.M., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flows up to $Re_\tau = 590$ ", *Physics of Fluids*, Vol. 11, pp. 943-945, (1999).
 27. Baldwin, B.S., Lomax, H., "Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", *AIAA Paper*, pp. 78-257, (1978).

28. Spalart P.R. and Allmaras S.R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", *La Recherche Aerospaciale*, Vol. 1, pp. 5-21, (1994)
29. Lam, C.K.G. and Bremhorst K.A., "Modified Form of the $k - \varepsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 103, pp. 456-460, (1981).
30. Wilcox, D.C., "Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models", *AIAA Journal*, Vol. 26, pp. 1299-1310, (1988).
31. Durbin, P.A., "Separated Flow Computations with the $k - \varepsilon - \nu^2$ Model", *AIAA J*, Vol. 33, pp. 659-664, (1995).
32. Cebeci, T. and Smith, A.M.O., "*Analysis of Turbulent Boundary Layers*", Academic Press, Cambridge, Massachusetts, (1974).
33. Wilcox, D.C., "*Turbulence Modeling for CFD*", Second edition, DCW Industries, New York, (1998).
34. Menter, F.R., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", *AIAA J*, Vol. 32, pp. 1598-1605, (1994).

بررسی اثر محرک پیزوالکتریک بر رفتار کمانش و ارتعاشی تیرهای اویلر-برنولی

تحت نیروی محوری*

نیما جعفرزاده اقدام^(۳)وحید عرب‌ملکی^(۲)حسن بیگلری^(۱)

چکیده استفاده از لایه‌های پیزوالکتریک تأثیر قابل ملاحظه‌ای بر رفتار ارتعاشی و ظرفیت باربری سازه‌ها دارد. به منظور استفاده بهینه از مواد پیزوالکتریک می‌توان به جای لایه سرتاسری از وصله‌های پیزوالکتریک استفاده کرد. هدف تحقیق حاضر بررسی تأثیر وصله‌های پیزوالکتریک و شرایط مرزی بر رفتار کمانش و ارتعاشی تیر اویلر-برنولی تحت بار محوری می‌باشد. تأثیر تنش‌های اعمالی از طرف وصله‌های پیزوالکتریک با استفاده از تابع هوی‌ساید در معادلات حرکت اعمال شده و با استفاده از روش گالرکین، معادله مشخصه حاکم بر رفتار ارتعاشی سیستم استخراج شده است. نتایج نشان می‌دهد که فرکانس‌های طبیعی و بار بحرانی تیر به ولتاژ، طول و موقعیت وصله‌های پیزوالکتریک و همچنین نیروی محوری بستگی دارد که این تأثیرات با استفاده از نمودارهای مناسبی ارائه و مورد بحث قرار داده شده است. نتایج نشان می‌دهد که وصله‌های پیزوالکتریک واقع در وسط تیر بیشترین تأثیر را بر روی فرکانس‌های طبیعی و ظرفیت کمانش تیر دارند.

واژه‌های کلیدی تیر اویلر-برنولی؛ فرکانس طبیعی؛ نیروی محوری؛ بار بحرانی کمانش؛ وصله پیزوالکتریک.

Effect of Piezoelectric Patches on the Vibration and Buckling of Euler-Bernoulli Beams under Axial Load

H. Bighlari

V. A. Maleki

N. Jafarzade Aghdam

Abstract Piezoelectric layers have significant effect on the vibration behavior and buckling capacity of the structures. For optimum usage of piezoelectric materials, it is possible to use the piezoelectric patches instead of the piezoelectric layers. In this paper, the effects of piezoelectric patches and boundary conditions on the buckling and vibration behaviors of Euler-Bernoulli beams is investigated. The piezoelectric stress resultants are introduced in terms of Heaviside discontinuity functions and the characteristics equation is obtained via Galerkin method. The effects of variation of location, length of the piezoelectric patches and the applied voltages on the natural frequencies and critical buckling loads of beam with different boundary conditions are investigated. Results show that the natural frequencies and critical buckling load are dependent on the voltage, length and location of the piezoelectric patches and the axial load. Also, patches have a considerable effect if they placed at the beam center.

Key Words Euler-Bernoulli beam; Natural Frequency; Axial Load; Buckling load; Piezoelectric Patch.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۳/۵/۴ و تاریخ پذیرش آن ۹۴/۵/۱۰ می‌باشد.

(۱) استادیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تبریز.

(۲) نویسنده مسئول: دانشجوی دکتری، دانشکده مهندسی مکانیک، گروه مهندسی مکانیک، دانشگاه تبریز. Vahid_maleki@tabrizu.ac.ir

(۳) باشگاه پژوهشگران جوان و نخبگان، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران.

مقدمه

تیرهای تحت نیروی محوری کاربردی وسیعی در زمینه‌های مهندسی عمران، مکانیک و هوافضا دارند. با توجه به این‌که نیروی محوری تأثیر قابل ملاحظه‌ای در کاهش یا افزایش سفتی این گونه سازه‌ها و در نتیجه رفتار ارتعاشی و پایداری مکانیکی آنها دارد، بنابراین بررسی رفتار ارتعاشی و پایداری مکانیکی تیرها مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است.

در سال‌های اخیر و با گسترش روز افزون تکنولوژی استفاده از مواد پیزوالکتریک برای افزایش ظرفیت باربری تیرها و ایجاد تغییرات مطلوب متناسب با نیاز مورد استفاده، به‌عنوان مثال افزایش/کاهش فرکانس‌های طبیعی سازه، مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است [1-7]. محققان در دهه‌های اخیر، به‌منظور تعدیل نیروهای خارجی وارد شده به سازه و در نتیجه کاهش ارتعاشات سازه، از عملگرهای پیزوالکتریک بهره برده‌اند [8]. براساس مطالعات انجام شده به‌منظور تأثیرگذاری مواد پیزوالکتریک بر پایداری سازه، از دو روش ایجاد گشتاور خمشی در سازه [9, 10] که باعث کاهش خیز سازه می‌شود و ایجاد نیروی کششی با استفاده از لایه‌های پیزوالکتریک [10-14] به‌منظور مقابله با نیروی محوری فشاری در سازه‌ها استفاده می‌شود. مورینی و همکاران [9] با استفاده از یک مدل تحلیلی به بررسی پایداری تیرهای انعطاف‌پذیر با استفاده از محرک‌های پیزوالکتریک پرداختند. وانگ [10] با استفاده از مدل تحلیلی به بررسی افزایش ظرفیت باربری ستون‌های نازک با استفاده از لایه‌های پیزوالکتریک که به‌منظور ایجاد نیروی محوری به‌صورت متقارن به سطوح بالایی و پایینی تیر متصل شده‌اند پرداخته است. نتایج مطالعات او نشان می‌دهد موقعیت و ولتاژ اعمالی به لایه‌های پیزوالکتریک بر ظرفیت باربری این ستون‌ها تأثیر می‌گذارد و به‌منظور استفاده بهینه باید موقعیت و ولتاژ مناسب مورد مطالعه قرار بگیرد. این تحقیق روش

جدیدی را به‌منظور افزایش ظرفیت باربری ستون‌ها با استفاده از مواد پیزوالکتریک ارائه داده است. دلا و شو [15] با استفاده از روش ریلی به بررسی تعداد وصله‌های پیزوالکتریک، هم‌چنین تأثیر متقابل آنها بر رفتار ارتعاشی تیر اوپلر-برنولی پرداخته‌اند. سلوس و همکاران [16] با استفاده از تابع گرین، کنترل ارتعاشات تیر تحت نیروی محوری دارای وصله‌های پیزوالکتریک را مورد مطالعه قرار دادند. آنها با مدنظر قرار دادن سه طول مختلف برای وصله پیزوالکتریک، اثر نیروی محوری و ولتاژ اعمالی به پیزوالکتریک را بر روی دامنه ارتعاشی نقطه انتهایی تیر یکسر گیردار بررسی کرده‌اند. چابرا و همکاران [17] با استفاده از روش المان محدود به طراحی و تحلیل سیستم کنترل فعال ارتعاشی تیرها با استفاده از وصله‌های پیزوالکتریک پرداخته‌اند. آنها با مدنظر قرار دادن سه موقعیت مختلف برای وصله‌های پیزوالکتریک، جابجایی و کاهش دامنه ارتعاشی تیر را مورد مطالعه قرار داد.

آلدراجم و همکاران [18] مطالعاتی تجربی برای بهینه‌سازی مکان و اندازه پیزوسرامیک‌ها انجام دادند. خدیر و آلدراجم [19] با استفاده از توابع ناپیوستگی، بررسی تغییر شکل تیرها به‌وسیله قطعات پیزوالکتریک کششی و برشی را مورد مطالعه قرار دادند. هم‌چنین آنها در مطالعه‌ای دیگر [20] مدلی تحلیلی را برای بررسی تغییر شکل تیر با چندین جفت وصله پیزوالکتریک ارائه کردند.

نیکخو [21] به بررسی پاسخ ارتعاشی و کنترل تیرهای نازک با استفاده از محرک‌های پیزوالکتریک در حضور بار دینامیکی پرداخته است. وی ناپیوستگی ناشی از وجود محرک‌های پیزوالکتریک را به‌صورت پیوسته در معادلات اعمال کرده و تأثیر بار دینامیکی ناشی از ضربه، نیروی متحرک و جرم متحرک را بر پاسخ تیر مورد مطالعه قرار داده است. در جدیدترین تحقیق انجام شده در زمینه استفاده از محرک‌های پیزوالکتریک، دوکارن و همکاران [22] به بهینه‌سازی

مدل ریاضی تیر اوایلر- برنولی با محرک

پیزوالکتریک

ویژگی‌های هندسی تیر اوایلر- برنولی تحت نیروی محوری و مجهز به وصله پیزوالکتریک که به صورت متقارن به آن متصل شده است، در شکل (۱) نشان داده شده است. اگر وصله‌های پیزوالکتریک نسبت به تیر متقارن و جهت قطبیده شدن آنها عمود بر محور طولی تیر باشد، در این صورت با اعمال ولتاژ الکتریکی V به وصله‌های پیزوالکتریک قرار گرفته در بالا و پایین تیر، نیروی ایجاد شده توسط وصله‌های پیزوالکتریک به صورت نیروی محوری خالص خواهد بود [23]. تنش محوری ایجاد شده در مرز مشترک تیر و لایه‌های پیزوالکتریک از رابطه زیر قابل محاسبه است:

$$\sigma_x = -\bar{e}_{31} E_z \quad (1)$$

که در آن E_z میدان الکتریکی پیزوالکتریک می‌باشد. با توجه به رابطه فوق، نیروی محوری ایجاد شده در تیر را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد [23]:

$$F_p = -2bh_1 E_z \bar{e}_{31} = -2b\bar{e}_{31} V \quad (2)$$

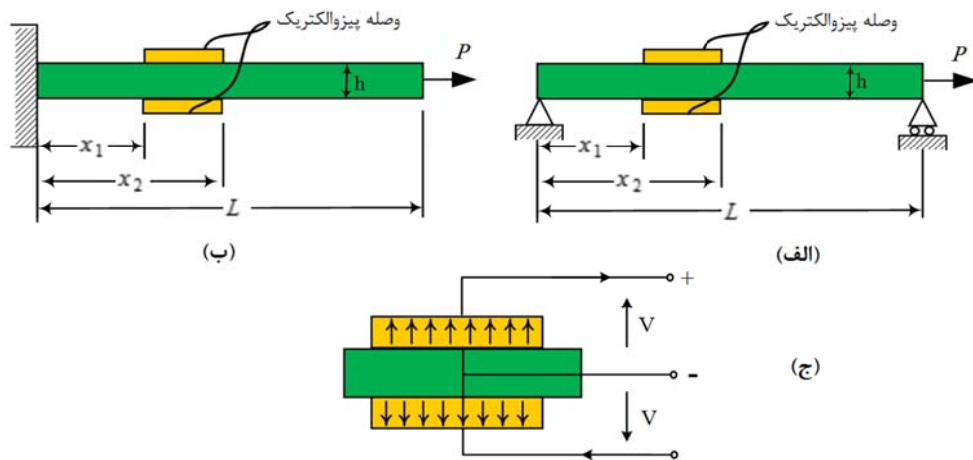
در رابطه اخیر $E_z = V/h_1$ ، $\bar{e}_{31}$ ثابت نفوذپذیری پیزوالکتریک، b و h_1 به ترتیب پهنا و ضخامت لایه پیزوالکتریک می‌باشد. همان‌طور که از رابطه (۲) مشاهده می‌شود، اعمال ولتاژ الکتریکی باعث ایجاد نیروی محوری در تیر می‌شود. از این نیروی محوری ناشی از لایه پیزوالکتریک می‌توان برای تغییرات مشخصه‌های ارتعاشی و بار بحرانی تیر بهره برد.

با توجه به اینکه در مقاله حاضر ضخامت لایه پیزوالکتریک نسبت به تیر بسیار کم می‌باشد، از اثر ضخامت آن صرف‌نظر می‌شود و به منظور در نظر گرفتن اثرات نیروی محوری ناشی از وصله‌های پیزوالکتریک از رابطه (۲) استفاده می‌شود.

موقعیت و اندازه وصله‌های پیزوالکتریک به منظور کاهش دامنه ارتعاشات تیرها پرداخته‌اند. نتایج تحقیق آنها نشان می‌دهد که در کاهش دامنه ارتعاشی با استفاده از محرک پیزوالکتریک، ضخامت وصله پیزوالکتریک یکی از مؤثرترین پارامترها می‌باشد. آنها در تحقیق خود به ارائه پارامترهای بهینه برای کاهش دامنه ارتعاشی تیر پرداخته‌اند و نحوه تأثیر این پارامترها بر فرکانس‌های طبیعی و بار کماتش را مورد بررسی قرار نداده‌اند.

بررسی مطالعات انجام شده در این زمینه نشان می‌دهد که هر چند در زمینه رفتار ارتعاشی و کماتش تیرها تحت تأثیر وصله‌های پیزوالکتریک مطالعات گسترده‌ای صورت پذیرفته است، اما در هیچ یک از این مطالعات تأثیر پارامترهای موقعیت و طول وصله‌های پیزوالکتریک بر فرکانس‌های طبیعی و بار کماتش مورد بررسی قرار نگرفته است.

در تحقیق حاضر به منظور مطالعه تأثیر پارامترهای موقعیت و طول محرک پیزوالکتریک و همچنین شرایط مرزی بر فرکانس‌های طبیعی، رفتار ارتعاشی و پایداری مکانیکی تیر اوایلر- برنولی تحت نیروی محوری و تأثیر دو وصله پیزوالکتریک که به صورت متقارن به سطوح بالایی و پایینی تیر متصل شده‌اند، مورد بررسی قرار می‌گیرد. در مدل‌سازی و مطالعه رفتار ارتعاشی از تئوری تیر اوایلر- برنولی استفاده شده و اثر ناپیوستگی ناشی از محرک پیزوالکتریک که باعث ایجاد نیروی محوری موضعی در تیر می‌شود با استفاده از تابع هوی‌ساید در معادلات حاکم اعمال شده است. پس از حل معادلات با استفاده از روش گالرکین به مطالعه رفتار ارتعاشی و تأثیر پارامترهای مختلفی همانند نیروی محوری، ولتاژ اعمالی، موقعیت و طول محرک پیزوالکتریک بر فرکانس‌های طبیعی و بار کماتش تیر پرداخته می‌شود.



شکل ۱ تیر اویلر-برنولی، (الف) دو سر ساده با محرک پیزوالکتریک، (ب) یکسر گیردار با محرک پیزوالکتریک و (ج) مدار الکتریکی لایه پیزوالکتریک با اختلاف پتانسیل V

با جای گذاری رابطه (۴) در معادله حرکت (۳) و در نظر قرار دادن پاسخ سیستم به صورت $w(x, t) = W(x)e^{i\omega t}$ معادله حرکت حاکم بر قسمت مکانی به صورت زیر به دست می آید [10]:

$$EI \frac{d^4 W(x)}{dx^4} - \rho A \omega^2 W(x) - (P + F_p \{H(x - x_1) - H(x - x_2)\}) \frac{d^2 W(x)}{dx^2} = 0 \quad (5)$$

با توجه به عدم امکان حل تحلیلی معادله فوق، برای حل از روش گالرکین استفاده می شود. بدین منظور پاسخ فرضی معادله اخیر به صورت زیر در نظر گرفته می شود:

$$W(x) = \sum_{i=1}^n c_i \phi_i(x) \quad (6)$$

که در آن $\phi_i(x)$ توابع مقایسه ای هستند و شرایط مرزی حاکم بر مسأله را ارضا می کنند و c_i ($i = 1 \rightarrow n$) ثابت های مجهولی هستند که از حل معادله مقدار ویژه به دست می آیند. به منظور افزایش دقت محاسبات، توابع $\phi_i(x)$ شکل مودهای ارتعاشی تیر اویلر-برنولی یکسر

معادله حرکت حاکم بر رفتار ارتعاش عرضی تیر اویلر-برنولی تحت نیروی محوری به صورت زیر می باشد [24, 25]:

$$EI \frac{\partial^4 w(x, t)}{\partial x^4} - F \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial x^2} + \rho A \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

که در آن $w(x, t)$ خیز عرضی تیر، ρ جرم واحد حجم، EI سفتی خمشی و F نیروی محوری کششی اعمالی به تیر می باشد.

با توجه به این که وجود وصله های پیزوالکتریک باعث ایجاد ناپیوستگی در معادلات حرکت سیستم می شود، بنابراین در تحقیق حاضر به منظور در نظر گرفتن این ناپیوستگی از تابع هوی ساید استفاده می شود. وصله های پیزوالکتریک که به صورت موضعی و متقارن به تیر متصل شده اند، باعث ایجاد نیروی محوری موضعی می شوند. برآیند نیروی محوری اعمالی به تیر که مجموع نیروی محوری P و نیروی محوری ناشی از وصله های پیزوالکتریک است را می توان به صورت زیر نوشت:

$$F = P + F_p \{H(x - x_1) - H(x - x_2)\} \quad (4)$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ M & 0 \\ M^2 \sinh M & M^2 \cosh M \\ (M^3 - TM) \cosh M & (M^3 - TM) \sinh M \\ 0 & 1 \\ N & 0 \\ -N^2 \sin N & -N^2 \cos N \\ -(N^3 + TN) \cosh N & (N^3 + TN) \sinh N \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \end{Bmatrix} = 0 \quad (11)$$

با جایگذاری رابطه (۹) در شرایط مرزی فوق، معادلات لازم برای محاسبه ثوابت مجهول A_i ($i=1 \rightarrow 4$) به صورت رابطه (۱۱) به دست می آید. برای این که دستگاه معادلات جبری همگن (۱۱) دارای جواب غیربدهی باشد، باید دترمینان ماتریس ضرایب برابر صفر بشود. با مساوی صفر قرار دادن دترمینان ماتریس ضرایب معادله مشخصه سیستم به صورت معادله (۱۲-الف) به دست می آید.

$$(M^3 - TM)(\sinh M - \alpha \cosh M) - (N^3 + TN) \left(\frac{M}{N} \sin N + \alpha \cos N \right) = 0 \quad (12\text{-الف})$$

که در آن ضریب α از رابطه زیر به دست می آید:

$$\alpha = \frac{M^2 \cosh M + N^2 \cos N}{M^2 \sinh M + N^2 \sin N} \quad (12\text{-ب})$$

از حل معادله (۱۲-الف) فرکانس های طبیعی بی بُعد سیستم، Ω_n ، که وابسته به پارامترهای هندسی و نیروی محوری می باشند، به دست می آیند. پس از محاسبه فرکانس های طبیعی و جایگذاری آن در رابطه (۸)، شکل مود طبیعی n ام به صورت زیر به دست می آید:

$$\phi_n(x) = \phi_n(L\xi) = \cosh(M\xi) - \cos(N\xi) - \frac{M^2 \cosh(M) + N^2 \cos(N)}{M^2 \sinh(M) + N^2 \sin(N)} \left\{ \sinh(N\xi) - \frac{M}{N} \sin(N\xi) \right\} \quad (13)$$

گیردار تحت نیروی محوری در نظر گرفته می شوند. با صرف نظر کردن از اثرات محرک های پیزوالکتریک، شکل مودهای طبیعی از حل معادله دیفرانسیل زیر به دست می آیند:

$$EI \frac{d^4 \phi_n(x)}{dx^4} - P \frac{d^2 \phi_n(x)}{dx^2} - \rho A \omega_n^2 \phi_n(x) = 0 \quad (V)$$

که در آن ω_n فرکانس طبیعی متناظر با شکل مود n ام می باشند. جواب معادله (V) را می توان به صورت زیر به دست آورد:

$$\phi_n(x) = \phi_n(L\xi) = A_1 \sinh(M\xi) + A_2 \cosh(M\xi) + A_3 \sin(N\xi) + A_4 \cos(N\xi) \quad (A)$$

که در آن $\xi = x/L$ و A_i ($i=1,2,3,4$) ثوابت مجهولی هستند که از اعمال شرایط مرزی به دست می آیند. پارامترهای M و N عبارتند از:

$$\begin{aligned} M &= L \sqrt{\frac{P}{2EI} + \sqrt{\left(\frac{P}{2EI}\right)^2 - \left(K - \left(\frac{\rho A}{EI}\right)\omega_n^2\right)}} \\ &= \sqrt{T + \sqrt{T^2 - (KL^4 - \Omega_n^2)}} \\ N &= L \sqrt{-\frac{P}{2EI} + \sqrt{\left(\frac{P}{2EI}\right)^2 - \left(K - \left(\frac{\rho A}{EI}\right)\omega_n^2\right)}} \\ &= \sqrt{-T + \sqrt{T^2 - (KL^4 - \Omega_n^2)}} \end{aligned} \quad (9)$$

در رابطه اخیر $T = PL^2/2EI$ نیروی محوری بی بُعد و $\Omega_n = \omega_n L^2 \sqrt{\rho A/EI}$ فرکانس طبیعی بی بُعد متناظر می باشد. برای تیر با شرایط تکیه گاهی یکسر گیردار و تحت نیروی محوری، شرایط مرزی بصورت روابط (۱۰) می باشند.

$$\begin{aligned} \phi_n(\xi)|_{\xi=0} &= 0, \quad \frac{d\phi_n(\xi)}{d\xi}|_{\xi=0} = 0, \\ \frac{d^2\phi_n(\xi)}{d\xi^2}|_{\xi=1} &= 0, \quad \frac{d^3\phi_n(\xi)}{d\xi^3}|_{\xi=1} - T \frac{d\phi_n(\xi)}{d\xi}|_{\xi=1} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

در غیاب نیروی محوری، $T=0$ ، معادلات (۱۳ و ۱۲) به معادله مشخصه و شکل مود طبیعی تیر اویلر-برنولی یکسر گیردار در غیاب نیروی محوری تبدیل می شوند.

برای تیر اویلر-برنولی با تکیه گاه های ساده در دو انتها شکل مودهای طبیعی به صورت زیر به دست می آیند:

$$\phi_n(x) = \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right) \quad (14)$$

پس از به دست آوردن شکل مودهای ارتعاشی تیر اویلر-برنولی تحت نیروی محوری، با جایگذاری پاسخ فرضی (۶) در معادله حرکت، معادله دیفرانسیل معمولی زیر حاصل می شود:

$$EI \sum_{i=1}^n c_i \frac{d^4 \phi_i(x)}{dx^4} - \rho A \omega^2 \sum_{i=1}^n c_i \phi_i(x) - (P + F_p \{H(x-x_1) - H(x-x_2)\}) \sum_{i=1}^n c_i \frac{d^2 \phi_i(x)}{dx^2} = 0 \quad (15)$$

با ضرب طرفین معادله اخیر در $\phi_j(x)$ و انتگرال گیری در بازه $[0, L]$ خواهیم داشت:

$$EI \sum_{i=1}^n \int_0^L \phi_j(x) \frac{d^4 \phi_i(x)}{dx^4} dx - P \sum_{i=1}^n \int_0^L \phi_j(x) \frac{d^2 \phi_i(x)}{dx^2} dx - F_p \sum_{i=1}^n \int_{x_1}^{x_2} \phi_j(x) \frac{d^2 \phi_i(x)}{dx^2} dx - \rho A \omega^2 \sum_{i=1}^n \int_0^L \phi_j(x) \phi_i(x) dx = 0 \quad (16)$$

معادله اخیر را به فرم ماتریسی می توان به صورت زیر نوشت [10]:

$$([K] - \omega^2 [M])\{C\} = 0 \quad (17)$$

رابطه اخیر معرف معادله مشخصه حاکم بر رفتار ارتعاشی تیر اویلر-برنولی تحت نیروی محوری و

تأثیر وصله های پیزوالکتریک می باشد که در آن ω فرکانس های طبیعی سیستم بوده و مؤلفه های ماتریس های سفتی و جرم $[K]$ و $[M]$ به صورت رابطه (۱۸) می باشند.

$$k_{ij} = EI \int_0^L \phi_j(x) \frac{d^4 \phi_i(x)}{dx^4} dx - T \int_0^L \phi_j(x) \frac{d^2 \phi_i(x)}{dx^2} dx - F \int_{x_1}^{x_2} \phi_j(x) \frac{d^2 \phi_i(x)}{dx^2} dx$$

$$m_{ij} = \rho A \int_0^L \phi_j(x) \phi_i(x) dx \quad (18)$$

برای این که دستگاه معادلات جبری همگن (۱۷) دارای جواب غیربدیهی باشد، باید دترمینان ماتریس ضرایب برابر صفر باشد. در نتیجه معادله مشخصه سیستم از رابطه زیر به دست می آید:

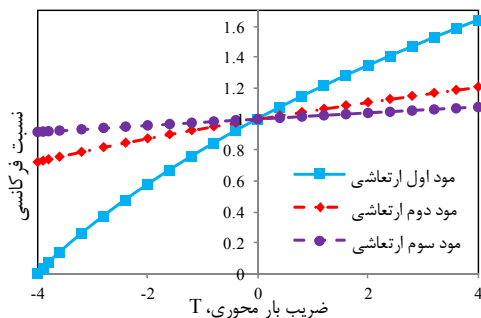
$$\det([K] - \Omega_n^2 [M]) = 0 \quad (19)$$

از حل معادله اخیر فرکانس های طبیعی سیستم که علاوه بر مشخصات هندسی و مکانیکی تیر به اندازه نیروی محوری و ولتاژ اعمالی به محرک پیزوالکتریک بستگی دارد، به دست می آید.

نتایج عددی

در این بخش، به بررسی عددی نتایج حاصل از مدل سازی ریاضی قسمت قبل به منظور بررسی رفتار ارتعاشی و پایداری مکانیکی تیر اویلر-برنولی با شرایط تکیه گاهی دو سر ساده و یکسر گیردار که دو قطعه پیزوالکتریک به صورت متقارن به وجوه بالایی و پایینی آن متصل شده اند، پرداخته می شود. خواص فیزیکی و مشخصات هندسی تیر و وصله های پیزوالکتریک استفاده شده در شبیه سازی در جدول (۱) آورده شده است. نتایج عددی برحسب پارامترهای بی بعد نسبت فرکانسی و نسبت بار بحرانی ارائه

ساده در دو انتها مقایسه گشته است. در استخراج نتایج از مشخصات هندسی و مکانیکی مشابه مرجع [10] استفاده شده است. مقایسه نتایج تطابق خوب بین نتایج را نشان می دهد. علت اختلاف جزئی بین مقادیر حاصل از کار حاضر نسبت به مرجع [10] استفاده از تئوری و روش های حل مختلف می باشد.



شکل ۲ تأثیر نیروی محوری بر نسبت فرکانسی در غیاب اعمال ولتاژ الکتریکی

در شکل (۲) تأثیر نیروی محوری در ولتاژ صفر بر نسبت فرکانسی برای سه مود ارتعاشی اول تیر یکسر گیردار نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می شود نیروی محوری تأثیر قابل توجهی بر فرکانس های طبیعی تیر دارد. نیروی محوری کششی با افزایش سفتی سازه باعث افزایش فرکانس های طبیعی و در مقابل نیروی محوری فشاری، باعث کاهش فرکانس های طبیعی می شود. با افزایش بار محوری فشاری، در یک مقدار خاص مقدار فرکانس طبیعی اول به صفر می رسد که به این مقدار نیرو، بار بحرانی گفته می شود. برای تیر اوایلر-برنولی یکسر گیردار، بار بحرانی برابر $P_{cr} = \frac{\pi^2 EI}{(2L)^2}$ می باشد [24] که با توجه به مقادیر عددی جدول (۱) مقدار آن برابر 186.3N به دست می آید. با توجه به شکل (۲)، مقدار نیروی متناظر با فرکانس طبیعی صفر برابر 186.3N به دست می آید و این نشان می دهد مدل با دقت مناسبی رفتار

شده اند. نسبت فرکانسی (یا بار بحرانی) به صورت نسبت فرکانس طبیعی (یا بار بحرانی) تیر در حضور وصله پیزوالکتریک به فرکانس طبیعی (یا بار بحرانی) تیر در غیاب وصله پیزوالکتریک تعریف می شود.

جدول ۱ خواص هندسی و مکانیکی تیر و وصله های پیزوالکتریک

پیزوالکتریک	تیر	
مدول یانگ E, (GPa)	210	66.7
چگالی ρ , (Kg/m ³)	7740	8500
ثابت پیزوالکتریک $\bar{e}_{31}$, (C/m ²)	—	17.8
عرض b, (cm)	4	3.2
ارتفاع h, (cm)	0.3	0.0254

جدول ۲ مقایسه فرکانس های طبیعی تیر با تکیه گاه های ساده در دو انتها به دست آمده از مدل ارائه شده و حل دقیق [24]

فرکانس طبیعی, (rad/s)		ω_1	ω_2
شرایط مرزی			
دو سر ساده	حل ارائه شده	186.77	721.19
	حل دقیق [24]	186.78	721.19

جدول ۳ مقایسه نسبت بار بحرانی تیر با تکیه گاه های ساده در دو انتها به دست آمده از مدل ارائه شده و نتایج مرجع [10]

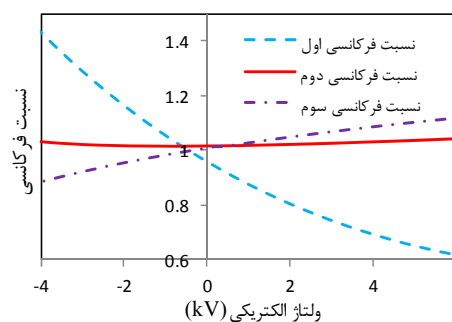
ولتاژ (V)	نسبت بار بحرانی	
	حل ارائه شده	مرجع [10]
200	1.051	1.024
400	1.076	1.035
600	1.082	1.045
800	1.094	1.056

برای اطمینان از صحت نتایج به دست آمده در این تحقیق، ابتدا در جدول (۲) مقادیر فرکانس های طبیعی اول و دوم تیر اوایلر-برنولی یکسر گیردار تحت نیروی محوری بدون وصله پیزوالکتریک با نتایج حل دقیق [24] مورد مقایسه قرار گرفته است. سپس در جدول (۳)، نسبت بار بحرانی به دست آمده از مدل ارائه شده با نتایج مرجع [10] به ازای مقادیر مختلف ولتاژ اعمالی به وصله پیزوالکتریک برای تیر با شرایط تکیه گاه های

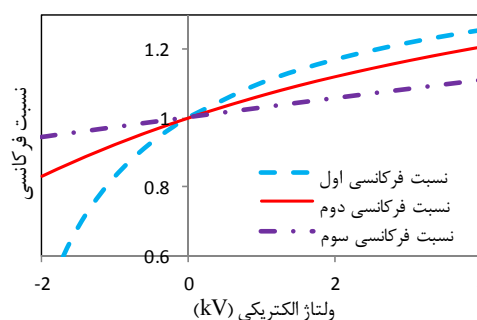
پیکربندی دو وصله پیزوالکتریک در تحقیق حاضر، ولتاژ منفی باعث افزایش طول وصله پیزوالکتریک و در نتیجه ایجاد نیروی محوری کششی موضعی در تیر می شود و ولتاژ مثبت منجر به کاهش طول و در نتیجه ایجاد نیروی محوری فشاری موضعی در تیر می گردد. بنابراین، ولتاژ مثبت باعث کاهش و ولتاژ منفی باعث افزایش فرکانس های طبیعی می شود. با توجه به این که اثر نیروی محوری در رفتار ارتعاشی و پایداری تیر مشابه وصله های پیزوالکتریک متقارن به کارگرفته شده می باشد، بنابراین اعمال ولتاژ منفی که باعث افزایش فرکانس های طبیعی می شود در افزایش ظرفیت بار بحرانی تیر نیز بسیار تأثیرگذار می باشد. علاوه بر این، نتایج نشان می دهد که تأثیر ولتاژ الکتریکی بر تغییرات فرکانس طبیعی اول نسبت به تأثیر آن بر تغییرات فرکانس های بالاتر قابل ملاحظه می باشد.

به منظور نشان دادن تأثیر طول وصله پیزوالکتریک و شرایط مرزی بر رفتار ارتعاشی تیر، در شکل (۴) سه نسبت فرکانسی اول بر حسب طول وصله های پیزوالکتریک و در غیاب نیروی محوری مکانیکی آورده شده است. همان طور که مشاهده می شود با افزایش طول محرک های پیزوالکتریک، تأثیر آن بر فرکانس های طبیعی افزایش می یابد. میزان طول مؤثر برای اثرگذاری بیشتر بر روی رفتار ارتعاشی به ولتاژ اعمالی به محرک های پیزوالکتریک بستگی دارد. به طوری که با توجه به شکل (۴) مشاهده می شود به ازای ولتاژ 1000 V ، وصله های پیزوالکتریک با طول کمتر از ۲۰٪ طول تیر، تأثیر بسیار کمی بر فرکانس طبیعی دارند و هم چنین با افزایش طول محرک ها اثر آنها روی فرکانس های طبیعی بیشتر می شود تا این که بعد از رسیدن به مقدار مشخصی (۸۰٪ طول تیر) تأثیر آن بر تغییر فرکانس های طبیعی به مقدار ثابتی میل می کند. بنابراین وصله های پیزوالکتریک نزدیک به انتهای گیردار تیر تأثیر کمتری بر تغییرات فرکانس های طبیعی تیر دارد و با نزدیک شدن آن به انتهای آزاد تیر

ارتعاشی را پیش بینی می کند. هم چنین با توجه به شکل مشاهده می شود، تأثیر نیروی محوری بر فرکانس طبیعی اول بسیار قابل ملاحظه تر از تأثیر آن بر روی فرکانس های طبیعی بالاتر است.



(الف)

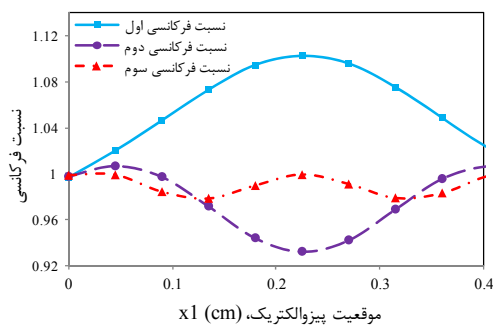


(ب)

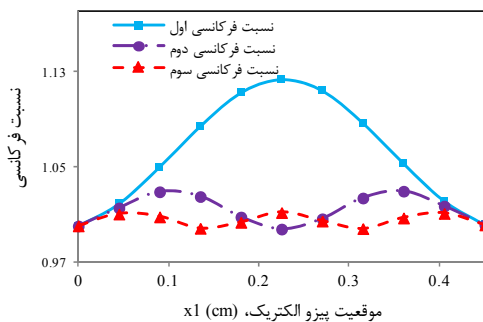
شکل ۳ تأثیر ولتاژ اعمالی به محرک های پیزوالکتریک بر نسبت فرکانسی تیر اوپلر-برنولی با شرایط تکیه گاهی (الف) یکسر گیردار (ب) دو سر ساده

همان طور که از رابطه (۶) مشاهده می شود پاسخ ارتعاشی تیر علاوه بر مشخصات مکانیکی وصله های پیزوالکتریک به ولتاژ اعمالی، طول و موقعیت وصله های پیزوالکتریک نیز بستگی دارد. در شکل (۳)، منحنی تغییرات نسبت فرکانسی تیر بر حسب ولتاژ اعمالی نشان داده شده است. این شکل به ازای طول پیزوالکتریک 45 mm و $x_1 = 5 \text{ mm}$ رسم شده است. همان طور که مشاهده می شود، علاوه بر ولتاژ اعمالی به وصله های پیزوالکتریک، جهت ولتاژ نیز تأثیر قابل توجهی بر فرکانس های طبیعی دارد. با توجه به

به ازای ولتاژ 1000V حداکثر افزایش فرکانس طبیعی اول تیر با شرایط مرزی یکسر گیردار و دو سر ساده به ترتیب ۱۰٪ و ۱۳٪ می باشد. بنابراین برای استفاده بهینه از محرک های پیزوالکتریک باید محرک پیزوالکتریک در مکان مناسب قرار گیرد تا با اعمال کمترین ولتاژ، بیشترین تأثیر را بر روی فرکانس های طبیعی و بار بحرانی تیر ایجاد نمود.



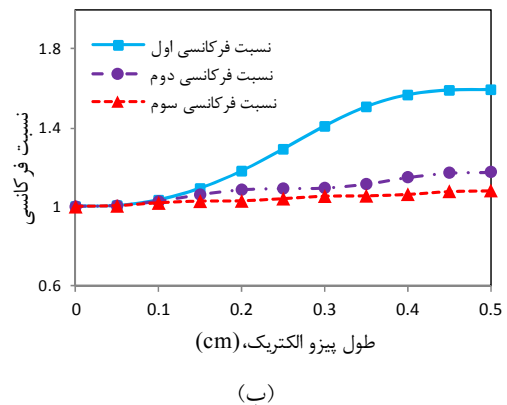
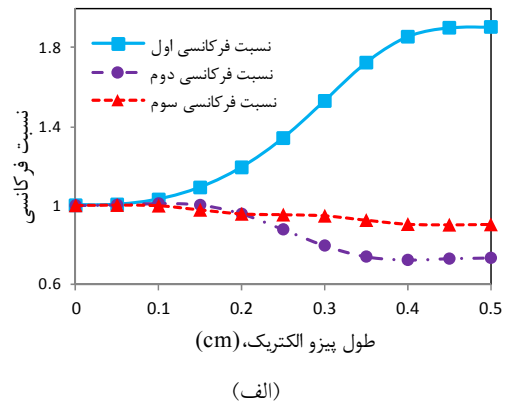
شکل ۵ تأثیر موقعیت محرک پیزوالکتریک بر نسبت فرکانسی تیر با شرایط تکیه گاهی یکسر گیردار



شکل ۶ تأثیر موقعیت محرک پیزوالکتریک بر نسبت فرکانسی تیر با تکیه گاه های ساده در دو انتها

به منظور نشان دادن تأثیر ولتاژ اعمالی به محرک های پیزوالکتریک بر بار کمانش تیر، در شکل (۷) تغییرات بار کمانش تیر یکسر گیردار بر حسب ولتاژ و طول محرک پیزوالکتریک برابر 4.5mm رسم شده است. همان طور که مشاهده می شود استفاده از محرک پیزوالکتریک تأثیر قابل ملاحظه ای بر افزایش بار کمانش تیر دارد و ولتاژ 1000V باعث افزایش ۱۸٪ در

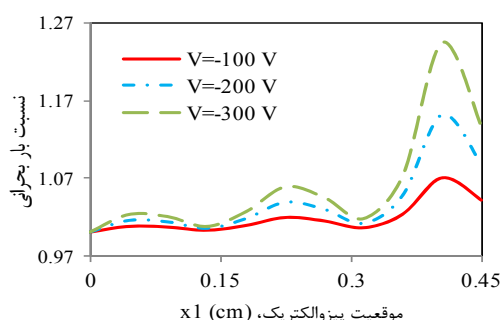
تأثیرگذاری آنها بیشتر می شود. نتایج نشان می دهد که به منظور استفاده بهینه، استفاده از محرک های پیزوالکتریک و اعمال ولتاژ الکتریکی ورودی کمتر بایستی طول مؤثر و موقعیت محرک های پیزوالکتریک به شکل مناسبی تعیین شوند.



شکل ۴ تأثیر طول محرک های پیزوالکتریک بر نسبت فرکانسی تیر با شرایط تکیه گاهی (الف) یکسر گیردار (ب) دو سر ساده

در شکل های (۵ و ۶)، تأثیر موقعیت محرک پیزوالکتریک بر نسبت فرکانسی تیر نشان داده شده است. به ازای طول ثابت محرک پیزوالکتریک، هرچه محرک به انتهای گیردار نزدیک باشد، تأثیر آن بر سفتی معادل سازه کمتر است و اثر کمتری بر تغییرات فرکانس طبیعی خواهد داشت. همچنین تأثیر وصله های پیزوالکتریک بر تغییرات فرکانس طبیعی اول به مراتب بیشتر از تأثیر آن بر فرکانس های طبیعی بالاتر می باشد.

بار بحرانی تیر بیشتر می‌شود. با توجه به نتایج مشاهده می‌شود که محرک پیزوالکتریک واقع در موقعیت 0.4 cm از انتهای گیردار بیشترین اثر را بر روی افزایش بار بحرانی تیر دارد.



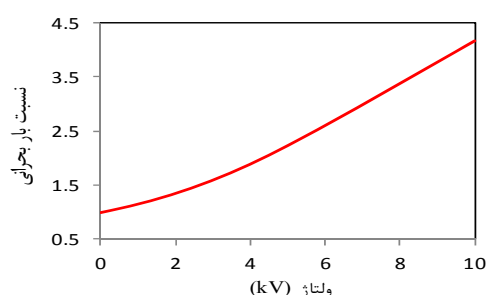
شکل ۹ تأثیر موقعیت پیزوالکتریک بر نسبت بار بحرانی تیر یکسر گیردار

نتیجه‌گیری

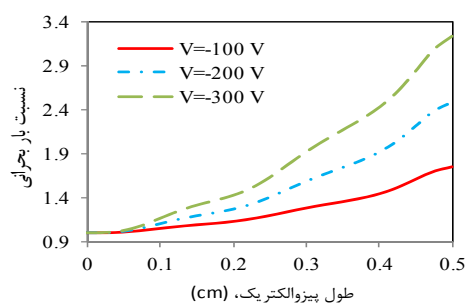
در این پژوهش با استفاده از مدل تحلیلی به بررسی تأثیر پارامترهای محرک پیزوالکتریک که به صورت دو وصله متقارن به تیر متصل شده‌اند، بر رفتار ارتعاشی تیر اوپلر-برنولی پرداخته شد. مقایسه نتایج حاصل از مدل‌سازی (فرکانس‌های طبیعی) با نتایج حل دقیق موجود نشان می‌دهد که مدل ارائه شده برای بررسی رفتار ارتعاشی سازه مورد نظر از دقت قابل قبولی برخوردار است. نتایج نشان می‌دهد علاوه بر جنس محرک پیزوالکتریک، ولتاژ اعمالی، موقعیت و طول آن بر فرکانس‌های طبیعی تیر تأثیرگذار می‌باشند و با تعیین موقعیت و طول بهینه محرک‌های پیزوالکتریک می‌توان با اعمال حداقل ولتاژ الکتریکی بیشترین تغییرات را در فرکانس‌های طبیعی و بار بحرانی تیر به دست آورد. هم‌چنین تأثیر محرک پیزوالکتریک بر فرکانس طبیعی اول نسبت به فرکانس‌های طبیعی بالاتر قابل ملاحظه‌تر می‌باشد. علاوه بر این، نتایج نشان می‌دهد که بار بحرانی تیر به ولتاژ اعمالی، موقعیت و طول پیزوالکتریک حساسیت قابل ملاحظه‌ای دارد و

بار بحرانی تیر می‌شود.

در شکل (۸)، تأثیر طول پیزوالکتریک بر نسبت بار بحرانی تیر یکسر گیردار به‌ازای مقادیر مختلف ولتاژ نشان داده شده است. با افزایش طول محرک پیزوالکتریک نیروی محوری کششی ایجاد شده توسط لایه‌های متقارن محرک‌های پیزوالکتریک بیشتر می‌شود و در نتیجه بار بحرانی تیر افزایش می‌یابد. نتایج نشان می‌دهد که استفاده از لایه پیزوالکتریک که به‌طور کامل سطح تیر را تحت پوشش قرار می‌دهد، اعمال ولتاژ 100 V باعث افزایش ۷۵٪ در بار بحرانی تیر می‌شود.



شکل ۷ تأثیر ولتاژ اعمالی به محرک‌های پیزوالکتریک بر روی بار بحرانی تیر یکسر گیردار



شکل ۸ تأثیر طول پیزوالکتریک بر نسبت بار بحرانی تیر یکسر گیردار

شکل (۹) اثر موقعیت محرک پیزوالکتریک بر روی نسبت بار بحرانی تیر به‌ازای طول محرک 4.5 mm را نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد به‌ازای طول محرک و ولتاژ ثابت، با نزدیک شدن محرک به انتهای آزاد تیر یکسر گیردار، اثر آن بر افزایش بار

می‌توان با تعیین پارامترهای بهینه بار بحرانی را به صورت چشم‌گیری افزایش داد. این روش یکی از شیوه‌های کاربردی به منظور افزایش ظرفیت باربری و هم‌چنین تغییرات در فرکانس‌های طبیعی به منظور فاصله‌گیری از نواحی رزونانسی (تشدید) در سازه‌های تحت ارتعاش اجباری می‌باشد.

مراجع

1. Chopra, I., "Review of state of art of smart structures and integrated systems", *AIAA journal*, 40(11), pp. 2145-2187, (2002).
2. Zhang, Z., Kan, J., Cheng, G., Jia, Y. and Wang, H., "Influence of multiple piezoelectric effects on sensors and actuators", *Mechanical Systems and Signal Processing*, 35(1), pp. 95-107, (2013).
3. Waisman, H. and Abramovich, H., "Variation of natural frequencies of beams using the active stiffening effect", *Composites Part B: Engineering*, 33(6), pp. 415-424, (2002).
4. Asadi, K., Ahmadian, H. and Jalali, H., "Micro/macro slip damping in beams with frictional contact interface", *Journal of Sound and Vibration*, 331(21), pp. 4704-4712, (2012).
5. Vashist, S.K. and Chhabra, D., "Optimal placement of piezoelectric actuators on plate structures for active vibration control using genetic algorithm", In *SPIE Smart Structures and Materials Nondestructive Evaluation and Health Monitoring. International Society for Optics and Photonics*, pp. 905720-905732, (2014).
6. Hernandez, J.A., Almeida, S.F.M. and Nabarrete, A., "Stiffening effects on the free vibration behavior of composite plates with PZT actuators", *Composite structures*, 49(1), pp. 55-63, (2000).
7. Wang, Q. and Quek, S.T., "Enhancing flutter and buckling capacity of column by piezoelectric layers", *International journal of solids and structures*, 39(16), pp. 4167-4180, (2002).
8. Sadek, I., Kucuk, I., Zeini, E., Adali, S., "Optimal boundary control of dynamics responses of piezo actuating micro-beams", *Applied Mathematical Modeling*, 33(8), pp. 3343-3353, (2009).
9. Maurini, C., Pouget, J. and Vidoli, S., "Distributed piezoelectric actuation of a bistable buckled beam", *European Journal of Mechanics-A/Solids*, 26(5), pp. 837-853, (2007).
10. Wang, Q., "On buckling of column structures with a pair of piezoelectric layers", *Engineering structures*, 24(2), pp. 199-205, (2002).
11. Kayaci, O., et al., "Integral equation approach for piezo patch vibration control of beams with various types of damping", *Computers and Structures*, 86, pp. 357-366, (2008).
12. Sridharan, S. and Kim, S., "Piezo-electric control of stiffened panels subject to interactive buckling", *International Journal of Solids and Structures*, 46(6), pp. 1527-1538, (2009).
13. Przybylski, J., "Stability of an articulated column with two collocated piezoelectric actuators", *Engineering Structures*, 30(12), pp. 3739-3750, (2008).
14. Wang, Q., Varadan, V.K., "Transition of the buckling load of beams by the use of piezoelectric layers", *Smart materials and structures*, 12(5), pp. 696-702, (2003).
15. Della, C.N. and Shu, D., "Vibration of beams with piezoelectric inclusions", *International journal of solids and structures*, 44(7), pp. 2509-2522, (2007).
16. Sloss, J.M., Bruch, J.C., Sadek, I.S. and Adali, S., "Piezo patch sensor/actuator control of the vibrations of a cantilever under axial load", *Composite Structures*, 62(3), pp. 423-428, (2003).
17. Chhabra, D., Narwal, K. and Singh, P., "Design and Analysis of Piezoelectric Smart Beam for Active Vibration Control", *International Journal of Advancements in Research & Technology*, 1(1), pp. 1-5, (2012).

18. Aldraihem, O.J., Singh, T. and Wetherhold, R.C., "Optimal size and location of piezoelectric actuator/sensors: practical considerations", *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, 23(3), pp. 509-515, (2000).
19. Khdeir, A.A. and Aldraihem, O.J., "Deflection analysis of beams with extension and shear piezoelectric patches using discontinuity functions", *Smart Materials and Structures*, 10(2), p. 212, (2001).
20. Aldraihem, O.J. and Khdeir, A.A., "Precise deflection analysis of beams with piezoelectric patches", *Composite Structures*, 60(2), pp. 135-143, (2003).
21. Nikkhoo, A., "Investigating the behavior of smart thin beams with piezoelectric actuators under dynamic loads", *Mechanical Systems and Signal Processing*, 45(2), pp. 513-530, (2014).
22. Ducarne, J., Thomas, O. and Deü, J.F., "Placement and dimension optimization of shunted piezoelectric patches for vibration reduction", *Journal of Sound and Vibration*, 331(14), pp. 3286-3303, (2012).
23. Crawley, E.F. and De Luis, J., "Use of piezoelectric actuators as elements of intelligent structures", *AIAA Journal*, 25(10), pp. 1373-1385, (1987).
24. Lawrence, N., "Virgin-Vibration of Axially-Loaded Structures", Cambridge University Press, (2007).
25. Wang, Q. and Wang, C.M., "Optimal placement and size of piezoelectric patches on beams from the controllability perspective", *Smart Materials and Structures*, 9(4), pp. 558-567, (2000).

مطالعه تجربی و عددی شکست آلومینیوم ۵۰۸۳ به کمک مدل غیر خطی مکانیک آسیب پیوسته*

محمدعلی فارسی^(۱)امیررضا صحت^(۲)

چکیده تئوری مکانیک آسیب پیوسته ابزاری است قدرتمند برای حل مسائلی هم چون تغییر شکل های پلاستیک بزرگ که مکانیک شکست سازه از تحلیل تأثیرات آن عاجز است. این مدل در چارچوب متغیرهای داخلی تئوری ترمودینامیک استخراج می شود و براساس نتایج آزمایشگاهی که بر روی خواص ماده انجام شده است، توسعه داده می شود. رشد میکروخفیه ها، حاصل شکست غیر خطی کوپل شده با تغییر شکل های پلاستیک است. با توجه به این که چگالی و استحکام آلومینیوم برای استفاده در سازه های هوافضایی مناسب است از آن در ساخت بدنه و سازه وسایل فضایی استفاده می شود. آلومینیوم ۵۰۸۳ نیز به خاطر رفتار مکانیکی مناسب و سهولت جوشکاری و ماشینکاری یکی از پرکاربردترین مواد در سازه موشک، حامل و کاوشگرهای فضایی است. در این مقاله، آسیب پیوسته در آلومینیوم ۵۰۸۳ براساس مدل غیر خطی بنورا بررسی شده است. شبیه سازی عددی رفتار ماده در حین شکست در نرم افزار آباکوس به وسیله سابروتین (USDFLD) انجام می شود و نتایج به دست آمده با نتایج آزمایشگاهی مقایسه و صحت گذاری می شود. این مقایسه نشان می دهد که نتایج شبیه سازی و آزمایش تجربی هم خوانی مناسبی با هم دارند و مدل بنورا برای مدل سازی آسیب در آلومینیوم مناسب است.

واژه های کلیدی مکانیک آسیب پیوسته؛ روش اجزای محدود؛ آلومینیوم؛ مدل بنورا.

Experimental and Numerical Study on Aluminum Damage Using a Nonlinear Model of Continuum Damage Mechanics

M.A. Farsi A.R. Sehat

Abstract Continuum Damage Mechanics (CDM) is a powerful tool to solve problems such as large plastic deformation, Where the fracture mechanics is unable to analysis of its effects. Continuum damage mechanics in terms of the internal variable theory of thermodynamics is derived and based on the experimental results on material properties is developed. As regards, Aluminum has an important role in designing and construction of aerospace structures and devices, since its density and strength are suitable to aerospace applications. Al 5083 is one of the most widely used materials in the construction of missiles, space vehicles and sounding rocket structure. In this paper, the continuum damage mechanics principles are studied. Nucleation, development and propagation of damage in Al 5083 are investigated based on Bonora model as a non-linear model. FE simulation of material behavior during failures is carried out by ABAQUS software package and USDFLD subroutine. The results are validated with experimental tests. This comparison shows that the simulation results are agree with that of experimental tests, also the Bonora model can be used of damage modeling of AL 5083.

Key Words Continuum Damage Mechanics; FEM; Aluminum 5083; Bonora Model.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۳/۹/۱۱ و تاریخ پذیرش آن ۹۴/۳/۲۴ می باشد.

(۱) استادیار مهندسی مکانیک، پژوهشگاه هوافضا، وزارت علوم تحقیقات و فناوری، تهران.

(۲) نویسنده مسئول: کارشناس ارشد، مهندسی هوافضا، پژوهشگاه هوافضا، وزارت علوم تحقیقات و فناوری، تهران. Farsi@ari.ac.ir

مقدمه

مکانیک شکست شاخه‌ای از مکانیک جامدات می‌باشد که به بررسی ایجاد و گسترش ترک در جامدات و سازه‌ها، نحوه تأثیر آن بر تغییر شکل و احیاناً زوال سازه می‌پردازد. این موضوعات از هر دو منظر مکانیک محیط‌های پیوسته و محیط‌های گسسته مورد مطالعه قرار گرفته است. مکانیک شکست، پدیده شکست را در مواد مختلف بررسی می‌کند و روش‌های طراحی برای عملکرد مطمئن سازه و یا قطعه را ارائه می‌نماید. این علم دارای کاربردهای بسیار گسترده‌ای در طراحی قطعات سازه‌ها و ماشین‌آلات صنایع مختلف مانند صنایع نیروگاهی، خودروسازی، کشتی‌سازی، هوافضا و ... می‌باشد. اگرچه امروزه تعداد سازه‌های که بر اثر پدیده شکست از هم گسیخته می‌شود، محدود است ولی هنوز عامل اصلی بسیاری از خرابی‌ها، شکست ترد و نرم می‌باشد [1]. لذا این امر یک تهدید جدی برای سازه‌ها، خصوصاً سازه‌های حساس در حوزه مهندسی هوافضا است [2]. تحقیقات بسیاری در حوزه شکست ترد و مدل‌سازی آن انجام شده است [3]؛ به‌عنوان مثال میرزایی و کریمی [4] رشد ترک را در یک پره توربین گازی در اثر تنش‌های ترمودینامیکی بررسی نمودند؛ ولیکن حوزه شکست نرم و آسیب پیوسته کمتر مورد توجه محققان قرار گرفته است. برخی از سازه‌ها و قطعات مهندسی در اثر شکست نرم از بین می‌روند و کارایی خود را از دست می‌دهند. یکی از روش‌های اصلی در مدل‌سازی و تحلیل شکست نرم، روش مکانیک آسیب پیوسته (CDM) Continuum Damage Mechanic است [5].

هاف [6] نشان داد که برای یک میله تحت کشش، سطح مقطع به‌علت جریانی شبیه جریان لزج، صفر می‌شود. مطابقت نتایج آزمایشگاهی با نتایج حاصل از تئوری نشان داد که گسیختگی در کمتر از ۱۰ درصد از

ازدیاد طول اتفاق می‌افتد. عدم پیش‌بینی تأثیر خزش در گسیختگی و یا عدم توزیع شکست در زمان کرنش‌های کوچک مهم‌ترین محدودیت‌های مدل هاف هستند. کاجانوف [7] مدل جدیدی ارائه داد که مبنای مدل‌سازی شکست نرم در خزش گردید، وی برای نخستین بار مبنای و اصول مکانیک آسیب پیوسته را بیان نمود و مدلی برای بررسی شکست با توجه به از دست رفتن انعطاف پذیری ارائه نمود.

آسیب‌دیدن و گسیختگی مواد نرم، ناشی از رشد و ترکیب میکروحفره‌ها است [5]. رشد حفره‌ها مشابه فرآیند رشد ترک به‌عنوان یک مشکل جدی در بررسی رفتار سازه‌ها محسوب می‌شود. ریس و تریسی [8] رابطه‌ای برای مشخص کردن میدان جریان در یک ماده الاستیک و مواد غیر قابل تراکم پلاستیک که حاوی حفره است، پیشنهاد دادند [8]. سپس روش تقریبی ریلی-ریتز (Rayleigh-Ritz) را توسعه دادند. آنها برای بررسی حفره‌های کروی در مواد، فرض کردند رفتار ماده به‌صورت الاستیک-پلاستیک کامل (بدون کارسختی) است. هم‌چنین تغییرات حجم را براساس رشد حفره در سرتاسر قسمت‌های تغییر شکل یافته در نظر گرفتند. در نهایت نشان دادند که با افزایش کشش هیدرواستاتیک شکست نرم کاهش پیدا می‌کند.

در سال ۱۹۸۹ مدل غیرایزوتروپیک مکانیک شکست برای مشخص کردن رشد بحرانی ترک‌ها در صفحات آلومینیومی تحت تأثیر تغییر شکل‌های زیاد پلاستیک، توسط وانگ و چو [9] توسعه داده شد. این مدل بر مبنای گسترش ترک‌های بحرانی همراه با روابط اجزا محدود توسعه یافت. آنها هم‌چنین بارهای بحرانی را با مقدار آزمایشگاهی مقایسه کردند.

یک مدل ایزوتروپیک آسیب پیوسته در چارچوب متغیرهای داخلی تئوری ترمودینامیک توسط چاندرخان و پاندی [10] پیشنهاد داده شد. این مدل آسیب براساس تنش مؤثر و اصول کرنش معادل بنا شده است. این مدل تغییرات غیر خطی را با توجه به کرنش

تحلیل استفاده کرد و متغیرهای مؤثر را مورد بررسی قرار داد [15].

نبود مدل کلی برای نمایش آسیب، یک محدودیت جدی برای استفاده گسترده از تکنیک‌های محاسباتی در شبیه‌سازی و پیش‌بینی رفتار سازه تحت بارگذاری دینامیکی بوده است. بنورا و میللا [16] در سال ۲۰۰۱، یک مدل کلی برای فلزات نرم با استفاده از ترکیب رابطه حالت جامد میللا [17] و مدل غیر خطی آسیب بنورا [11] ارائه کرد. در این مدل تأثیرات متقابل نرخ کرنش و دما بر روی تنش تسلیم، جوانه‌زنی و رشد ترک در نظر گرفته شده است.

با توجه به این‌که برخی از مواد با توجه به ماهیت خود یا تکنولوژی تولید دارای رفتار غیرایزوتروپیک هستند، بررسی شکست و گسیختگی نرم در این مواد نیز مورد توجه محققان بوده و مدل‌هایی برای پیش‌بینی رفتار این مواد در شکست نرم ارائه شده است [18].

مشایخی و ضیایی راد [19] از یک پروسه تجربی برای تعیین متغیرهای شکست A533-B1 فولاد استفاده کردند. آنها یک مدل آسیب کاملاً کوپل الاستیک - پلاستیک را در نرم‌افزار آباکوس توسعه دادند. سپس این مدل را برای شبیه‌سازی رفتار گسیختگی نرم بر روی قطعه شیاردار به‌کار گرفتند. متغیرهای آسیب حاصل در شبیه‌سازی قطعه تحت تست فشار مورد استفاده قرار گرفت. آنها نیروهای عکس‌العملی و بار بحرانی برای شروع ترک را محاسبه و با مقدار حاصل از آزمایش مقایسه کردند.

تاگر و پاندی [20] یک مدل برای تغییرات آسیب پیوسته ایزوتروپیک در چهارچوب متغیرهای داخلی ترمودینامیک ارائه دادند. این مدل براساس اصول تنش مؤثر و کرنش معادل است [20].

در این مقاله آلومینوم ۵۰۸۳ به‌خاطر کاربردهای فراوان در حوزه هوافضا به‌ویژه در ساخت سازه و قطعات فضایی (به‌عنوان مثال جنس سازه کاوشگر پژوهش از این آلومینیوم است) مورد بررسی قرار

پلاستیک نشان می‌دهد. صحت‌سنجی این مدل با استفاده از نتایج آزمایشگاهی آلیاژ آلومینیوم انجام شد. اشکال این مدل پیچیدگی زیاد آن و استفاده از پارامترهایی است که محاسبه آنها تجربی است و روش مشخصی برای تعیین آنها توسط نویسندگان ارائه نشده است.

بنورا [11] مدلی غیر خطی را براساس مشاهدات تجربی توسعه داد، که نشان می‌داد رشد حفره‌ها، نتیجه آسیب غیرخطی همراه با تغییر شکل پلاستیک است. این مدل نشان می‌دهد در هنگام تغییر شکل‌های پلاستیک، تابع توزیعی برای پتانسیل شکست وجود دارد که تابعی غیرخطی برحسب مجموع کرنش مؤثر پلاستیک است. در این مدل ۳ مرحله متفاوت گسیختگی نرم به‌خوبی مدل شده است. همچنین این مدل بعداً برای تشریح اثر تنش سه‌محوره برای پیش‌بینی شکست نرم در فولاد A533 توسعه داده شد [12].

مکانیک آسیب پیوسته برای شکست خستگی نیز، در جایی که تغییر شکل پلاستیک نقش اصلی در ایجاد خرابی و گسیختگی دارد، قابل تعمیم است. بنورا [13] مدل غیر خطی آسیب را برای بارگذاری‌های سیکلی تعمیم داد. مزیت اصلی مدل ارائه شده توسط بنورا، محاسبه پارامترهای مدل پیشنهاد شده با استفاده از نتایج آزمایش کشش یا بارگذاری سیکلی است.

برای مدل‌سازی رشد تقارن محوری و متصل شدن حفره‌های داخلی کوچک به یکدیگر در مواد الاستوپلاستیک، یک مدل جدید توسط پاردئون و همکاران [14] پیشنهاد شد. وی در حقیقت، مدل گلوگنو-لند و مدل تامسون را توسعه داد.

برونینگ به تحلیل عددی تغییر شکل‌های بزرگ الاستیک-پلاستیک و شکست غیرایزوتروپیک براساس تئوری عمومی ماکروسکوپیکی داخل چارچوب مکانیک آسیب پیوسته غیر خطی پرداخت. وی از روش اجزای محدود برای خطی کردن مسائل در این

گرفته است. با توجه به این که مدل ارائه شده توسط بنورا [11] یکی از روابط مهم و کاربردی در این حوزه است، از آن برای مدل سازی غیر خطی آسیب استفاده شد. رفتار ماده در نمونه های استاندارد و سوراخ دار به صورت تجربی و عددی بررسی شده است. برای این کار قطعه ای از جنس آلومینیوم آلیاژی ۵۰۸۳، براساس استاندارد (ASTM E08) ساخته شد و در دستگاه تست کشش تا لحظه گسیختگی مورد کشش قرار گرفت (آزمون ها در آزمایشگاه مواد پژوهشکده حمل و نقل وابسته به پژوهشگاه فضایی ایران انجام شده است). براساس نتایج این آزمون پارامترهای اصلی مدل استخراج شد. برای بررسی صحت مدل در پیش بینی رفتار ماده، قطعه ای تحت بارگذاری سیکلی قرار گرفت. بارگذاری و باربرداری در محدوده رفتار پلاستیک ماده انجام شد. هم چنین در این مقاله، برای بررسی اثر تنش غیر یکنواخت و توانایی مدل غیر خطی در پیش بینی رفتار ماده، یک نمونه سوراخ دار برای شبیه سازی تمرکز تنش مورد استفاده قرار گرفته است. در مدل سازی عددی رفتاری ماده از نرم افزار آباکوس استفاده می شود و به کمک سابروتین (USDFLD)، مدل غیرخطی پیاده سازی می شود. نحوه انجام آزمون ها و شبیه سازی و نتایج به دست آمده ارائه شده است.

مبانی کلی شکست نرم

شکست در فلزات به صورت دو دسته کلی شکست نرم و ترد رخ می دهد. با توجه به ساختار بلوری فلزات، درجه حرارت، میزان نیرو، نرخ بارگذاری و ابعاد قطعه یکی از این نوع شکست ها رخ می دهد. از مشخصات شکست نرم می توان به موارد ذیل اشاره کرد: گلوپی شدن موضع شکست تحت تأثیر تنش کششی، یا نازکی موضعی و ایجاد حفره های بسیار ریز در درون قسمت گلوپی، اتصال آنها به یکدیگر تا رسیدن به حد یک

ترک ریز و رشد آرام ترک تا حد پارگی یا شکست نهایی است [21].

در شکست نرم، در ناحیه گلوپی ابتدا حفره های ریز جوانه می زنند و سپس این حفره ها رشد می کنند و به هم می پیوندند و گسیختگی ایجاد می شود. با تکرار این عملیات (جوانه زنی حفره ها و پیوستن آنها به یکدیگر) خرابی رشد می کند و پس از رسیدن به میزان بحرانی، سرعت رشد خرابی و آسیب افزایش می یابد و باعث ایجاد شکست نهایی می شود [5]. توانایی پیش بینی شروع خرابی، از مسائل مهم این حوزه است. برای بررسی آن معمولاً سه روش کلی وجود دارد که عبارتند از:

الف. معیار شکست ناگهانی (Abrupt Failure Criteria)

بر مبنای این روش خرابی موقعی اتفاق می افتد که یک متغیر خارجی که غیر کوپل با متغیرهای داخلی است، به مقدار بحرانی خود برسد [21].

ب. رفتار پلاستیک مواد متخلخل (Porous Solid)

(Plasticity). این روش ماده را به صورت ماده متخلخل فرض می کند و آسیب بر مبنای میزان و سرعت به هم پیوستگی حفره ها بیان می شود [21].

ج. مکانیک آسیب پیوسته.

در این روش فرض بر این است که خرابی یک پارامتر داخلی است که به صورت یک پروسه برگشت ناپذیری در ساختار میکروماده اتفاق می افتد [5]. در این مقاله این روش بررسی می شود و در پیش بینی رفتار ماده و مدل سازی آسیب در آلومینیوم ۵۰۸۳ استفاده می شود.

مدل مکانیک آسیب پیوسته

آسیب یک متغیر ترمودینامیکی است که به عنوان از دست رفتن توانایی تحمل بار توسط ماده بیان می شود. آسیب در پی تغییر شکل پلاستیک شروع می شود و

در این رابطه $\vec{n}$ بردار نرمال، $A_0^{(\vec{n})}$ سطح مقطع نامی در المان حجمی مرجع و $A_{eff}^{(\vec{n})}$ سطح مؤثر آن است. متغیر آسیب، وابسته به انتخاب بردار نرمال $\vec{n}$ است و باید برای توصیف آن از رابطه تانسوری استفاده شود.

با توجه به این که ماده مورد بررسی (آلومینیوم ۵۰۸۳) یک ماده ایزوتروپیک و همگن است، می توان فرض کرد توزیع ترک ها و حفره ها در المان حجمی یکنواخت است و متغیر آسیب (D) وابسته به جهت بردار $\vec{n}$ نیست و برابر است با:

$$D = 1 - A_{eff}/A_0 = \frac{A_D}{A_0} \quad (2)$$

که A_D بیانگر مساحت حفره ها در سطح مقطع المان حجمی است.

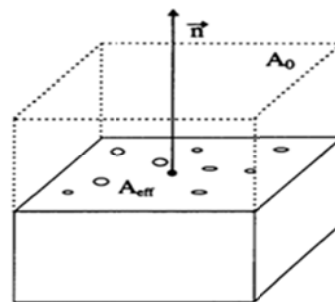
در حالت بارگذاری محوری که نیروی F عمود بر سطح مقطع در المان حجمی مرجع اعمال می شود و با در نظر گرفتن تعریف تنش $\sigma = F/A_0$ جای گذاری $A_{eff} = A_0(1 - D)$ با فرض ایزوتروپیک بودن ماده، رابطه تنش مؤثر به صورت رابطه (۳) تعریف می شود.

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma}{1 - D} \quad (3)$$

براساس تعریف تنش مؤثر، رفتار ماده در حالت آسیب دیده تنها تحت تأثیر تنش مؤثر است، به عبارت دیگر معادلات در حالت بررسی آسیب مثل معادلات در حالت عادی است با این تفاوت که تنش مؤثر جایگزین تنش در معادلات می شود.

برای به دست آوردن معادلات کلی یک ماده مشخص در چارچوب پدیده های برگشت ناپذیر ترمودینامیک از متغیرهای حالت استفاده می شود. هم چنین برای توصیف یک ماده، یک حالت پتانسیلی معرفی می شود. معمولاً از انرژی آزاد هلتمز (Ψ) که

در نتیجه تغییرات برگشت ناپذیری مثل جوانه زنی ترک ها (Crack Nucleation) و رشد حفره ها در ماده به وجود می آید که منجر به گسیختگی در ماده می شود. از دیدگاه فیزیکی، آسیب به صورت کاهش سطح مقطع نامی در المان حجمی مرجع (Representative Volume Element) که تمام متغیرها در این عنصر حجمی هموزن در نظر گرفته می شود، تعریف می شود. کاهش سطح مقطع به خاطر جوانه زنی، رشد میکروتُرک ها و میکرو حفره ها است. ناپیوستگی ها و آسیب ها با توجه به اندازه المان حجمی کوچک هستند، اما در مقایسه با فضاهای اتمی ماده بزرگ هستند. آسیب همواره به کرنش برگشت ناپذیر پلاستیک و توزیع کرنش در مقیاس مسو، مقیاس المان حجمی مرجع و یا مقیاس میکرو مرتبط است. در تمام مقیاس ها میزان آسیب به عنوان یک پارامتر وجود دارد، به همین علت چندین تعریف برای متغیر آسیب وجود دارد.



شکل ۱. سطح مقطع نامی در المان حجمی مرجع

در حالت کلی احتمالاً میکرو حفره ها و میکروتُرک ها هم زمان وجود دارند، متغیر آسیب به صورت فیزیکی به وسیله چگالی سطحی میکروتُرک ها و فصل مشترک میکروتُرک ها با صفحه ای متقاطع از در المان حجمی مرجع تعریف می شود (شکل ۱). برای یک صفحه با بردار نرمال $\vec{n}$ رابطه (۱) برای تعریف متغیر آسیب ارائه می شود [5].

$$D(\vec{n}) = 1 - \frac{A_{eff}^{(\vec{n})}}{A_0^{(\vec{n})}} \quad (1)$$

$$\dot{\epsilon}^p: \sum_k Y_k x_{ik} - \dot{D} Y - \sigma \gg 0 \quad (8)$$

در این رابطه $\dot{\epsilon}^p$ نرخ کرنش، $\dot{D}$ نرخ تغییرات آسیب، x_{ik} نرخ تغییرات سختی دینامیکی است.

براساس قانون ترمودینامیک، معیاری که تغییرات متغیرهای داخلی را کنترل می‌کند، از پتانسیل اتلاف (F) به دست می‌آید. از مشاهده نتایج آزمایشگاهی نتیجه می‌شود که جریان پلاستیک و خرابی در پتانسیل توزیع از یکدیگر می‌توانند جدا باشند [11]. استفاده از تبدیل لژاندر -فرنچل به ما امکان بیان توزیع پتانسیل را به صورت تابعی از متغیرهای داخلی برای ارضای قانون دوم ترمودینامیک می‌دهد [11].

$$F = F_p(\sigma, R, X) + F_D(Y) \quad (9)$$

در این رابطه R سختی یکنواخت و X سختی دینامیکی وابسته است.

رابطه تغییرات برای متغیر آسیب به صورت رابطه (۱۰) تعریف می‌شود.

$$\dot{D} = -\dot{\lambda} \frac{\partial F_D}{\partial Y} \quad (10)$$

که در این رابطه $\dot{\lambda}$ نرخ کرنش پلاستیک و F_D توزیع پتانسیل آسیب است. این رابطه بیانگر کوپل بین نرخ گسیختگی و نرخ کرنش پلاستیک مجموع به وسیله ضریب پلاستیک ($-\dot{\lambda}$) است.

برای کامل کردن معادلات کلی، نیاز به تعیین توزیع پتانسیل آسیب (F_D) است. براساس قانون دوم ترمودینامیک توزیع شکست باید مثبت باشد و همچنین پتانسیل آسیب باید یک تابع محدب باشد. این توزیع برای شکست نرم به خاطر مراحل جوانه زنی، رشد حفره‌ها و ترکیب آنها که به شدت غیر خطی است، استفاده می‌شود [11]. مدل‌ها و توابع توزیع پتانسیل مختلفی ارائه شده است که در این مقاله

تابع اسکالر تمام متغیرهای داخلی است، برای آن استفاده می‌شود. قانون حالت بیانگر ارتباط بین متغیرهای داخلی x_i و متغیرهای وابسته داخلی y_i است (رابطه ۴).

$$y_i = \frac{\partial(\rho\Psi)}{\partial x_i} \quad (4)$$

که ρ چگالی ماده است.

برای حالت داده شده، آسیب تنها تنش‌های مؤثر را تغییر می‌دهد [12]. براساس رابطه (۴) این امکان وجود دارد که تأثیرات الاستیک با تأثیرات پلاستیک در پتانسیل حالت غیرکوپل باشد یا به عبارت دیگر مستقل از یکدیگر باشند (رابطه ۵).

$$\Psi = \Psi_e(\epsilon_{ij}^e, T, D) + \Psi_p(T, r, x) \quad (5)$$

که در این رابطه T دما، r متغیر داخلی سختی یکنواخت و x متغیر داخلی سختی جنبشی است. در چارچوب ترموالاستیک خطی، معادلات حالت آسیب را می‌توان از پتانسیل Ψ_e به دست آورد، لذا رابطه‌های (۷ و ۶) برای متغیر وابسته آسیب بیان می‌شود.

$$Y = \rho \frac{\partial \Psi_e}{\partial D} \quad (6)$$

$$Y = -\frac{\sigma_{eq}}{2E(1-D)^2} f\left(\frac{\sigma_H}{\sigma_{eq}}\right) \quad (7)$$

در این روابط Y نرخ آزادسازی انرژی کرنش شکست، E مدول الاستیک، σ_{eq} معادل تنش ون میزز است و σ_H تنش هیدرواستاتیک است.

برای کامل کردن معادلات به قانون و قاعده‌ای برای بیان تغییرات متغیرهای داخلی نیاز است. در حالتی که پدیده برگشت‌ناپذیر است، لازمه قانون دوم ترمودینامیک این است که اتلاف مربوط به کار مکانیکی باید مثبت باشد، لذا:

بحرانی آسیب در لحظه شکست، انتگرال گیری می شود. تعیین مقدار D_0 بسیار مشکل است، چون مستقیماً به توزیع حفره در میکروساختار ماده اولیه بستگی دارد. به همین علت مقدار D_0 اغلب صفر در نظر گرفته می شود. در ماده مورد استفاده (ورق نورد شده) این فرض قابل قبول است. مقدار D_{cr} مقداری است که ماده به ازای آن دیگر توانایی تحمل بار خارجی را ندارد.

فرآیند آسیب تا زمانی که کرنش مؤثر مجموع p به کرنش آستانه می رسد، غیر فعال است. وقتی $p=p_{th}$ می شود، جوانه زنی در مرحله رشد حفره ها غالب است. وقتی $D=D_{cr}$ است، ترکیب حفره ها در فرآیند رشد گسیختگی غالب است. در نهایت زمانی که کرنش مجموع پلاستیک p به مقدار بحرانی p_{cr} می رسد، گسیختگی اتفاق می افتد. با انتگرال گیری از رابطه (۱۵) بین $[D, D_{cr}]$ و $[P, P_{cr}]$ رابطه (۱۶) به دست می آید.

$$(D_{cr} - D)^{1/s} = \frac{1}{S} \frac{K^2}{2ES_0} \ln\left(\frac{p_{cr}}{p_{th}}\right) f\left(\frac{\sigma_H}{\sigma_H}\right) \quad (16)$$

در حالت بار محوری رابطه (۱۷) برابر یک خواهد بود [11].

$$f\left(\frac{\sigma_H}{\sigma_{eq}}\right) = 1 \quad (17)$$

در این جا می توان از کرنش الاستیک چشم پوشید و کرنش پلاستیک را به جای کل کرنش محوری استفاده کرد. در نتیجه خواهیم داشت:

$$(D_{cr} - D_0)^{1/s} = \frac{1}{S} \frac{K^2}{2ES_0} \ln\left(\frac{p_{cr}}{p_{th}}\right) \quad (18)$$

مقدار D_{cr} به صورت تجربی محاسبه می شود و رابطه (۱۸) امکان محاسبه ثابت $\frac{K^2}{2ES_0}$ را با کمک تست محوری می دهد. با جای گذاری رابطه (۱۸) در رابطه (۱۶)، رابطه (۱۹) نتیجه می شود.

براساس مطالعات انجام شده مدل بنورا [11] برای بررسی رفتار غیرخطی ایجاد و رشد گسیختگی در ماده انتخاب می شود [22].

توزیع پتانسیلی که بنورا [11] ارائه کرده است به صورت رابطه (۱۱) است.

$$F_D = \left[\left(\frac{1}{2}\right)\left(\frac{-Y}{S_0}\right)^2\left(\frac{S_0}{1-D}\right)\right]^{\frac{D_{cr}^{s-1/s}}{p^{2+n/n}}} \quad (11)$$

که S_0 ثابت ماده، S توان مخصوص شکست ماده و n توان کار سختی است.

با مشتق گیری از رابطه (۱۱) براساس قانون تغییرات (رابطه ۱۰)، روابط (۱۲ و ۱۳) به دست می آید.

$$\frac{\partial F_D}{\partial Y} = \frac{Y}{S_0} \frac{(D_{cr}-D)^{s-1/s}}{p^{2+n/n}} \frac{1}{1-D} \quad (12)$$

$$\frac{\partial F_D}{\partial Y} = - \left(\frac{\sigma_{eq}^2}{(1-D)^2} \right) \times f\left(\frac{\partial F_D}{\partial Y}\right) \left(\frac{1}{1-D} \right) \frac{D_{cr}-D^{s-1/s}}{p^{2+n/n}} \frac{1}{2ES_0} \quad (13)$$

برای مواد نرم، تنش مؤثر ون میز و ن می تواند به عنوان تابعی از کرنش پلاستیک مجموع با استفاده از قانون رامبرگ - آسگود (رابطه ۱۴) بیان شود [23].

$$\frac{\sigma_{eq}}{1-D} = K p^{1/n} \quad (14)$$

که پارامترهای K و n ثابت ماده هستند. با جای گذاری رابطه (۱۴) در رابطه (۱۳)، رابطه (۱۵) به دست می آید.

$$D = \frac{K^2}{2ES_0} (D_{cr} - D)^{s-1/s} f\left(\frac{\sigma_H}{\sigma_{eq}}\right) \frac{\dot{p}}{p} \quad (15)$$

رابطه (۱۵) را می توان براساس حالت های مشخص بارگذاری و با فرض ثابت ماندن ضریب تنش سه محوری براساس زمان به سادگی انتگرال گرفت. از رابطه (۱۵) بین حالت ابتدایی $D=D_0$ و D_{cr} مقدار

تمام شرایط مرزی و نحوه بارگذاری در هنگام آزمایش تجربی، در نرم افزار آباکوس اعمال می شود، اما این نرم افزار توانایی اعمال متغیر آسیب D و نمایش آن به عنوان پارامتر خروجی را ندارد، بنابراین با کمک سابروتین (USDFLD) شرایط واقعی رفتار ماده و گسیختگی مدل سازی می شود.

سابروتین (USDFLD) برای تعریف متغیرهای میدانی در گره ها به عنوان تابعی از زمان یا هر مشخصه ماده که در پنجره متغیرهای خروجی مشخص است و هم چنین برای معرفی راه حل وابسته به خواص مواد استفاده می شود [24].

آزمایش های تجربی

صحه گذاری نتایج حاصل از شبیه سازی ها و بررسی دقیق تر مدل ها و هم چنین استخراج پارامترهای مورد نیاز ماده، مستلزم انجام آزمایش تجربی است. این آزمایش ها به صورت تست کشش تک محوره انجام شده است. به همین منظور از دستگاه تست کشش یونیورسال هیدرولیک مدل GT-7001-LC استفاده شده است (شکل ۳). این آزمایش در محل آزمایشگاه مواد پژوهشکده حمل و نقل وابسته به پژوهشگاه فضایی ایران انجام شد.



شکل ۳ دستگاه تست کشش یونیورسال هیدرولیک GT-7001-LC

$$D = D_0 + (D_{cr} - D_0) \left(1 - \left[1 - \frac{\ln(P/P_{th})}{\ln(\epsilon_{cr}/\epsilon_{th})} \right]^s \right) \quad (19)$$

با توجه به تست کشش و به دست آوردن σ_u و σ_R مقدار D_{cr} را با استفاده از رابطه (۲۰) به دست می آید.

$$D_{cr} = 1 - \frac{\sigma_R}{\sigma_u} \quad (20)$$

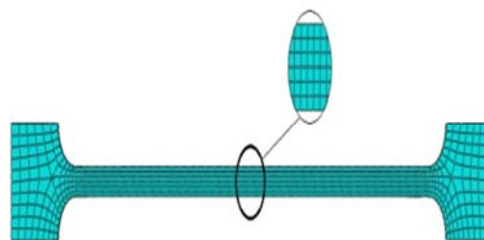
در اکثر مواقع در حالت محوری نسبت $\frac{P_{cr}}{P_{th}}$ با نسبت $\frac{\epsilon_{cr}}{\epsilon_{th}}$ برابر است [12].

شبیه سازی عددی

روش اجزای محدود، روشی عددی برای حل تقریبی معادلات دیفرانسیل جزئی و نیز حل رابطه های انتگرالی است. اساس کار این روش حذف کامل معادلات دیفرانسیل یا ساده سازی آنها به معادلات دیفرانسیل معمولی است، که با روش های عددی مانند اویلر حل می شوند [23].

با توجه به توانمندی نرم افزار آباکوس در تحلیل مسائل غیرخطی در این تحقیق از آن برای مدل سازی و انجام تحلیل استفاده می شود.

نوع المانی که برای شبکه بندی (مش بندی) (شکل ۲) استفاده می شود، المان C3D8 است که یک المان خطی با هشت گره است که توانایی مدل سازی تغییر فرم های زیاد را دارد [24].



شکل ۲ قطعه مش زده شده

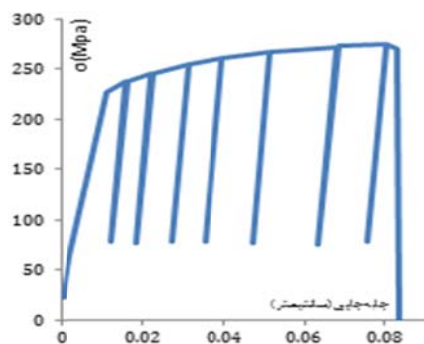
جدول ۲ خواص مکانیکی به دست آمده از آزمایش کشش

پارامتر	مقدار
تنش تسلیم	236MPa
میزان استحکام نهایی	275 MPa
تنش شکست	253 MPa
کرنش شکست	0.11164



شکل ۶ قطعه آزمایش اول بعد از شکست

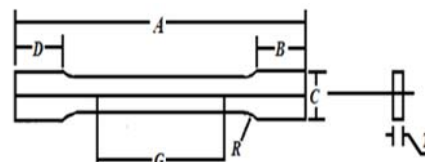
قطعه آزمایش دوم کاملاً مشابه قطعه آزمایش اول است و در این آزمایش مشابه آزمایش اول نمونه استاندارد تحت کشش قرار می‌گیرد، ولی در منطقه پلاستیک، بارگذاری سیکلی بر قطعه وارد می‌شود. به کمک این آزمایش توانمندی مدل در حالت بارگذاری سیکلی بررسی شده است. نتیجه آزمایش در شکل (۷) ارائه شده است.



شکل ۷ تغییرات تنش-جابجایی قطعه آزمایش دوم

برای بررسی توانایی مدل در پیش‌بینی رفتار ماده هنگام اعمال تنش غیر یکنواخت، در آزمایش سوم از قطعه سوراخ‌دار مطابق شکل (۸) و با ابعاد مشابه جدول (۳) استفاده شد. نتیجه آزمایش سوم در شکل (۹) ارائه شده است و هم‌چنین تصویر قطعه آزمایش سوم بعد از شکست در شکل (۱۰) آورده شده است.

در آزمایش اول قطعه‌ای از جنس آلومینیوم ۵۰۸۳ (شکل ۴) که براساس استاندارد (ASTM E08) با ابعاد داده شده در جدول (۱) ساخته شده است تحت آزمایش کشش قرار گرفت.

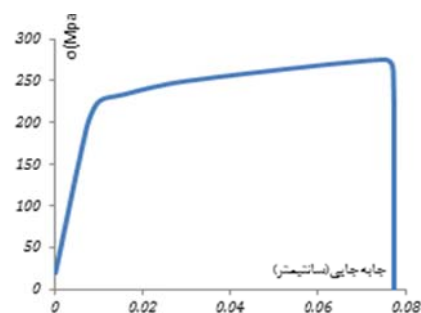


شکل ۴ قطعه آزمایش کشش استاندارد

جدول ۱ ابعاد قطعه آزمایش اول

پارامتر	اندازه (mm)
A	۲۰۳
B	۵۰.۸
C	۱۹.۳
D	۵۰.۸
G	۹۰.۶
R	۷.۲
T	۲

شکل (۵) نمودار حاصل از آزمایش کشش را نشان می‌دهد. در این آزمایش خواص مکانیکی و نمودار تنش-جابجایی مشخص می‌شود و در سایر آزمایش‌ها استفاده می‌شود. مقادیر حاصل از آزمایش کشش به صورت جدول (۲) است و هم‌چنین شکل قطعه آزمایش اول بعد از شکست در شکل (۶) ارائه شده است.



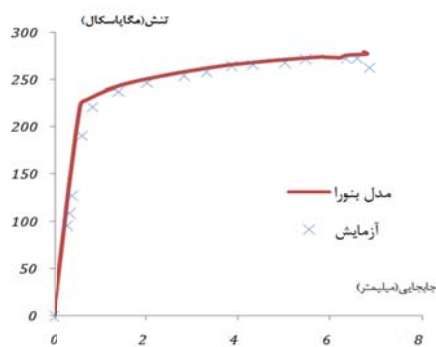
شکل ۵ تغییرات تنش-جابجایی قطعه آزمایش اول

پارامتر s ، پارامترهای مورد نیاز به صورت جدول (۴) در نظر گرفته شد.

جدول ۴ مقادیر در نظر گرفته شده برای شبیه سازی

$\epsilon_{\text{Threshold}}$	$\epsilon_{\text{Rupture}}$	D_{Cr}	α	E (GPa)	ν	s
0.0129	0.11164	0.36	0.75	70	0.3	0.5

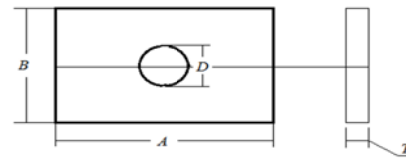
نتایج به دست آمده از آزمایش اول (کشش تک محوره) با نتایج حاصل از تحلیل عددی براساس مدل آسیب بنورا مقایسه شده است (شکل ۱۱ و جدول ۵). همان طور که شکل (۱۱) و جدول (۵) نشان می دهند، مدل غیرخطی بنورا پیش بینی خوبی از رفتار ماده مورد نظر در آزمایش کشش ساده دارد. در این حالت، مدل بنورا در حالت تغییر فرم الاستیک و پلاستیک به خوبی رفتار ماده را مدل می کند و برای پیش بینی لحظه شکست نیز مناسب است.



شکل ۱۱ تغییرات تنش-جابجایی بر مبنای مدل بنورا و نتایج آزمایش اول

جدول ۵ محاسبه درصد خطاهای مدل بنورا

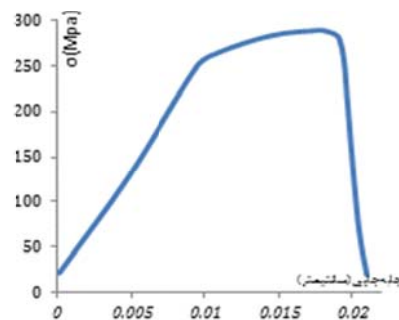
درصد خطا مدل بنورا در مقایسه با تست %	σ_{bonora} (MPa)	σ_{Test} (MPa)	جابجایی (mm)
۰/۷۳	۲۷۵/۲	۲۷۳/۲	۶/۸
۰/۹۰	۲۷۴/۵	۲۷۲/۱	۶/۱
۱	۲۷۲/۴	۲۷۰/۲	۵/۴
۱/۱۵	۲۶۸/۳	۲۶۵/۲	۵
۱/۲۸	۲۶۱/۰۱	۲۵۷/۷	۳/۹



شکل ۸ قطعه سوراخدار

جدول ۳ ابعاد قطعه سوراخدار

پارامتر	اندازه (mm)
A	۲۰۰
B	۲۸
D	۱۰
T	۲



شکل ۹ تغییرات تنش براساس جابجایی آزمایش سوم



شکل ۱۰ قطعه آزمایش سوم بعد از شکست

بررسی نتایج

با توجه به آزمایش های انجام شده، فرآیند آزمایش ها به صورت عددی به وسیله نرم افزار آباکوس و به کمک سابروتین (USDFLD) شبیه سازی می شود و در ادامه نتایج حاصل از شبیه سازی با مقادیر تجربی و نتایج آزمایش ها مقایسه می شوند.

در شبیه سازی ها با توجه به نتایج حاصل از آزمون کشش و مقادیر پیشنهادی توسط مرجع [11] برای

جدول ۸ میانگین درصد خطاهای مدل بنورا و

تغییر یافته بنورا

میانگین درصد خطاهای مدل بنورا	میانگین درصد خطاهای مدل تغییر یافته بنورا
۰/۹۳	۱/۰۲

نتایج نشان می‌دهد (جدول ۸ و ۷) که مدل تغییر یافته بنورا با مقدار پیش فرض $s=0.5$ از دقت خوبی برای پیش‌بینی رفتار قطعه تحت آزمایش کشش برخوردار است. با تغییر مقدار s دقت نتایج به دست آمده اندکی بهبود می‌یابد ولیکن این تغییر چندان قابل توجه نیست.

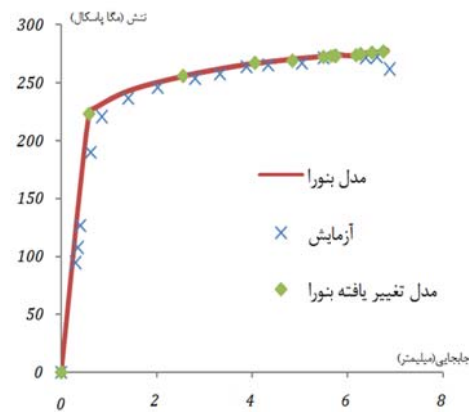
یکی از روش‌های ارزیابی مدل آسیب پیوسته بررسی و ارزیابی آن در پیش‌بینی لحظه شکست در هنگام بارگذاری متناوب و سیکلی است. برای این منظور، نمونه‌ای تحت بارگذاری سیکلی قرار گرفت و هنگام آزمون فرآیند بارگذاری و باربرداری به دفعات تکرار شد تا در نهایت شکست قطعه رخ داد. این فرآیند در محدوده تغییر شکل پلاستیک انجام شد و مقدار نیرو در فرآیند باربرداری به صفر نزدیک شد ولیکن هیچ‌گاه صفر نشد. در تحلیل عددی نیز مشابه این شرایط شبیه‌سازی شد. با استفاده از توانمندی نرم‌افزار آباکوس و استفاده از مراحل بارگذاری (Step) این فرآیند اعمال گردید.

نتایج حاصل در شکل (۱۳) نشان داده شده است. همان‌طور که از این شکل مشخص است، مدل بنورا دارای دقت خوبی نیز برای این قطعه و مدل‌سازی بارگذاری سیکلی برخوردار است. هم‌چنین مدول الاستیک (شیب نمودار تنش-کرنش در محدوده الاستیک هر بار بارگذاری) در هر بار بارگذاری تغییر می‌کند ولیکن مدل بنورا به‌خوبی این تغییر را در نظر می‌گیرد. با مقایسه نتایج آزمایش اول و دوم، در حالت بارگذاری متناوب در محدوده پلاستیک می‌توان گفت:

با توجه به اهمیت پارامتر s (توان مخصوص شکست ماده) در رابطه (۲۲) بنورا، اثر تغییر آن در دقت به دست آمده برای شبیه‌سازی عددی بررسی می‌شود. برای این کار مقدار s به صورت جدول (۶) در نظر گرفته می‌شود و نتایج حاصل در شکل (۱۲) ارائه شده است.

جدول ۶ مقدار s در مدل بنورا

s- Edited Bonora	s -Bonora
۰/۷	۰/۵

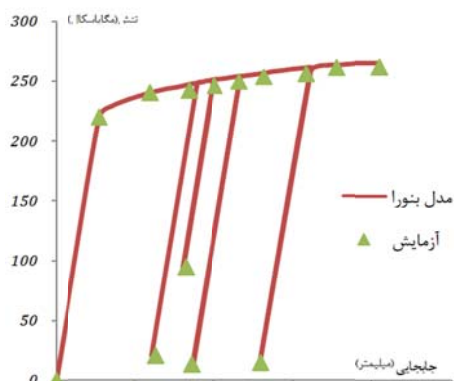


شکل ۱۲ تغییرات نیرو-جابجایی بر مبنای مدل بنورا،

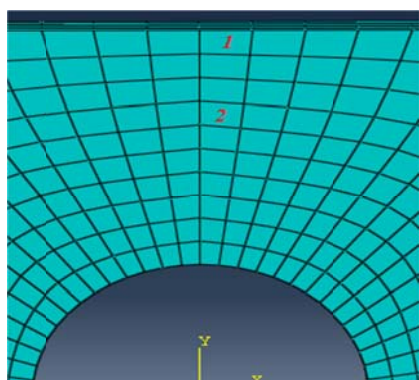
تغییر یافته بنورا و نتایج آزمایش اول

جدول ۷ محاسبه درصد خطاهای مدل بنورا و تغییر یافته بنورا

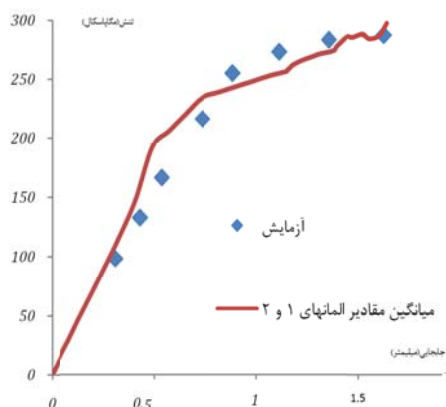
درصد خطای بنورای تغییر یافته در مقایسه با تست	σ_{Bonora} (MPa)	درصد خطای بنورای تغییر یافته در مقایسه با تست	$\sigma_{Edit Bonora}$ (MPa)	σ_{Test} (MPa)
۰/۷۳	۲۷۵/۶	۰/۶۵	۲۷۵/۱	۲۷۳/۲
۰/۹	۲۷۴/۵	۰/۹۵	۲۷۴/۹۹	۲۷۲/۱
۱	۲۷۲/۴	۰/۹۶	۲۷۲	۲۷۲/۲
۱/۱۵	۲۶۸/۳	۱/۰۱	۲۶۷/۷	۲۶۵/۲
۱/۲۸	۲۶۱/۰۱	۱/۱۲۶	۲۶۰/۶	۲۵۷/۷



شکل ۱۳ تغییرات نیرو-جابجایی بر مبنای مدل بنورا و نتایج آزمایش دوم



شکل ۱۴ المان‌های انتخاب شده برای تحلیل قطعه آزمایش سوم



شکل ۱۵ تغییرات تنش-جابجایی قطعه شماره ۳ بر اساس میانگین المان ۱ و ۲

با توجه به این که ماهیت تنش تک‌محوره چندان تغییر نمی‌کند، مدل غیر خطی بنورا برای پیش‌بینی رفتار ماده و لحظه شکست از دقت قابل قبولی برخوردار است. برای بررسی اثر تنش سه‌بعدی و تغییرات هندسی سازه در پیش‌بینی رفتار سازه، از یک قطعه سوراخ‌دار استفاده شد. وجود سوراخ سبب به هم ریختن توزیع تنش می‌شود و در محل آسیب توزیع تنش یکنواخت نیست. در آزمون تجربی فقط خروجی نیروی اعمالی و جابه‌جایی کل ثبت شد. در تحلیل عددی چون توزیع تنش یکنواخت نبود مقدار تنش در نقاط مختلف متناسب با فاصله از لبه سوراخ متغیر بود. بنابراین برای دستیابی به جواب مناسب از روش میانگین‌گیری استفاده شد. برای این امر مقدار تنش در دو نقطه مطابق شکل (۱۴) محاسبه شد و میانگین آنها استفاده شد. این نقاط بر روی محیط بیرونی و در وسط نمونه (فاصله یکسان از لبه سوراخ و لبه قطعه) انتخاب شدند.

با توجه به شکل (۱۵) میانگین مقادیر دو المان برای پیش‌بینی تنش و مقدار آسیب دارای دقت مناسبی است. به‌ویژه در پیش‌بینی لحظه وقوع گسیختگی و شکست این دقت قابل قبول است. دقت مدل در این حالت در مقایسه با حالت تک‌محوره و توزیع تنش یکنواخت کمتر است. یکی از مهم‌ترین دلایل این اختلاف می‌تواند فرض $f(\frac{\sigma_H}{\sigma_{eq}})=1$ باشد که در توسعه روابط متغیر آسیب در نظر گرفته شده است. زیرا در هنگامی که قطعه سوراخ‌دار است این فرض برقرار نیست و لازم است که این رابطه دقیق‌تر محاسبه شود. در تحقیق آتی نویسندگان، این مسأله بررسی خواهد شد. هم‌چنین این اختلاف ممکن است به‌خاطر فرض ایزوتروپیک ماده نیز باشد زیرا در حالت واقعی رفتار ماده به‌طور کامل ایزوتروپیک نیست.

نتیجه گیری و پیشنهاد

در این مقاله رفتار ماده و فرآیند گسیختگی در آلومینیوم ۵۰۸۳ براساس تئوری مکانیک آسیب پیوسته به صورت تجربی و عددی بررسی شد. در مدل سازی عددی از مدل غیر خطی بنورا استفاده شد و آزمایش های تجربی بر روی سه قطعه انجام گردید. مدل بنورا در نرم افزار آباکوس به وسیله سابر و تین (USDFLD) اعمال گردید. نتایج آزمایش های تجربی نشان می دهد با یک آزمایش کشش ساده استاندارد مقادیر لازم برای مدل سازی عددی استخراج می شود و این مدل غیر خطی توانایی خوبی در مدل سازی فرآیند گسیختگی و شکست ماده آلومینیومی دارد. باتوجه به اهمیت مقدار s در رابطه پارامتر آسیب بنورا می توان با تغییر مقدار s ، مدل بنورا را بهبود داد. هم چنین با انجام آزمایش کشش بر روی قطعه سوراخ دار، مشخص شد که این مدل برای حالت های بارگذاری که سبب تولید تنش غیر یکنواخت در ماده می شود نیز قابل استفاده است ولیکن دقت آن کاهش می یابد. پیشنهاد می گردد مطالعه بر روی توسعه دقیق تر مدل و مواد غیرایزوتروپیک، بارگذاری متناوب، بارگذاری در دمای بالا، استفاده از روابط کارسختی مناسب تر برای تکمیل این مدل و ارتقای آن انجام شود. هم چنین سایر مدل های آسیب پیوسته نیز مورد مطالعه قرار گیرند.

فهرست علائم

$\vec{n}$	بردار نرمال
$A_0^{(n)}$	سطح مقطع نامی در المان حجمی مرجع
A_{eff}^n	سطح مؤثر در المان حجمی مرجع
D	متغیر آسیب
σ	تنش
Ψ	انرژی آزاد هلمتز
T	دما
r	متغیر داخلی سختی یکنواخت
x	متغیر داخلی سختی جنبشی
Y	نرخ آزادسازی انرژی کرنش شکست
E	مدول الاستیک
σ_{eq}	تنش معادل ون میز
σ_H	تنش هیدرواستاتیک
$\dot{\epsilon}^p$	نرخ کرنش
$\dot{D}$	نرخ تغییرات آسیب
$\dot{x}_k$	نرخ تغییرات سختی دینامیکی
F	پتانسیل اتلاف
F_D	توزیع پتانسیل آسیب
$\dot{\lambda}$	نرخ کرنش پلاستیک
S	ثابت ماده
S_0	توان مخصوص شکست
n	توان کارسختی
ϵ_{th}	کرنش آستانه
ϵ_{cr}	کرنش بحرانی

مراجع

1. Gross, D. and Seelig, T., "Fracture Mechanic: With an introduction to Micromechanics", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Second edition, (2011).
2. Sun, C. and Jin, Z.-H., "Fracture Mechanics", Elsevier Science Publishing Co Inc, San Diego, United States, (2012).
3. Bui, H.D., "Fracture Mechanics: Inverse Problem and Solutions", Springer Netherlands, (2006).

۴. میرزایی مجید، کریمی رضا، «تعیین سرعت رشد ترک در پره توربین گازی براساس مکانیک شکست»، مجله فنی و مهندسی مدرس، جلد ۶، صص ۵۱-۵۶، (زمستان ۱۳۸۰).
5. Lemaitre, J., "A continuous damage mechanics model for ductile fracture", Journal of Engineering Materials and Technology, Vol. 107, pp. 83-89, (1985).
6. Hoff, N., "The necking and the rupture of rods subjected to constant tensile loads", Journal of Applied Mechanics, Vol. 20, No. 1, pp. 105-108, (1953).
7. Kachanov, L.M., "Rupture time under creep conditions", International Journal of Fracture, No. 8, pp. 26-31, (1958).
8. Rice, J.R. and Tracy, D.M., "On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields", Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 17, No. 3, pp. 201-217, (1969).
9. Wang, J. and Chow C.L., "Subcritical crack growth in ductile fracture with continuum", Engineering Fracture Mechanics, Vol. 33, No. 2, pp. 309-317, (1989).
10. Chandrakanth, S. and Pandey P.C., "An isotropic damage model for ductile", Engineering Fracture Mechanics, Vol. 50, No. 4, pp. 457-465, (1995).
11. Bonora, N., "A nonlinear CDM model for ductile failure", Engineering Fracture Mechanics, Vol. 58, No. 1/2, pp. 11-28, (1997).
12. Garrison, W.M. and Moody N.R., "Ductile fracture", Journal of Physics and Chemistry of Solids, Vol. 48, Issue 11, pp. 1035-1074, (1987).
13. Bonora, N., "On the effect of triaxial state of stress on ductility using nonlinear CDM model", International Journal of Fracture, Vol. 88, pp. 359-371, (1998).
14. Pardoen, T. and Hutchinson J.W., "An extended model for void growth and coalescence", Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol. 48, pp. 2467-2512, (2000).
15. Bruunig, M., "Numerical analysis of anisotropic ductile continuum damage", Comput. Methods Appl. Mech. Eng., Vol. 192, pp. 2949-2976, (2003).
16. Bonora, N. and Milella, P.P., "Constitutive modeling for ductile metals behavior incorporating strain rate, temperature and damage", International Journal of Impact Engineering, Vol. 26, pp. 35-64, (2001).
17. Milella, P.P., "Temperature and strain rate dependence of mechanical behavior of body-centered cubic structure materials", Proc. TMS Fall Meeting '98, Chicago, Illinois, (1998).
18. Benzerga, A. and Besson J., and Pineau, A. "Anisotropic ductile fracture, Part II: theory" Acta Materialia, Vol. 52, pp. 4639-4650, (2004).
19. Mashayekhi, M. and ZiaeiRad, S. "Identification and validation of a ductile damage model for A533 steel", Journal of Materials Processing Technology, Vol. 17, pp. 291-295, (2006).
20. Thakkar, B.K. and Pandey, P., "A high-order isotropic continuum damage", International Journal of Fracture, Vol. 16, pp. 403-426, (2007).
21. Pironi, A., Bonora, N., Steglich, D., Brocks, W. and Hellmann, D., "Simulation of failure under cyclic plastic loading by damage models", International Journal of Plasticity, pp. 2146-2170, (2006).
22. Reddy, J.N., "An Introduction to the Finite Element Method", McGraw Hill Series in Mechanical Engineering, (2006).
23. Sehat, R., "study on aluminum damage using CDM theory", MSc. Thesis, Aerospace Research institute, Tehran, (2013).
24. ABAQUS analysis user manual 6.11.

مقایسه مدل های تک فاز، مخلوط دوفازی و اولری-اولری در شبیه سازی برخورد جت نانوسیالات*

ادریس ترشیزی^(۱)ایمان زحمتکش^(۲)

چکیده این مقاله به بررسی تبادل حرارت در برخورد جت نانوسیالات می پردازد. هدف، مقایسه مدل های تک فاز و دوفازی در تحلیل جریان نانوسیالات و همچنین مطالعه رفتار سیال پایه و نانوذرات به طور مجزا در مدل دوفازی اولری-اولری می باشد. برای این منظور، برخورد جت نانوسیال آب/ Al_2O_3 در حالت های مختلف با مدل های تک فاز، مخلوط دوفازی و دوفازی اولری-اولری شبیه سازی شده و نتایج به دست آمده مورد تجزیه و تحلیل قرار می گیرد. برای حل معادلات حاکم در هر سه مدل از روش حجم محدود استفاده می شود. صحت شبیه سازی های انجام شده با مقایسه نتایج به دست آمده با نتایج موجود به اثبات می رسد. نتایج نشان می دهند که در کلیه رویکردها، افزایش عدد رینولدز و بالا رفتن کسر حجمی نانوذرات، بهبود تبادل حرارت را در پی دارد. در محاسبات انجام شده، مدل های دوفازی انتقال حرارت بیشتری را نسبت به مدل تک فاز پیش بینی می کنند. مقایسه دقیق رویکردهای دوفازی نیز بیانگر انتقال حرارت بیشتر مدل اولری-اولری نسبت به مدل مخلوط می باشد. با این وجود، مشخص می شود که با افزایش عدد رینولدز و کاهش کسر حجمی نانوذرات، نتایج این دو روش به هم نزدیک تر می شوند. در نهایت، مدل اولری-اولری نشان می دهد که توزیع دما در سیال پایه و نانوذرات یکسان است اما توزیع سرعت ها با یکدیگر متفاوت می باشند.

واژه های کلیدی نانوسیال؛ برخورد جت؛ مدل تک فاز؛ مدل مخلوط دوفازی؛ مدل اولری-اولری؛ شبیه سازی عددی.

Comparison between Single-Phase, Two-Phase Mixture and Eulerian-Eulerian Models for the Simulation of Jet Impingement of Nanofluids

E. Torshizi

I. Zahmatkesh

Abstract This paper deals with heat transfer in jet impingement of nanofluids. Attention is focused to compare single-phase and two-phase nanofluid models and to study separate behaviors of the base fluid and the nanoparticles through the Eulerian-Eulerian two-phase model. For this purpose, jet impingement of Al_2O_3 /water nanofluid in different conditions is simulated adopting the single-phase, two-phase mixture and Eulerian-Eulerian models and the corresponding results are discussed. For the solution of the governing equations of the three models, the control-volume approach is used. The accuracy of the current simulations is demonstrated by comparing the obtained results with those of open literature. The results indicate that in all of the approaches, increase in the Reynolds number as well as nanoparticle fraction leads to heat transfer improvement. During the current computations, the two-phase models predict higher heat transfer as compared to the single-phase model. Closer scrutiny of the two-phase approaches indicates that heat transfer of the Eulerian-Eulerian model is higher than the mixture model. However, it is found that with increase in the Reynolds number and decrease in the nanoparticle fraction, results of the two approaches become closer. Finally, the Eulerian-Eulerian model demonstrates that temperature distribution in the base fluid and the nanoparticles are similar but the corresponding velocity distributions are distinct.

Key Words Nanofluid, Jet impingement; Single-phase model; Two-phase mixture model; Eulerian-Eulerian model; Numerical simulation

* تاریخ دریافت مقاله ۹۳/۹/۷ و تاریخ پذیرش آن ۹۴/۳/۲۴ می باشد.

(۱) دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه مکانیک، واحد مشهد، دانشگاه آزاد اسلامی، مشهد، ایران.

(۲) نویسنده مسئول: استادیار، گروه مکانیک، واحد مشهد، دانشگاه آزاد اسلامی، مشهد، ایران. zahmatkesh5310@mshdiau.ac.ir

مقدمه

افزایش تبادل حرارت در صنایع همواره مورد توجه طراحان و مهندسان بوده است. یکی از روش‌های افزایش تبادل حرارت سیالات متداول حرارتی، پخش ذرات فلزی و یا اکسید فلزی با هدایت حرارتی بالا در سیال پایه است. این ایده اولین بار توسط ماکسول [1] مطرح شد. البته ذراتی که ماکسول از آنها استفاده نمود، درشت بودند و مشکلاتی نظیر افت فشار بسیار زیاد، ته‌نشینی ذرات و انسداد و گرفتگی لوله‌ها را در پی داشتند. با پیشرفت در فناوری نانو، چوی [2] استفاده از نانوذرات را برای این منظور پیشنهاد کرد که سیال به‌دست‌آمده را نانوسیال نامید. بهبود انتقال حرارت جابه‌جایی در اثر افزودن نانوذرات سبب شد تا از آن پس، محققان بسیاری به تحلیل استفاده از نانوسیالات در طیف وسیعی از مسائل مهندسی بپردازند. برخی از این مطالعات توسط داس و همکاران [3] گردآوری شده است.

در یک فرآیند انتقال، مقاومت لایه مرزی تأثیر به‌سزایی بر نرخ انتقال به‌همراه دارد به‌گونه‌ای که با کاهش در ضخامت لایه مرزی می‌توان شاهد بهبود قابل‌توجهی در میزان انتقال جرم، حرارت و اندازه حرکت بود. یکی از روش‌های نیل به این هدف، استفاده از جت‌های برخوردی است. در این روش با اعمال اندازه حرکت قابل توجه به سیال خروجی از یک نازل و سپس برخورد آن به سطح موردنظر، مقاومت در مقابل انتقال جرم، حرارت و اندازه حرکت را کاهش می‌دهند. جت‌های برخوردی کاربردهای فراوان و متنوعی در صنعت دارند که از آن جمله می‌توان به سرمایه‌گذاری و خنک‌کاری پره‌های توربین گازی، دیواره محفظه احتراق، قطعات الکترونیکی و رآکتورهای شیمیایی و هسته‌ای، فرایندهای خشک‌کردن در صنایع نساجی، غذایی و تولید کاغذ، تکنولوژی پوشش به روش رسوب بخارات شیمیایی مانند تولید فیلم نازک

الماس صنعتی و هم‌چنین فرایندهای برشی، سایشی و خوردگی مانند تکنولوژی برش با آب اشاره کرد. جت‌ها را می‌توان به دو دسته کلی جت‌های شیاردار و جت‌های دایروی تقسیم‌بندی کرد. مرور پژوهش‌های قبلی نشان می‌دهد که در گذشته جت‌های دایروی بیشتر مورد بررسی قرار گرفته‌اند [4-6]. اخیراً انتقال حرارت و جرم در برخورد جت‌های شیاردار توجه بیشتری را به خود جلب کرده است. این امر را می‌توان به برتری آنها در ایجاد سرمایش، یکنواخت بودن و قابلیت کنترل نسبت داد [7].

برخورد جت به صفحه هدف هم در یک محیط محدود و هم در یک محیط نامحدود می‌تواند صورت گیرد. هنگامی که محیط محدود باشد، فضای کمتری مورد نیاز خواهد بود، اما برخورد جت در محیط‌های نامحدود طراحی و ساخت ساده‌تری دارد.

با وجود تحقیقات وسیعی که در تحلیل جت‌های برخوردی صورت گرفته، برخورد جت نانوسیالات کمتر مورد توجه بوده است. اولین مطالعه در این زمینه به شبیه‌سازی عددی روی و همکاران [8] برمی‌گردد. آنها جریان آرام نانوسیال آب/ Al_2O_3 در یک سیستم سرمایش شعاعی را مورد توجه قرار دادند و مشاهده کردند که با اضافه کردن نانوذرات به میزان ۱۰٪، انتقال حرارت تا ۲۰۰٪ افزایش می‌یابد. البته هم‌زمان، افزایش قابل توجهی در تنش برشی دیواره نیز گزارش شده بود. پالم و همکاران [9] نیز جریان آرام نانوسیال را در مسئله برخورد جت دایروی مورد بررسی عددی قرار دادند با این تفاوت که خواص سیال را تابع دما در نظر گرفتند. نتایج آنها حاکی از افزایش ۲۵ درصدی ضریب جابه‌جایی در هنگام استفاده از نانوذرات Al_2O_3 با کسر حجمی ۴٪ بود. علاوه بر این، پالم و همکاران نشان دادند که استفاده از خواص تابع دما، افزایش در تخمین نرخ انتقال حرارت و کاهش در تخمین مقدار تنش برشی را نسبت به حالتی که خواص ثابت در نظر گرفته شوند، در پی خواهد داشت.

می‌باشند. بدین ترتیب، نانوسیال حاصل به صورت یک سیال همگن در نظر گرفته می‌شود. این رویکرد به دلیل سادگی و حجم کم محاسبات در بسیاری از مطالعات نانوسیالات مورد استفاده بوده است.

رویکردهای دوفازی به کار گرفته شده در این مقاله شامل مدل مخلوط و مدل اولری-اولری می‌باشند. در شبیه سازی مخلوط دوفازی، علاوه بر معادلات پیوستگی، اندازه حرکت و انرژی برای کل مخلوط، معادله حاکم بر کسر حجمی نانوذرات نیز حل می‌شود. این روش اولین بار توسط بهزادمهر و همکاران [17] برای تحلیل جریان متلاطم نانوسیال در یک لوله استفاده شد. مقایسه نتایج به دست آمده با داده های آزمایشگاهی نشان داد که مدل مخلوط دوفازی نسبت به مدل تکفازی دقت بیشتری دارد. مطالعات میرمعصومی و بهزادمهر [18] و حق شناس فرد و همکاران [19] نیز مؤید همین مطلب بوده اند. اخیراً نیز معنوی و همکاران [20] جریان متلاطم نانوسیال در یک مجرای موجدار تحت شار حرارتی ثابت را با دو روش تکفازی و مخلوط دوفازی شبیه سازی کردند. نتایج آنها نشان داد که مدل مخلوط دوفازی انتقال حرارت بیشتری را نسبت به مدل تکفازی پیش بینی می‌کند.

با اعمال مدل اولری-اولری به جریان نانوسیالات، سیال پایه و نانوذرات به عنوان دو فاز مجزا در نظر گرفته شده و معادلات پیوستگی، اندازه حرکت و انرژی برای هر یک از فازها به طور جداگانه به کار می‌رود. البته، عکس العمل های میان فازها نیز محاسبه می‌شود. بدین ترتیب، در این رویکرد، سیال پایه و نانوذرات می‌توانند سرعت و دمای متفاوتی را در میدان جریان دارا باشند. به دلیل پیچیدگی روابط و حجم بالای محاسبات، مدل اولری-اولری در مطالعه جریان نانوسیالات کمتر مورد استفاده بوده است.

کلتنه و همکاران [21] از روش دوفازی اولری-اولری برای تحلیل جریان نانوسیال آب/Cu درون

در پژوهشی دیگر، یانگ و لی نتایج عددی برای جت های محدود با خواص ثابت [10] و تابع دما [11] ارائه کردند. بررسی آنها نشان داد که با زیاد شدن عدد رینولدز و افزایش کسر حجمی نانوذرات، عدد ناسلت افزایش می‌یابد. علاوه بر این مشاهده شد که خواص ترموفیزیکی تابع دما تأثیر قابل توجهی بر نتایج حاصل به دنبال دارند.

همچنین، مانکا و همکاران برخورد جت شیاردار محدود متلاطم [12] و آرام [13] را مورد تجزیه و تحلیل عددی قرار دادند. نتایج آنها حاکی از این امر بود که بالارفتن عدد رینولدز و کسر حجمی نانوذرات، افزایش شدید انتقال حرارت و توان مورد نیاز برای پمپاژ را به همراه دارد. اخیراً نیز برخورد جت نوسانی نانوسیال به وسیله سلیمه فندیچیل و ازتاپ [14] مورد مطالعه عددی قرار گرفته است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که با افزایش فرکانس نوسانات، مقدار عدد ناسلت در نقطه سکون بیشتر می‌شود.

مرور مقالات موجود نشان می‌دهد که مسئله برخورد جت از نظر آزمایشگاهی نیز مورد توجه برخی محققان بوده است. نوین و همکارانش [15] برخورد جت های آرام و متلاطم نانوسیال آب/ Al_2O_3 را به یک صفحه دایروی داغ مورد آزمایش قرار دادند. تحلیل نتایج آنها نشان داد که افزایش انتقال حرارت ناشی از به کارگیری نانوسیالات، علاوه بر کسر حجمی نانوذرات، به فاصله جت تا صفحه هدف نیز وابسته است. در یک مطالعه تجربی دیگر، قراسیم و همکاران [16] مشاهده کردند که در برخورد جت های دایروی نانوسیال، افزایش عدد ناسلت میانگین می‌تواند با بالابردن کسر حجمی نانوذرات و عدد رینولدز و همچنین کاهش فاصله تا صفحه هدف تحقق یابد.

برای تجزیه و تحلیل جریان نانوسیالات، مدل تکفازی و مدل های دوفازی قابل استفاده اند. در رویکرد تکفازی فرض بر این است که سیال پایه و نانوذرات همواره دارای سرعت و دمای یکسانی

ریزمجراها استفاده کردند. نتایج آنها نشان داد که مدل دوفازی اولری-اولری انتقال حرارت بیشتری را نسبت به مدل تک‌فازی پیش‌بینی می‌کند. آنها در مطالعه‌ای دیگر به مقایسه نتایج مدل‌های تک‌فازی و اولری-اولری با نتایج آزمایشگاهی پرداختند [22]. بیشترین انحراف از داده‌های آزمایشگاهی برای مدل اولری-اولری ۷/۴۲٪ و برای مدل تک‌فازی ۱۲/۶۱٪ به‌دست آمد.

اکبری و همکاران [23] نیز به مقایسه نتایج مدل‌های تک‌فازی و دوفازی در تحلیل جریان آرام نانوسیال آب/Al₂O₃ در لوله پرداختند. نتایج این مطالعه نشان می‌دهد که ضریب جابه‌جایی پیش‌بینی شده با مدل اولری-اولری به داده‌های آزمایشگاهی بسیار نزدیک‌تر از مدل تک‌فازی است.

مقاله حاضر به استفاده از مدل‌های تک‌فازی، مخلوط دوفازی و اولری-اولری برای تحلیل برخورد جت نانوسیالات می‌پردازد. هدف، مقایسه و ارزیابی این مدل‌ها و همچنین، مطالعه رفتار سیال پایه و نانوذرات به‌طور مجزا در مدل دوفازی اولری-اولری می‌باشد.

معادلات حاکم

معادلات حاکم بر نانوسیال در مدل‌های تک‌فازی، مخلوط دوفازی و اولری-اولری به‌صورت زیرند:

مدل تک‌فازی. در این رویکرد، معادلات حاکم بر نانوسیال به‌صورت زیرند:

معادله پیوستگی:

$$\nabla \cdot (\rho_{nf} V) = 0 \quad (1)$$

معادله اندازه‌حرکت:

$$\rho_{nf} V \nabla \cdot V = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_{nf} \nabla V) \quad (2)$$

معادله انرژی:

$$\nabla \cdot (\rho_{nf} C_{p_{nf}} VT) = \nabla \cdot (k_{nf} \nabla T) \quad (3)$$

در این روابط، V سرعت، P فشار و T دمای نانوسیال می‌باشد.

در اینجا، خواص مؤثر نانوسیال از اهمیت زیادی برخوردار بوده که به‌صورت زیر تعیین می‌شوند. چگالی مؤثر:

$$\rho_{nf} = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad (4)$$

گرمای ویژه مؤثر:

$$(\rho C_p)_{nf} = (1 - \phi)(\rho C_p)_f + \phi(\rho C_p)_p \quad (5)$$

برای محاسبه لزجت مؤثر نانوسیالات روابط نسبتاً پیچیده‌ای ارائه شده است. البته برای لزجت مؤثر نانوسیال آب/Al₂O₃ می‌توان از رابطه ساده زیر استفاده کرد [24]:

$$\mu_{nf} = \mu_f(123\phi^2 + 7.3\phi + 1) \quad (6)$$

ضریب هدایت حرارتی مؤثر نانوسیالات با ذرات کروی شکل نیز به‌صورت زیر می‌تواند تعیین شود [25]:

$$k_{nf} = \frac{k_p + 2k_f - 2\phi(k_f - k_p)}{k_p + 2k_f + \phi(k_f - k_p)} k_f \quad (7)$$

در روابط بالا، ϕ کسر حجمی نانوذرات و زیرنویس‌های f و p به ترتیب بیانگر خواص برای سیال پایه و نانوذرات می‌باشند.

مدل مخلوط دوفازی. معادلات حاکم در مدل مخلوط دوفازی چنین است:

معادله پیوستگی:

$$\nabla \cdot (\rho_m V_m) = 0 \quad (8)$$

معادله اندازه‌حرکت:

محاسبه‌اند:

$$a = g - (V_m \cdot \nabla) V_m \quad (16)$$

$$f_{\text{drag}} = \begin{cases} 1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}, & \text{Re}_p \leq 1000 \\ 0.0183 \text{Re}_p, & \text{Re}_p > 1000 \end{cases} \quad (17)$$

در روابط بالا، ρ_m ، μ_m و k_m خواص مؤثر نانوسیال هستند و Re_p عدد رینولدز محلی نانوذر است. $\text{Re}_p = \rho_m |V_m| d_p / \mu_m$ می‌باشد.

مدل دوفازی اولری-اولری. در مدل دوفازی اولری-اولری معادلات حاکم به صورت زیرند: معادلات پیوستگی:

$$\nabla \cdot (\rho_f \phi_f V_f) = 0 \quad (18)$$

$$\nabla \cdot (\rho_p \phi_p V_p) = 0 \quad (19)$$

معادلات اندازه حرکت:

$$\nabla \cdot (\rho_f \phi_f V_f V_f) = -\phi_f \nabla P + \nabla \cdot [\phi_f \mu_f (\nabla V_f + \nabla V_f^T)] + F_d + F_{vm} \quad (20)$$

$$\nabla \cdot (\rho_p \phi_p V_p V_p) = -\phi_p \nabla P + \nabla \cdot [\phi_p \mu_p (\nabla V_p + \nabla V_p^T)] - F_d - F_{vm} + F_{col} \quad (21)$$

در این روابط، F_d ، F_{vm} و F_{col} به ترتیب نیروی پسا، نیروی جرم مجازی و نیروی متقابل ذرات می‌باشند. در این جا از نیروی برای وارد بر نانوذر می‌توان صرف نظر کرد.

نیروی پسا نیز از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$F_d = -\gamma(V_f - V_p) \quad (22)$$

که در آن ضریب اصطکاک (γ) به صورت زیر قابل محاسبه است [27]:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho_m V_m V_m) = & -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_m \nabla V_m) \\ & + \rho_m g \\ & + \nabla \cdot \left(\sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k V_{dr,k} V_{dr,k} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

معادله انرژی:

$$\nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\rho_k c_{p,k} \phi_k V_k T) = \nabla \cdot (k_m \nabla T) \quad (10)$$

معادله کسر حجمی نانوذر:

$$\nabla \cdot (\phi_p \rho_p V_m) = -\nabla \cdot (\phi_p \rho_p V_{dr,p}) \quad (11)$$

که V_m سرعت متوسط جرمی می‌باشد:

$$V_m = \frac{\sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k V_k}{\rho_m} \quad (12)$$

در رابطه (۹) جمله آخر سمت راست معرف تنش ناشی از لغزش بین فازها می‌باشد که در آن $V_{dr,k}$ سرعت رانش است و برای فاز ثانویه k (نانوذرات) به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$V_{dr,k} = V_k - V_m \quad (13)$$

که با سرعت لغزش ($V_{pf} = V_p - V_f$) مرتبط است:

$$V_{dr,p} = V_{pf} - \frac{\sum_{k=1}^n \phi_k \rho_k V_{fk}}{\rho_m} \quad (14)$$

در این جا، سرعت لغزش را می‌توان به صورت زیر نوشت [26]:

$$V_{pf} = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu_f f_{\text{drag}}} \frac{(\rho_p - \rho_m)}{\rho_p} a \quad (15)$$

که در آن، شتاب و تابع پسا از روابط زیر قابل

$$\gamma = \frac{3}{4} C_d \frac{\phi_f(1-\phi_f)}{d_p} \rho_f |V_f - V_p| \phi_f^{-2.65} \quad (23)$$

در این جا C_d ضریب پسا است که مقدار آن به عدد رینولدز ذرات ($Re_p = \phi_f \rho_f |V_f - V_p| d_p / \mu_f$) بستگی دارد:

$$C_d = \begin{cases} \frac{24 + 3.6 Re_p^{0.687}}{Re_p} & , Re_p < 1000 \\ 0.44 & , Re_p \geq 1000 \end{cases} \quad (24)$$

نیروی جرم مجازی و نیروی متقابل ذرات نیز از روابط زیر به دست می‌آیند [28, 29]:

$$F_{vm} = 0.5 \phi_p \rho_f \frac{D}{Dt} (V_f - V_p) \quad (25)$$

$$F_{col} = G \phi_f \nabla \phi_f \quad (26)$$

در این جا G ضریب اثر متقابل ذرات است که به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$G = 1.0 \exp[-600(\phi_f - 0.376)] \quad (27)$$

معادلات انرژی:

$$\nabla \cdot (\rho_f \phi_f C_{pf} T_f V_f) = \nabla \cdot (\phi_f k_{eff,f} \nabla T_f) - h_v (T_f - T_p) \quad (28)$$

$$\nabla \cdot (\rho_p \phi_p C_{pp} T_p V_p) = \nabla \cdot (\phi_p k_{eff,p} \nabla T_p) + h_v (T_f - T_p) \quad (29)$$

برای ذرات کروی شکل با قطر یکسان، h_v برابر است با:

$$h_v = \frac{6 \phi_p h_p}{d_p} \quad (30)$$

که در آن h_p ضریب تبادل حرارت سیال-ذره است و از رابطه تجربی زیر به دست می‌آید [30]:

$$Nu_p = \frac{h_p d_p}{k_f} = 2 + 1.1 Re_p^{0.6} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (31)$$

در معادلات انرژی، ضرایب هدایت حرارتی مؤثر سیال پایه و نانوذرات به صورت زیر محاسبه می‌شوند [31]:

$$k_{eff,f} = \frac{k_{b,f}}{\phi_f} \quad (32)$$

$$k_{eff,p} = \frac{k_{b,p}}{\phi_p} \quad (33)$$

که در آن،

$$k_{b,f} = (1 - \phi_p^{0.5}) k_f \quad (34)$$

$$k_{b,p} = \phi_p^{0.5} [\omega A + (1 - \omega) \Gamma] k_f \quad (35)$$

در این جا،

$$A = \frac{k_p}{k_f} \quad (36)$$

$$\omega = 7.26 \times 10^{-3} \quad (37)$$

$$B = 1.25 \left[\frac{(1 - \phi_f)}{\phi_f} \right]^{\frac{10}{9}} \quad (38)$$

$$\Gamma = \left[\frac{B(A-1) \ln\left(\frac{A}{B}\right)}{A \left(1 - \frac{B}{A}\right)^2} - \frac{(B-1)}{\left(1 - \frac{B}{A}\right)} - \frac{B+1}{2} \right] \times 2 \left(1 - \frac{B}{A}\right)^{-1} \quad (39)$$

حل عددی

شرایط مرزی و روش حل. طرح شماتیک مسأله در شکل (۱) آمده است. همان گونه که مشاهده می‌شود، هندسه مورد نظر جتی محدود، شیاردار و دوبعدی می‌باشد. پهنای جت با W ، طول صفحه هدف با L و فاصله جت تا سطح هدف با H نشان داده شده‌اند. در این مقاله، مقادیر عددی W ، L و H به ترتیب برابر $6/2$ میلی‌متر، 620 میلی‌متر و $24/8$ میلی‌متر در نظر گرفته می‌شوند. کلیه محاسبات این مقاله برای نانوسیال

اولری که زمان زیادی را می‌طلبد، بسیار کارآمد می‌باشد.

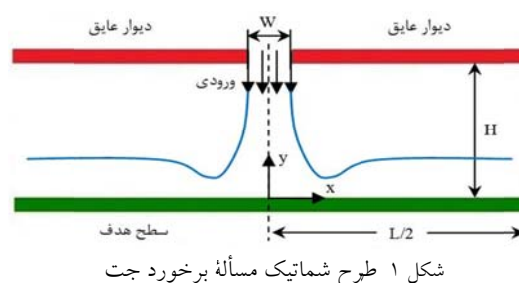
به منظور حل عددی معادلات حاکم در هر سه مدل، روش حجم محدود [32] مورد استفاده قرار می‌گیرد. هم‌چنین، برای معادلات اندازه حرکت و انرژی، شیوه توانی و برای معادله کسر حجمی نانوذرات در مدل مخلوط دوفازی، شیوه کوئیک (QUICK) به کار می‌رود. مدل‌های تک‌فازی و مخلوط دوفازی با استفاده از الگوریتم سیمپل حل می‌شوند، اما الگوریتم پی‌سی سیمپل [33] برای مدل اولری-اولری به خدمت گرفته می‌شود. این الگوریتم روندی بسط داده شده از الگوریتم سیمپل برای جریان‌های دوفازی می‌باشد. در این روش، سرعت هر یک از فازها به‌طور جداگانه به دست می‌آید و سپس تصحیح فشار بر پایه بقای جرم کلی اعمال می‌شود. با توجه به پیچیدگی‌های موجود در شبیه‌سازی با مدل‌های دوفازی، در این پژوهش از نرم‌افزار انسیس فلوئنت کمک گرفته شده است. ذکر این مطلب ضروریست که برای اعمال نیروهای میان‌فازی زیرروال‌هایی به نرم‌افزار اضافه شده است. مراحل حل عددی به شرح زیر است:

در آغاز هر تکرار، با استفاده از قابلیت‌های موجود در نرم‌افزار یا زیرروال‌های افزوده شده به آن، خواص مؤثر، نیروهای میان‌فازی و ضریب انتقال حرارت سیال-ذره به روزرسانی می‌شوند. سپس به ترتیب معادلات اندازه حرکت و تصحیح فشار حل می‌شوند و براساس آن، مقادیر سرعت و فشار اصلاح می‌شوند. در ادامه، معادله کسر حجمی (فقط در مدل مخلوط دوفازی) و معادله انرژی حل می‌شوند. روند ذکر شده تا ارضای شرط همگرایی ادامه می‌یابد. پس از همگرا شدن نتایج محاسبات، مقادیر اعداد ناسلت موضعی و میانگین به ترتیب از روابط زیر به دست می‌آیند:

$$Nu_x = \frac{h_x W}{k_f} \quad (40)$$

$$Nu_{ave} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_x dx \quad (41)$$

آب/ Al_2O_3 صورت گرفته و قطر نانوذرات ۳۰ نانومتر فرض شده است. در جدول (۱) مقادیر مربوط به چگالی، گرمای ویژه، لزجت و ضریب هدایت حرارتی برای سیال پایه و نانوذرات Al_2O_3 در دمای ۲۹۳ کلین آمده است. محاسبات با هر سه مدل تک‌فازی، مخلوط دوفازی و دوفازی اولری-اولری، به ازای مقادیر مختلف از کسر حجمی نانوذرات (۰ تا ۵ درصد) و سرعت جت (اعداد رینولدز ۱۰۰، ۳۰۰ و ۵۰۰ که در آن $Re = \rho V W / \mu$) تکرار می‌شوند.



جدول ۱ خواص آب خالص و نانوذرات Al_2O_3

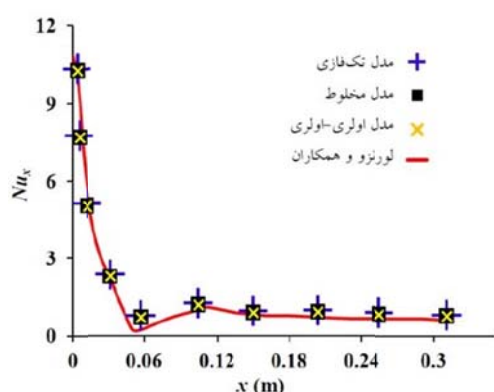
در دمای ۲۹۳ کلین [13]

ماده	$\rho (kg/m^3)$	$C_p (J/Kg K)$	$\mu (kg/m s)$	$k (W/m K)$
Al_2O_3	۳۸۸۰	۷۷۳	//	۳۶
آب	۹۹۸	۴۱۸۲	$998/2 \times 10^{-6}$	۰/۵۹۷

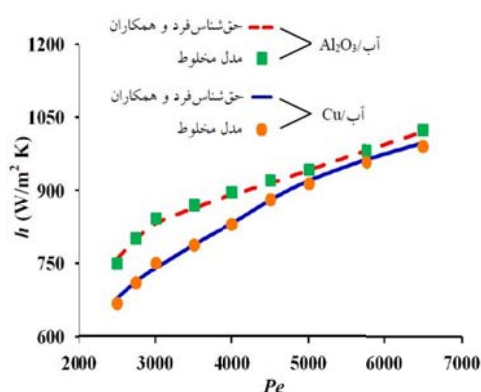
در مقطع ورودی جت، تعادل محلی ترمودینامیکی بین نانوذرات و سیال پایه در نظر گرفته شده و پروفیل‌های یکنواختی برای سرعت و دما اعمال شود. دمای جت ورودی نیز همواره ۲۹۳ کلین در نظر گرفته می‌شود. فرض بر این است که دمای صفحه هدف در سرتاسر طول آن ثابت و برابر ۳۱۳ کلین باشد. هم‌چنین، فرض آدیاباتیک برای دیوار بالایی به کار می‌رود. شرایط مرزی مسئله با انتخاب فشار نسبی صفر در مقطع خروجی تکمیل می‌شوند.

با توجه به تقارن هندسه مسئله نسبت به محور y -ها، به حل میدان جریان در نیمه سمت راست اکتفا می‌شود. این شیوه، به‌ویژه برای حل معادلات اولری-

نانوسیالات به کار نرفته‌اند، اعتبار آنها در جریان‌هایی دیگر مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرد. در این راستا، ابتدا جریان آرام سه‌بعدی نانو سیالات آب/ Al_2O_3 و آب/ Cu در لوله‌ای به قطر ۶ میلی‌متر با استفاده از مدل مخلوط دوفازی شبیه‌سازی می‌شود و نتایج برحسب ضریب جابه‌جایی میانگین در شکل (۳) با نتایج پژوهش حق‌شناس‌فرد و همکاران [19] مقایسه می‌شود. در این‌جا، دمای نانو سیال ورودی ۳۰۰ کلوین و دمای دیواره لوله ۳۷۸ کلوین در نظر گرفته شده است. شکل (۳) نشان می‌دهد که در هر دو نانو سیال مورد بحث، نتایج در گستره وسیعی از عدد پکلت با یکدیگر همخوانی دارند.



شکل ۲ مقایسه نتایج حل عددی حاضر با نتایج مطالعه لورنزو و همکاران [13]



شکل ۳ مقایسه نتایج مدل مخلوط دوفازی با نتایج پژوهش حق‌شناس‌فرد و همکاران [19] برحسب ضریب جابه‌جایی میانگین

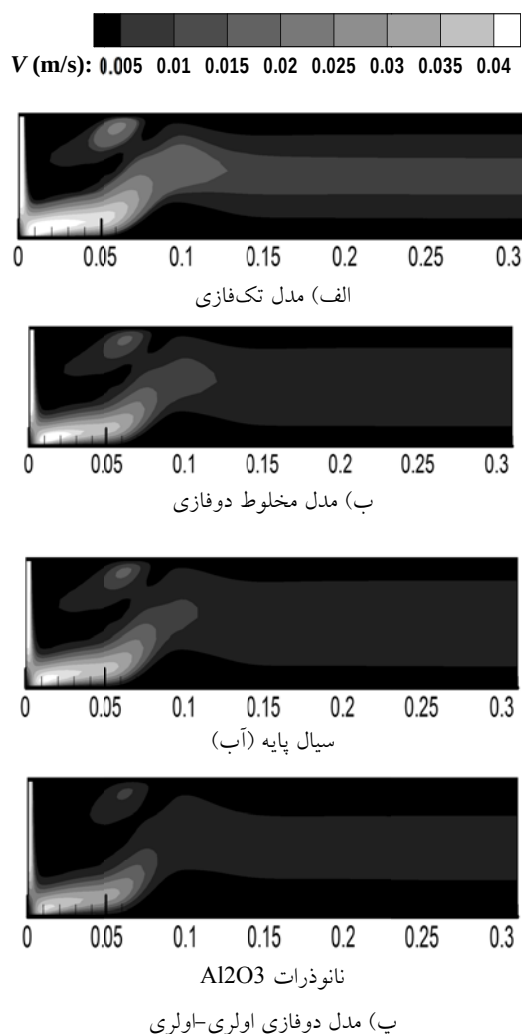
بررسی استقلال از شبکه. در هر سه روش شبیه‌سازی و برای تمامی حالت‌های بررسی شده، شبکه‌ای با سازمان و غیریکنواخت استفاده می‌شود که در نواحی نزدیک به دیوارها و جت ورودی تمرکز بیشتری دارد. با هدف اطمینان به استقلال نتایج عددی از شبکه مورد استفاده، محاسبات با روش دوفازی اولری-اولری در عدد رینولدز ۳۰۰ برای نانو سیال آب/ Al_2O_3 با کسر حجمی ۳٪ انجام شده و نتایج آن بر حسب عدد ناسلت میانگین در جدول (۲) آورده شده است. پیداست که تغییرات عدد ناسلت میانگین در دو ردیف آخر به کمتر از ۰/۰۹۱٪ می‌رسد. از این‌رو، استفاده از یک شبکه 25×100 برای محاسبات مدل اولری-اولری مناسب به نظر می‌رسد. بررسی‌های انجام شده حاکی از مناسب بودن این شبکه برای مدل‌های تک‌فازی و مخلوط دوفازی نیز می‌باشد. بدین ترتیب، در کلیه محاسبات این مقاله به یک شبکه 25×100 بسنده می‌شود.

جدول ۲ بررسی استقلال از شبکه در عدد رینولدز ۳۰۰ برای نانو سیال آب/ Al_2O_3 با کسر حجمی ۳٪

تعداد نقاط شبکه در جهت X	تعداد نقاط شبکه در جهت Y	در صفحه هدف	عدد ناسلت میانگین
۶۰	۱۵	۵/۵۴۷	
۸۰	۲۰	۵/۵۳۱	
۱۱۰	۲۵	۵/۵۲۰	
۱۸۰	۴۰	۵/۵۱۵	

اعتبارسنجی حل عددی. اعتبار حل عددی حاضر ابتدا با مقایسه نتایج مدل‌های به کار رفته با نتایج مطالعه لورنزو و همکاران [13] به اثبات می‌رسد. این امر در شکل (۲) صورت گرفته که تغییرات عدد ناسلت موضعی را در طول صفحه هدف برای برخورد جت آب در عدد رینولدز ۱۰۰ آورده است.

نظر به این که مدل‌های مخلوط دوفازی و اولری-اولری تاکنون برای توصیف برخورد جت



شکل ۴ توزیع سرعت در عدد رینولدز ۳۰۰ و کسر حجمی ۱٪

شکل‌های (۵ و ۴) توزیع سرعت و شکل‌های (۷ و ۶) توزیع دما را در کسر حجمی‌های ۱٪ و ۵٪ و عدد رینولدز ۳۰۰ نشان می‌دهند. در این‌جا هر شکل شامل نتایج مدل‌های تکفازی، مخلوط دوفازی و دوفازی اولری-اولری است که به ترتیب در قسمت‌های الف، ب و پ ارائه شده‌اند. البته در روش دوفازی اولری-اولری برای سیال پایه (آب) و نانوذرات Al_2O_3 کانتورهای جداگانه‌ای آورده شده است که از وجود معادلات مجزا برای هر یک از فازها نشأت می‌گیرد. لازم به ذکر است که به‌منظور نمایش بهتر، در شکل‌های (۷-۴) راستای عمودی دو برابر رسم شده است.

به‌منظور صحت‌گذاری بیشتر بر مطالعه عددی حاضر، جریان نانوسیال آب/Cu در یک ریزمجرای به طول ۲ سانتی‌متر و پهنای ۲۰۰ میکرومتر با استفاده از روش اولری-اولری شبیه‌سازی می‌شود. دمای سیال ورودی و دمای دیواره به ترتیب ۲۹۳ و ۳۰۳ کلوین و عدد رینولدز جریان ۳۰۰ در نظر گرفته شده است. صحت این شبیه‌سازی با مقایسه نتایج به‌دست آمده با نتایج مطالعه کلت و همکاران [21] در جدول (۳) به اثبات می‌رسد. همان‌گونه که مشاهده می‌شود بیشترین خطا در تخمین عدد ناسلت میانگین در حدود ۲٪ می‌باشد.

جدول ۳ مقایسه نتایج مدل اولری-اولری با نتایج مطالعه کلت و همکاران [21] برحسب عدد ناسلت میانگین

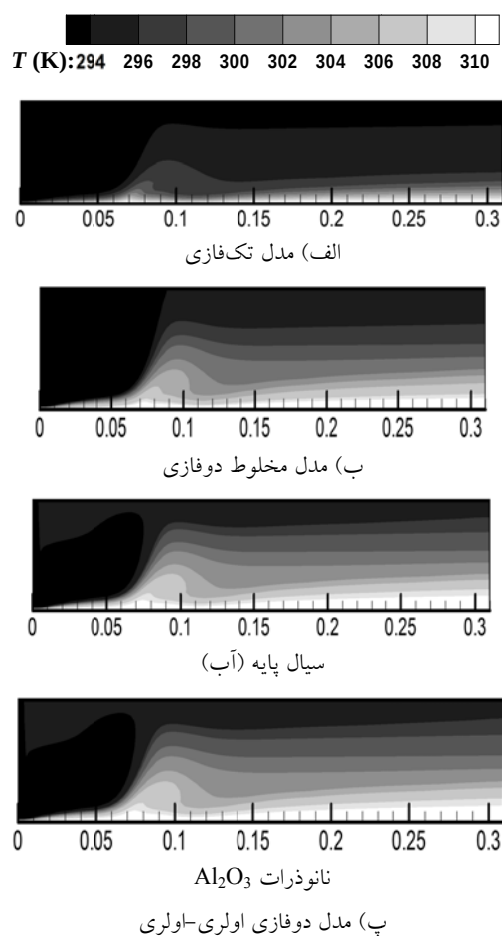
غلظت نانوذرات	مدل اولری-اولری	کلت و همکاران [21]	درصد خطا
۱٪	۱۲/۱۱۳	۱۲/۳۴۳	-۱/۸۶
۲٪	۱۳/۸۳۷	۱۴/۰۶۸	-۱/۷۱
۳٪	۱۵/۲۰۶	۱۵/۵۰۷	-۱/۹۴
۴٪	۱۶/۴۶۹	۱۶/۸۱۸	-۲/۰۷
۵٪	۱۷/۹۰۴	۱۸/۰۵۱	-۰/۸۱

نتایج شبیه‌سازی

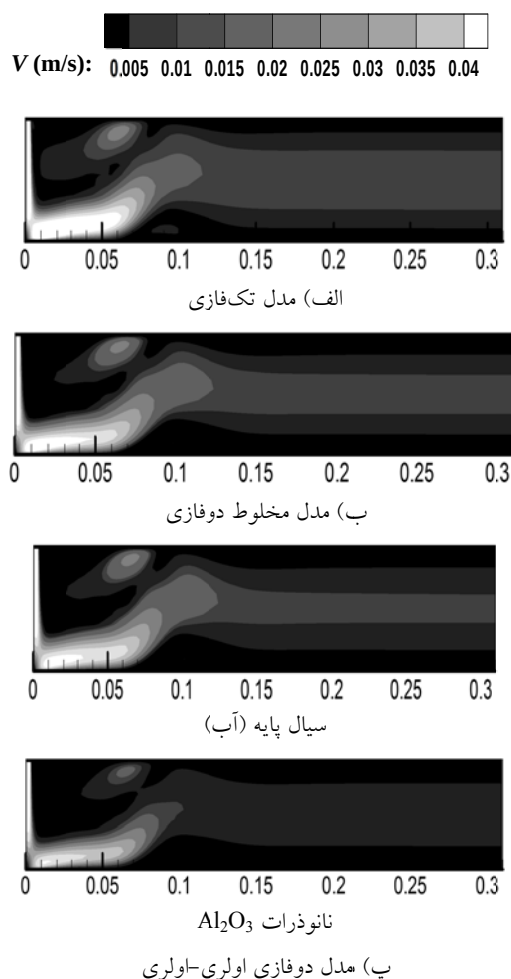
در این بخش نتایج حاصل از شبیه‌سازی عددی برخورد جت نانوسیال آب/ Al_2O_3 به صفحه تخت نشان داده شده در شکل (۱) ارائه می‌شوند. این نتایج شامل توزیع سرعت و دما و همچنین مقادیر عدد ناسلت میانگین است که با استفاده از مدل‌های تکفازی، مخلوط دوفازی و دوفازی اولری-اولری و به‌ازای مقادیر مختلف عدد رینولدز و کسر حجمی نانوذرات به‌دست آمده‌اند.

این دو فاز پی برد. در حقیقت، با وجودی که فرض برقراری تعادل محلی ترمودینامیکی در جت ورودی اعمال شده است اما پیداست که در داخل میدان جریان این فرض برقرار نماند و سیال پایه با سرعت بیشتری نسبت به نانوذرات جریان می‌یابد.

مقایسه شکل‌های (۵ و ۶) نشان می‌دهد که هر سه مدل به کار رفته، افزایش سرعت در میدان جریان را در اثر افزایش کسر حجمی نانوذرات پیش‌بینی می‌کنند که ناشی از تغییر در خواص ترموفیزیکی نانوسیال در یک عدد رینولدز ثابت می‌باشد. در حقیقت، با افزایش کسر حجمی نانوذرات، برای رسیدن به یک عدد رینولدز یکسان به سرعت بیشتری نیاز خواهد بود.



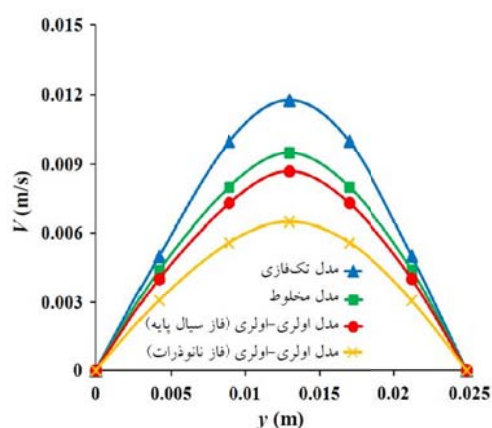
شکل ۶ توزیع دما در عدد رینولدز ۳۰۰ و کسر حجمی ۱٪



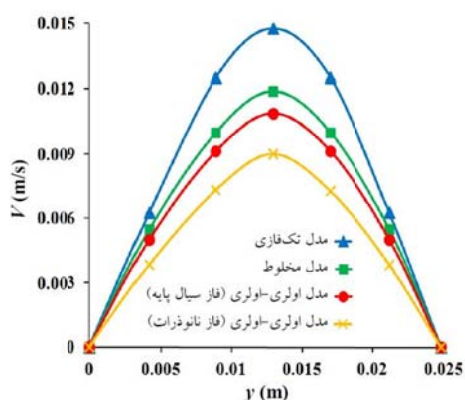
شکل ۵ توزیع سرعت در عدد رینولدز ۳۰۰ و کسر حجمی ۵٪

بررسی شکل‌های (۵ و ۶) نشان می‌دهد که در هر دو کسر حجمی مطالعه شده، بیشینه سرعت در ورودی جت و نزدیک به نقطه سکون ایجاد می‌شود. کنکاش در نتایج مدل‌های به کار رفته مشخص می‌کند که در تمامی نقاط میدان جریان، سرعت نانوسیال با مدل تک‌فازی نسبت به مدل‌های دوفازی بیشتر پیش‌بینی می‌شود. مقایسه نتایج مدل‌های دوفازی نیز بیانگر سرعت بیشتر نانوسیال در مدل مخلوط نسبت به مدل اولری-اولری می‌باشد. در قسمت پ در هر دو شکل، که نتایج مدل اولری-اولری برحسب توزیع سرعت سیال پایه و نانوذرات به طور مجزا آورده شده است، می‌توان به ظهور عدم تعادل محلی ترمودینامیکی بین

نانوذرات پیش‌بینی می‌کند. همچنین، مقایسه این دو شکل نشان می‌دهد که در هر سه مدل به‌کار رفته، بالارفتن کسر حجمی نانوذرات، افزایش دمای نانوسیال ورودی را سریع‌تر می‌کند.



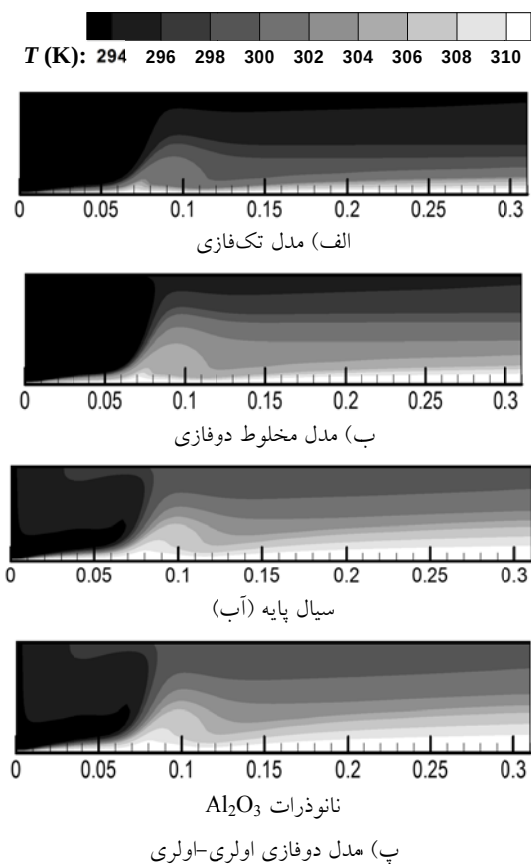
الف) کسر حجمی ۱٪



ب) کسر حجمی ۵٪

شکل ۸ تغییرات سرعت برحسب فاصله از صفحه هدف در مقطع $x=0.15\text{m}$

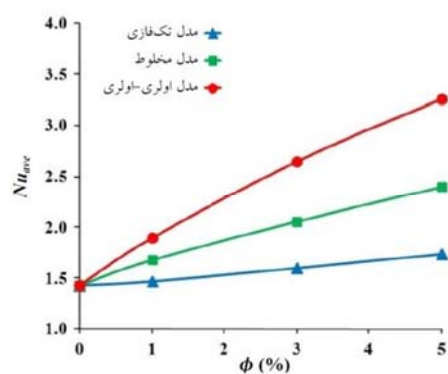
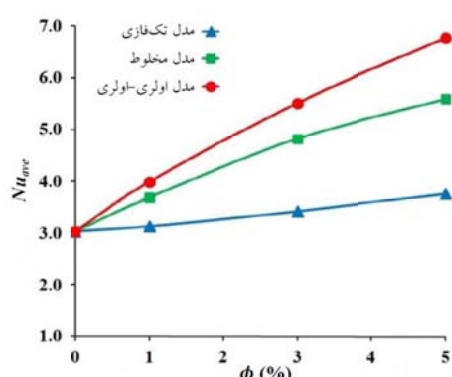
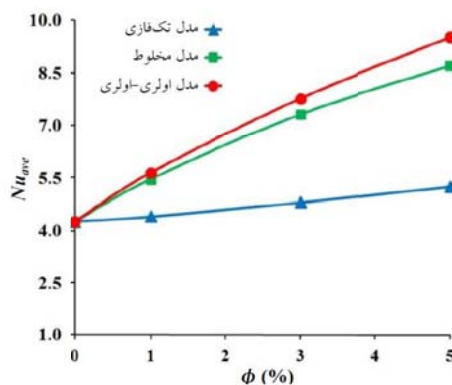
کانتورهای ارائه شده در شکل‌های (۷-۸) امکان مقایسه‌ای کیفی را در تغییرات سرعت و دما فراهم آورد. به‌منظور ارزیابی دقیق‌تر و مقایسه کمی متغیرهای موجود، در هر کانتور، مقطعی عمودی در $x=0.15\text{m}$ انتخاب شده است و تغییرات سرعت و دما برحسب فاصله از صفحه هدف (y) به‌ترتیب در شکل‌های (۹ و ۸) آورده شده‌اند. در هر شکل، نتایج مربوط به



شکل ۹ توزیع دما در عدد رینولدز ۳۰۰ و کسر حجمی ۵٪

مشاهده توزیع دما در شکل‌های (۷ و ۸) نشان می‌دهد که بیشترین گرادیان‌های دما در نزدیکی نقطه سکون رخ می‌دهد که افزایش تبادل حرارت در آن نواحی را به دنبال دارد. هر دو شکل نشان می‌دهند که مدل‌های دوفازی افزایش دمای سریع‌تری را در نانوسیال ورودی پیش‌بینی می‌کنند که البته این روند در مدل اولری-اولری نسبت به مدل مخلوط محسوس‌تر می‌باشد. این امر را می‌توان به محاسبه بیشتر تبادل حرارت در مدل‌های مذکور نسبت داد که با نتایج معنوی و همکاران [20] و کلتی و همکاران [21] همخوانی دارد.

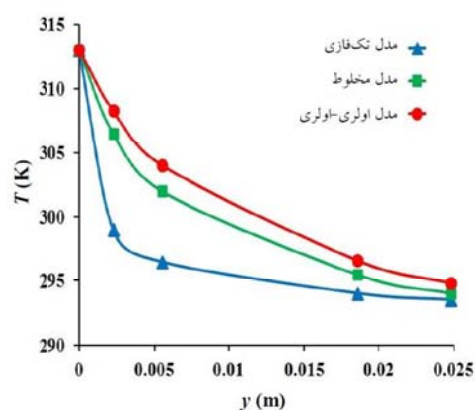
در شکل‌های (۷ و ۸) پیداست که در هر دو حالت (کسر حجمی‌های ۱٪ و ۵٪) مدل دوفازی اولری-اولری توزیع دمای یکسانی را برای سیال پایه و

الف) $Re=100$ ب) $Re=300$ پ) $Re=500$

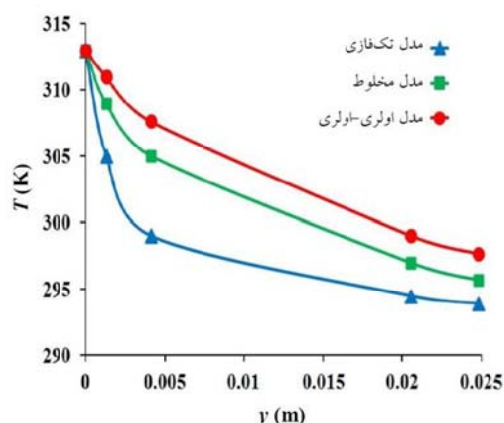
شکل ۱۰ مقایسه نتایج مدل‌های به کار رفته برحسب عدد ناسلت میانگین در شرایط مختلف

شکل (۱۰) تغییرات عدد ناسلت میانگین در صفحه هدف را برحسب کسر حجمی نانوذرات نشان می‌دهد که با استفاده از مدل‌های تک‌فازی، مخلوط

کسر حجمی‌های ۰.۱٪ و ۰.۵٪ و در هر کسر حجمی، منحنی‌های متناظر با مدل‌های مختلف مشاهده می‌شود. بدیهی است که با توجه به یکسان بودن دمای نانوذرات و سیال پایه در مدل اولری-اولری، در این روش به ارائه یک منحنی دما بسنده شده است. در این‌جا نیز پیداست که در میان مدل‌های به کار رفته، بیشترین سرعت با مدل تک‌فازی و کمترین سرعت با مدل اولری-اولری پیش‌بینی می‌شود. علاوه بر این می‌توان مشاهده کرد که افزایش دما در نانو سیال ورودی در مدل اولری-اولری سریع‌تر از سایر مدل‌ها می‌باشد و در مدل تک‌فازی از بقیه کندتر است.



الف) کسر حجمی ۰.۱٪



ب) کسر حجمی ۰.۵٪

شکل ۹ تغییرات دما برحسب فاصله از صفحه هدف در مقطع $x=0.15m$

جرم مجازی و نیروی متقابل ذرات تأثیر قابل توجهی بر نتایج به دنبال نداشته است به گونه‌ای که می‌توان از حضور آنها در مسئله حاضر چشم‌پوشی کرد. با این وجود پیداست که حضور نیروی پسا می‌تواند مقدار عدد ناسلت میانگین را تا ۶٪ کاهش دهد. علاوه بر این می‌توان مشاهده کرد که اثر نیروی پسا با کاهش در عدد رینولدز و افزایش در کسر حجمی نانوذرات بیشتر می‌شود.

جدول ۴ تأثیر نیروهای میان‌فازی بر روی عدد ناسلت میانگین در

عدد رینولدز ۱۰۰

غلظت نانوذرات	اعمال کلیه نیروها	بدون نیروی پسا	بدون نیروی جرم مجازی	بدون نیروی متقابل ذرات
۱٪	۱/۸۹۲	۱/۹۴۵	۱/۸۹۲	۱/۸۹۲
۳٪	۲/۶۵۰	۲/۷۷۴	۲/۶۵۰	۲/۶۴۹
۵٪	۳/۲۶۵	۳/۴۴۶	۳/۲۶۵	۳/۲۶۳

جدول ۵ تأثیر نیروهای میان‌فازی بر روی عدد ناسلت میانگین در

عدد رینولدز ۳۰۰

غلظت نانوذرات	اعمال کلیه نیروها	بدون نیروی پسا	بدون نیروی جرم مجازی	بدون نیروی متقابل ذرات
۱٪	۳/۹۹۳	۴/۰۵۳	۳/۹۹۳	۳/۹۹۳
۳٪	۵/۵۲۶	۵/۶۹۷	۵/۵۲۶	۵/۵۲۵
۵٪	۶/۷۷۹	۷/۰۸۰	۶/۷۷۹	۶/۷۷۶

جدول ۶ تأثیر نیروهای میان‌فازی بر روی عدد ناسلت میانگین در

عدد رینولدز ۵۰۰

غلظت نانوذرات	اعمال کلیه نیروها	بدون نیروی پسا	بدون نیروی جرم مجازی	بدون نیروی متقابل ذرات
۱٪	۵/۶۳۳	۵/۶۷۶	۵/۶۳۳	۵/۶۳۳
۳٪	۷/۷۸۱	۷/۹۲۴	۷/۷۸۱	۷/۷۷۹
۵٪	۹/۵۲۴	۹/۸۴۶	۹/۵۲۴	۹/۵۱۹

دوفازی و دوفازی اولری-اولری و در اعداد رینولدز ۱۰۰، ۳۰۰ و ۵۰۰ به دست آمده‌اند. مطابق انتظار، مقدار عدد ناسلت در کسر حجمی ۰٪ (آب خالص) در هر سه روش یکسان پیش‌بینی شده است و لذا در هر شکل، هر سه منحنی از نقطه‌ای یکسان آغاز می‌شوند، اما پیداست که با افزودن نانوذرات، منحنی‌ها رفته‌رفته از یکدیگر فاصله می‌گیرند. می‌توان مشاهده کرد که در حضور نانوذرات، تبادل حرارت در مدل‌های دوفازی از مدل تک‌فازی بیشتر پیش‌بینی می‌شود که این امر در مدل اولری-اولری نسبت به مدل مخلوط شدیدتر می‌باشد. به عنوان نمونه، در عدد رینولدز ۳۰۰ و کسر حجمی ۳٪، میزان افزایش عدد ناسلت میانگین نسبت به آب خالص در روش‌های تک‌فازی، مخلوط دوفازی و دوفازی اولری-اولری به ترتیب برابر ۱۲/۸۷٪، ۵۹/۰۷٪ و ۸۲/۱۷٪ به دست می‌آید. بدیهی است که در همه حالت‌ها، بالا رفتن عدد رینولدز موجب کاهش ضخامت لایه مرزی بر روی صفحه هدف شده است که افزایش ضریب انتقال حرارت جابه‌جایی و بهبود تبادل حرارت را در پی دارد. علاوه بر این، می‌توان مشاهده کرد که با افزایش عدد رینولدز، شیب نتایج مدل مخلوط نسبت به منحنی‌های دیگر رشد بیشتر دارد و به نتایج مدل اولری-اولری نزدیک‌تر می‌شود. همان‌گونه که پیش‌تر مشخص شد، در مدل دوفازی اولری-اولری، عکس‌العمل‌های بین فازها به طرز دقیقی در نظر گرفته می‌شوند که شامل نیروی پسا، نیروی جرم مجازی و نیروی متقابل ذرات می‌باشند. نقش هر یک از این نیروها در مسأله حاضر را می‌توان با چشم‌پوشی از حضور آنها در معادلات حاکم و سپس مقایسه نتایج به دست آمده با نتایج حالتی که در آن کلیه نیروها حضور دارند، مطالعه کرد. این امر در جداول (۶-۴) صورت گرفته که در آنها مقادیر عدد ناسلت میانگین به ازای مقادیر مختلف عدد رینولدز و کسر حجمی نانوذرات آورده شده است. کنکاش در نتایج ارائه شده نشان می‌دهد که در همه حالت‌ها، نیروی

نتیجه‌گیری

ضریب اثر متقابل ذرات، Pa	G	پژوهش حاضر به مقایسه نتایج مدل‌های تک‌فازی،
ضریب انتقال حرارت جابه‌جایی، $W/m^2.K$	h	مخلوط دوفازی و دوفازی اولری-اولری در شبیه‌سازی
ضریب تبادل حرارت سیال-ذره، $W/m^2.K$	h_p	عددی برخورد جت نانوسیال آب/ Al_2O_3 به یک
ضریب انتقال حرارت حجمی، $W/m^3.K$	h_v	صفحه هدف تخت پرداخت. محاسبات در هر سه مدل
فاصله جت تا صفحه هدف، m	H	به‌ازای مقادیر مختلف عدد رینولدز و کسر حجمی
ضریب هدایت حرارتی، $W/m.K$	k	نانوذرات صورت گرفته و نتایج به‌دست‌آمده با یکدیگر
طول صفحه هدف، m	L	مقایسه شدند. کنکاش در نتایج نشان داد که سرعت
عدد ناسلت موضعی	Nu	نانوسیال با مدل تک‌فازی نسبت به مدل‌های دوفازی
فشار، Pa	p	بیشتر پیش‌بینی می‌شود. در رویکردهای دوفازی نیز
عدد پکلت	Pe	سرعت نانوسیال در مدل مخلوط بیشتر از مدل اولری-
عدد پرائتل	Pr	اولری می‌باشد. همچنین مشاهده شد که مدل‌های
عدد رینولدز	Re	دوفازی افزایش دمای سریع‌تری را در نانوسیال ورودی
دما، K	T	پیش‌بینی می‌کنند که البته این روند در مدل اولری-
سرعت، m/s	V	اولری نسبت به مدل مخلوط محسوس‌تر می‌باشد.
عرض جت، m	W	علاوه بر این، مشخص شد که مدل دوفازی اولری-
مختصات مکانی	x, y	اولری قابلیت تحلیل عکس‌العمل‌های مختلف بین
علائم یونانی		فازها را دارد و امکان مطالعه ایجاد عدم تعادل محلی
ضریب اصطکاک، $kg/m^3.s$	γ	ترمودینامیکی بین نانوذرات و سیال پایه را فراهم
لزجت دینامیکی، Pa.s	μ	می‌آورد. از این‌رو، می‌تواند به‌عنوان روشی مؤثر در
چگالی، kg/m^3	ρ	شبیه‌سازی عددی جریان نانوسیالات مورد استفاده قرار
کسر حجمی نانوذرات	ϕ	گیرد. البته پیچیدگی و هزینه محاسباتی بالای آن نیز
		باید در نظر گرفته شود.

فهرست علائم

زیرنویس‌ها	شتاب، m/s^2	a
مقدار میانگین	ضریب پسا	C_d
رانش	گرمای ویژه، $J/kg.K$	C_p
مؤثر	قطر، m	d
سیال پایه	تابع پسا	f_{drag}
شاخص جمع	نیروی متقابل ذرات، Pa/m	F_{col}
مخلوط	نیروی پسا، Pa/m	F_d
نانوسیال	نیروی جرم مجازی، Pa/m	F_{vm}
نانوذره	شتاب گرانش، m/s^2	g

مراجع

1. Maxwell, J.C., "A Treatise on Electricity and Magnetism", Clarendon Press, Oxford, (1873).
2. Choi, S.U.S. and Eastman, J.A., "Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles", *International Mechanical Engineering Congress and Exhibition*, San Francisco, U.S.A, (1995).
3. Das, S.K., Choi, S.U.S. and Patel, H.E., "Heat transfer in nanofluids-a review", *Heat Transfer Engineering*, Vol. 27, No. 10, pp. 3-19, (2006).
4. Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M.A. and Button, B.L., "A review of heat transfer data for single circular jet impingement", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, No. 2, pp. 106-115, (1992).
5. Liu, X., Lienhard, J.H. and Lombara, J.S., "Convective heat transfer by impingement of circular liquid jets", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 113, No. 3, pp. 571-582, (1991).
6. Ma, C.F., Zhao, Y.H., Masuoka, T. and Gomi, T., "Analytical study on impingement heat transfer with single-phase free-surface circular liquid jets", *Journal of Thermal Science*, Vol. 5, No. 4, pp. 271-277, (1996).
7. Lee, H.G., Yoon, H.S. and Ha, M.Y., "A numerical investigation on the fluid flow and heat transfer in the confined impinging slot jet in the low Reynolds number region for different channel heights", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, No. 15-16, pp. 4055-4068, (2008).
8. Roy, G., Nguyen, C.T. and Lajoie, P.R., "Numerical investigation of laminar flow and heat transfer in a radial flow cooling system with the use of nanofluids", *Superlattices and Microstructures*, Vol. 35, No. 3-6, pp. 497-511, (2004).
9. Palm, S.J., Roy, G. and Nguyen, C.T., "Heat transfer enhancement with the use of nanofluids in radial flow cooling systems considering temperature-dependent properties", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 26, No. 17-18, pp. 2209-2218, (2006).
10. Yang, Y.T. and Lai, F.H., "Numerical study of heat transfer enhancement with the use of nanofluids in radial flow cooling system", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 53, No. 25-26, pp. 5895-5904, (2010).
11. Yang, Y.T. and Lai, F.H., "Numerical investigation of cooling performance with the use of Al_2O_3 /water nanofluids in a radial flow system", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 50, No. 1, pp. 61-72, (2011).
12. Manca, O., Mesolella, P., Nardini, S. and Ricci, D., "Numerical study of a confined slot impinging jet with nanofluids", *Nanoscale Research Letters*, Vol. 6, No. 1:188, (2011).
13. Lorenzo, G.D., Manca, O., Nardini, S. and Ricci, D., "Numerical study of laminar confined impinging jets with nanofluids", *Advances in Mechanical Engineering*, Article ID 248795, (2012).
14. Selimefendigil, F. and Oztop, H.F., "Pulsating nanofluids jet impingement cooling of a heated horizontal surface", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 69, pp. 54-65, (2014).
15. Nguyen, C.T., Galanis, N., Polidori, G., Fohanno, S., Popa, C.V. and Bechec, A.L., "An experimental study of a confined and submerged impinging jet heat transfer using Al_2O_3 -water nanofluid", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 48, No. 2, pp. 401-411, (2009).
16. Gherasim, I., Roy, G., Nguyen, C.T. and Vo-Ngoc, D., "Experimental investigation of nanofluids in confined laminar radial flows", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 48, No. 8, pp. 1486-1493, (2009).
17. Behzadmehr, A., Saffar-Avval, M. and Galanis, N., "Prediction of turbulent forced convection of a nanofluid in a tube with uniform heat flux using a two-phase approach", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, No. 2, pp. 211-219, (2007).

18. Mirmasoumi, S. and Behzadmehr, A., "Numerical study of laminar mixed convection of a nanofluid in a horizontal tube using two-phase mixture model", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 28, No. 8, pp. 717-727, (2008).
19. Haghshenas Fard, M., Esfahany, M.N. and Talaie, M.R., "Numerical study of convective heat transfer of nanofluids in a circular tube two-phase model versus single-phase model", *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, No. 1, pp. 91-97, (2010).
20. Manavi, S.A., Ramiar, A. and Ranjbar, A.A., "Turbulent forced convection of nanofluid in a wavy channel using two phase model", *Heat and Mass Transfer*, Vol. 50, No. 5, pp. 661-671, (2014).
21. Kalteh, M., Abbassi, A., Saffar-Avval, M. and Harting, J., "Eulerian-Eulerian two-phase numerical simulation of nanofluid laminar forced convection in a microchannel", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 32, No. 1, pp. 107-116, (2011).
22. Kalteh, M., Abbassi, A., Saffar-Avval, M., Frijns, A., Darbuser, A. and Harting, J., "Experimental and numerical investigation of nanofluid forced convection inside a wide microchannel heat sink", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 36, pp. 260-268, (2012).
23. Akbari, M., Galanis, N. and Behzadmehr, A., "Comparative analysis of single and two-phase models for CFD studies of nanofluid heat transfer", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 50, No. 8, pp. 1343-1354, (2011).
24. Maiga, S.E., Nguyen, C.T., Galanis, N. and Roy, G., "Heat transfer behaviors of nanofluids in a uniformly heated tube", *Superlattices and Microstructures*, Vol. 35, No. 3-6, pp. 543-557, (2004).
25. Maxwell-Garnett, J.C., "Colours in metal glasses and in metallic films", *Philosophical Transactions A*, Vol. 203, pp. 385-420, (1904).
26. Manninen, M., Taivassalo, V. and Kallio, S., "Analysis on the mixture model for multiphase flow", *VTT Technical Research Center*, Finland, pp. 9-18, (1996).
27. Syamlal, M. and Gidaspow, D., "Heat hydrodynamics of fluidization: prediction of wall to bed heat transfer coefficients", *AIChE Journal*, Vol. 31, No. 1, pp. 127-135, (1985).
28. Drew, D.A. and Lahey, R.C., "Analytical modeling of multiphase flow", In: Roco M.C., editor. *Particulate Two-Phase Flow*, Butterworth-Heinemann, Boston, pp. 509-566, (1993).
29. Bouillard, J.X., Lyczkowski, R.W. and Gidaspow, D., "Porosity distributions in a fluidized bed with an immersed obstacle", *AIChE Journal*, Vol. 35, No. 6, pp. 908-922, (1989).
30. Wakao, N. and Kaguei, S., "Heat and Mass Transfer in Packed Beds", Gordon and Breach, New York, (1982).
31. Kuipers, J.A.M., Prins, W. and Van Swaaij, W.P.M., "Numerical calculation of wall-to-bed heat-transfer coefficients in gas-fluidized beds", *AIChE Journal*, Vol. 38, No. 7, pp. 1079-1091, (1992).
32. Patankar, S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere, McGraw-Hill, Washington DC, (1980).
33. Vasquez, S.A. and Ivanov, V.A., "A phase coupled method for solving multiphase problems on unstructured meshes", *Proceedings of the ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, Vol. 1, Boston, (2000).

شبیه سازی عددی تأثیر مکان استقرار جت های برخوردی بر انتقال حرارت جابه جایی از سطح مقعر استوانه ای *

رضا طریقی^(۱) مهران رجبی زرگرآبادی^(۲)

چکیده این مقاله در مورد تأثیر جابه جایی افقی جت ها بر انتقال حرارت جابه جایی از سطح مقعر استوانه ای بحث می کند. در این راستا معادلات متوسط گیری شده برای جریان تراکم ناپذیر آشفته در حالت دایم به همراه دو مدل آشفتگی رایج و یک مدل رینولدز پایین به همراه تصحیح کننده یاپ، در یک فضای محاسباتی سه بعدی حل شده اند. نتایج نشان می دهد که اعمال تصحیح یاپ به طور قابل ملاحظه ای منجر به اصلاح تخمین بیشینه عدد ناسلت در نقطه برخورد می شود. نتایج به دست آمده نشان می دهد که با کاهش فاصله مرکز جت ها تا لبه خروجی صفحه مقعر بیشینه مقدار عدد ناسلت به سمت جریان بالادستی منتقل می شود و با نزدیک شدن جریان اصلی جت به ناحیه چرخشی ایجاد شده در بالادست جریان، انرژی جنبشی آشفتگی در این ناحیه افزایش می یابد و همین امر سبب افزایش عدد ناسلت در ناحیه برخورد شده است.

واژه های کلیدی انتقال حرارت برخوردی؛ جریان آشفته؛ تصحیح یاپ؛ عدد ناسلت.

Numerical Simulation of the Effect of the Location of Impinging Jets on the Convective Heat Transfer from a Cylindrical Concave Surface

R. Tarighi M. Rajabi Zargarabadi

Abstract This paper discusses the effect of the horizontal movement of impinging jets on the convective heat transfer from a cylindrical concave surface. In this way, the averaged Navier-Stokes equations for turbulent incompressible flow in a steady state considering two prevalent turbulence models and a Low-Re model with the Yap correction in the 3D computational space were solved. Results indicate that the Yap correction significantly improves the over-prediction of Nusselt number in the impingement zone. The results show that the decrease in the distance of the center of the jets to the outlet edge of the concave surface leads to the transfer of the maximum amount of the Nusselt number to the upstream flow, and the approach of the main flow of the jet to the recirculation region formed in the upstream flow results in the increase in the turbulent kinetic energy of this area and the Nusselt number in the stagnation point.

Key Words Impingement Heat Transfer; Turbulent Flow; Yap correction; Nusselt Number.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۳/۹/۲۷ و تاریخ پذیرش آن ۹۴/۶/۲۸ می باشد.

(۱) کارشناس ارشد، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه سمنان، سمنان.

(۲) نویسنده مسئول: استادیار دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه سمنان، سمنان. rajabi@semnan.ac.ir

مقدمه

امروزه در صنعت یکی از روش های نسبتاً جدید و مؤثر برای خنک کاری قطعات داغ، انتقال حرارت به روش برخوردی می باشد. جت های برخوردی به دلیل دارا بودن نرخ انتقال حرارت بالا مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است. در این روش با اعمال مومنتوم قابل توجه به یک سیال خروجی از نازل و سپس با تشکیل یک لایه نازک هیدرودینامیکی و حرارتی بر روی سطح برخورد، بهبود قابل توجهی در افزایش میزان انتقال جرم، حرارت و مومنتوم حاصل خواهد شد. از جت های برخوردی در خنک کاری پره های توربین گازی، قطعات الکترونیکی، دیواره محفظه احتراق، در صنایع دارویی و غذایی، در فرآیندهای برش و شکل دهی فلزات و خشک کردن کاغذ استفاده می شود. اصلی ترین کاربرد جت برخوردی به سطوح مقعر، مربوط به خنک کاری سطح داخلی لبه جلویی پره توربین گازی است. این بخش از پره توربین در برخورد با گازهای داغ به شدت تحت تأثیر قرار می گیرد و نیازمند خنک کاری می باشد.

مطالعه های وسیعی بر روی پارامترهای مؤثر بر جریان و انتقال حرارت برای تک جت ها و یا آرایه های از جت ها انجام شده است. چوپ و همکاران [1] مطالعاتی را روی یک ردیف جت برخوردی به صفحه مقعر انجام دادند. آنها افزایش عدد رینولدز را مهم ترین عامل در افزایش ضریب انتقال حرارت گزارش کردند. بانکر متزگر [2] از یک پوشش حساس به دما در آزمایش هایشان استفاده کردند. آنها وضعیت های متفاوتی از لبه جلویی پره یک توربین را مورد بررسی قرار دادند و در نتیجه افزایش بیشتر انحنای نسبی (نسبت قطر جت به قطر صفحه مقعر) را برای بهبود انتقال حرارت در لبه جلویی پره پیشنهاد دادند. در تحقیقی دیگر لی (Lee) و همکاران [3] کار جامعی را بر روی توزیع انتقال حرارت برای یک تک جت برخوردی به صفحه مقعر انجام دادند. آنها در این

آزمایش طول لوله جت را به اندازه ای بلند در نظر گرفتند که جریان خروجی از جت کاملاً توسعه یافته باشد. نتایج نشان داد که در رینولدزهای جت ۱۱۰۰۰ و ۲۳۰۰۰، ناسلت در نقطه برخورد هنگامی دارای مقدار بیشینه می باشد که $H/d=6$ باشد و با کاهش فاصله برخورد کاهش اندکی در ضریب انتقال حرارت نقطه برخورد مشاهده شد. هم چنین برای فواصل کم برخورد بعد از مقدار بیشینه ناسلت در نقطه برخورد، بیشینه دومی به علت گذار جریان از آرام به آشسته در توزیع ناسلت گزارش شد.

فنوت و همکاران [4, 5] مطالعه ای تجربی را بر روی یک ردیف جت برخوردی به صفحه تخت و مقعر انجام دادند. در این آزمایش تأثیر عدد رینولدز، فاصله جت تا صفحه برخورد، فاصله مرکز تا مرکز جت ها (تعداد جت ها) و هم چنین تأثیر دمای هوای ورودی به جت ها بر عدد ناسلت مورد بررسی قرار گرفت. آنها پس از مشاهده نمودارهای توزیع ناسلت در دماهای مختلف هوای ورودی به جت ها، مستقل بودن ناسلت از $(T_j - T_\infty = 0)$ را گزارش کردند. در مطالعه تجربی دیگری که توسط لی و همکاران [6] بر تک جت دایره ای در برخورد با صفحه مقعر استوانه ای انجام شد، نتایج نشان داد که با کاهش فاصله برخورد و افزایش زاویه ای که صفحه مقعر با افق می سازد بیشینه مقدار ناسلت به سمت جریان بالادستی انتقال می یابد، به طوری که در $H/d=2$ با افزایش زاویه صفحه مقعر نسبت به افق، از صفر درجه به ۴۰ درجه، حداکثر مقدار ناسلت از نقطه $S/d=0$ به S/d برابر ۰.۷ انتقال یافته است. محمدپور و رجبی [7] در مطالعه ای عددی بر روی جت شیاری نوسانی در برخورد با صفحه مقعر مشاهده کردند که افزایش عدد رینولدز به طور محسوسی منجر به افزایش متوسط زمانی عدد ناسلت در هر دو حالت جت پایا و نوسانی می شود. هم چنین در جت پایا، کاهش فاصله جت تا صفحه برخورد منجر به افزایش عدد ناسلت در نقطه برخورد شده

است. این در حالی است که در جت نوسانی با کاهش فاصله برخورد، کاهش و در برخی مناطق افزایش عدد ناسلت مشاهده شده است. در مطالعه‌ای دیگر، محمدپور و همکاران [۸] با تحلیل عددی روی جت نوسانی برخوردی به سطح مقعر مشاهده کردند که با افزایش فرکانس نوسانات از ۱۰ به ۵۰ هرتز، متوسط کلی عدد ناسلت افزایش می‌یابد. بازدیدی تهرانی و همکاران [۹] به بررسی جت برخوردی نوسانی به صفحه تخت با شار حرارتی ثابت پرداختند. آنها ضمن مقایسه مدل‌های آشفتگی مختلف نشان دادند که با افزایش فاصله جت از سطح برخورد، عدد ناسلت افزایش یافته است. شریف و موته [۱۰] مطالعه عددی روی جت شیبی برخوردی به صفحه تخت و مقعر انجام دادند. آنها در این تحقیق از پنج مدل آشفتگی $k-\epsilon$ استاندارد، $RNG\ k-\epsilon$ ، $Realizable\ k-\epsilon$ ، $SST\ k-\omega$ و انتقال تنش رینولدز (RSM) استفاده کردند. نتایج نشان می‌دهد که دو مدل $RNG\ k-\epsilon$ و $SST\ k-\omega$ مطابقت بهتری با داده‌های تجربی چوی و همکاران [۱۱] دارد. همچنین آنها با مقایسه پروفیل سرعت متوسط خروجی از جت، با داده‌های تجربی، در نهایت مدل $RNG\ k-\epsilon$ را به عنوان مدل مناسب انتخاب کردند. کومار و پراساد [۱۲] مطالعه عددی را روی جریان و انتقال حرارت حاصل از یک ردیف جت با سطح مقطع دایره‌ای در برخورد با صفحه مقعر انجام دادند. آنها از دو مدل آشفتگی $RNG\ k-\epsilon$ و $SST\ k-\omega$ در این تحقیق استفاده کردند. پس از مقایسه نتایج حاصل از کار عددی با داده‌های تجربی، مدل آشفتگی $SST\ k-\omega$ را با خطای کمتر از ۱۲ درصد برای ناسلت در نقطه برخورد، به عنوان مدلی مناسب انتخاب کردند. مارتین و همکاران [۱۳، ۱۴] مطالعه تجربی و عددی را روی یک ردیف جت در برخورد با صفحه مقعر انجام دادند. آنها پس از ارزیابی مدل‌های مختلف آشفتگی، مشاهده کردند که مدل $SST\ k-\omega$ مطابقت بهتری با نتایج تجربی دارد. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش عدد

رینولدز و کاهش فاصله مرکز تا مرکز جت‌ها، عدد ناسلت در نقطه برخورد افزایش یافته است. همچنین آنها گزارش کردند که در عدد رینولدز ۱۰۰۰۰ با افزایش انحنای نسبی از ۰/۱۸ به ۰/۲۷ تغییر محسوسی برای عدد ناسلت در نقطه برخورد مشاهده نشده است. البیری و تزلیم [۱۵] مطالعه تجربی و عددی را روی یک ردیف جت در برخورد با صفحه مقعر سهموی شکل انجام دادند. آنها مدل آشفتگی $k-\epsilon$ $Realizable$ را جهت تحلیل عددی انتخاب کرده و تأثیر وجود جریان‌های عرضی بر ضریب انتقال حرارت روی صفحه مقعر را بررسی کردند. نتایج نشان می‌دهد که وجود جریان عرضی از نوع دایره‌ای سبب افزایش مقدار ناسلت متوسط بر روی صفحه مقعر می‌شود. مطالعه عددی دیگری توسط یانگ و همکاران [۱۶] بر روی جریان و انتقال حرارت حاصل از یک جت شیبی در برخورد با صفحه مقعر انجام شد. آنها از دو مدل آشفتگی $k-\epsilon$ استاندارد و $k-\omega$ استاندارد جهت مدل‌سازی استفاده کرده و هر دو مدل آشفتگی ذکر شده توزیع عدد ناسلت را کمتر از مقادیر تجربی پیش‌بینی کردند. در نهایت آنها مدل $k-\epsilon$ استاندارد را به دلیل مطابقت بیشتر با داده‌های تجربی به عنوان مدل آشفتگی مناسب در نظر گرفتند. نتایج ارائه شده نشان می‌دهد که افزایش فاصله برخورد سبب افزایش انرژی جنبشی آشفتگی و شدت آشفتگی جریان جت در ناحیه برخورد شده و همین امر افزایش ناسلت در نقطه برخورد را به همراه دارد. در مطالعه عددی دیگری که توسط اگزای و همکاران [۱۷] بر روی تک جت برخوردی با جریان توسعه یافته به صفحه مقعر انجام شد، تأثیر عمق نسبی (نسبت عمق به قطر صفحه مقعر) بر عدد ناسلت در نقطه برخورد مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد که در یک انحنای نسبی ثابت، کاهش عمق نسبی از ۰/۳ به ۰/۱ سبب افزایش عدد ناسلت در نقطه برخورد و کاهش ناسلت متوسط سطح برخورد می‌شود.

اخیراً یانگ و همکاران [18] مطالعه تجربی و عددی را روی یک ردیف جت مدور در برخورد با صفحه مقعر انجام داده‌اند. آنها از سه مدل آشفتگی SST k- ω و Realizable k- ϵ و RNG k- ϵ پایا و گذرا استفاده کرده‌اند و مقادیر پیش‌بینی شده برای عدد ناسلت توسط سه مدل ذکر شده بیش از مقادیر تجربی بوده است. در نهایت مدل SST k- ω را به دلیل مطابقت بهتر با نتایج تجربی انتخاب کردند و در سه عدد رینولدز ۱۰۰۰۰ و ۱۵۰۰۰ و ۲۰۰۰۰ به تحلیل جریان و انتقال حرارت پرداختند.

در تحقیق حاضر، ابتدا نتایج شبیه‌سازی جریان برای یک هندسه مرجع با استفاده از نرم‌افزار انسیس فلوئنت ۱۴ [19] انجام شده و به منظور اعمال تصحیح یاپ در معادله ϵ ، کد محاسباتی به زبان C نوشته شده و به نرم‌افزار اضافه شده است و در نهایت نتایج عددی با نتایج تجربی موجود مقایسه شده و پس از انتخاب مدل آشفتگی مناسب، تأثیر انحنا نسبی و فاصله مرکز جت تا لبه خروجی صفحه مقعر بر میدان جریان و میزان انتقال حرارت، در اعداد رینولدز مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. لازم به ذکر است که تا کنون تأثیر مکان استقرار جت‌های برخوردی بر انتقال حرارت جابه‌جایی از سطح مقعر استوانه‌ای مورد مطالعه قرار نگرفته است.

هندسه میدان حل و شرایط مرزی

در شکل (۱) نمایی از یک ردیف جت با سطح مقطع دایره‌ای و صفحه مقعر مورد مطالعه در این پژوهش نشان داده شده است. صفحه برخورد به شکل یک نیم‌استوانه به قطر ۱۰۰ میلی‌متر و دارای طولی معادل ۲۸ برابر قطر جت (28d) می‌باشد که به وسیله دو صفحه تخت با عرض ۵۰ میلی‌متر و طول 28d در راستای محوری Z امتداد یافته است. هم‌چنین طول لوله

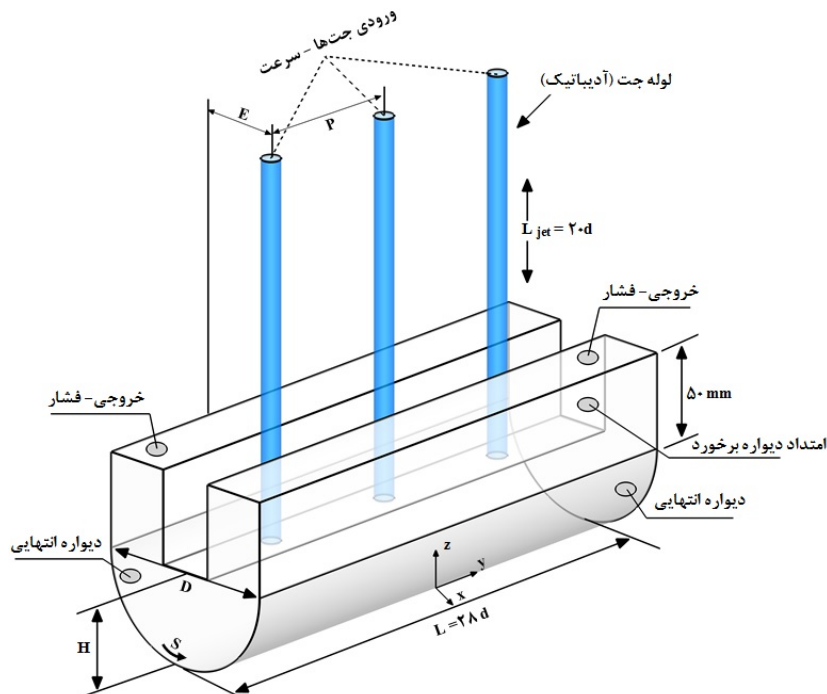
جت‌ها به اندازه‌ای بلند در نظر گرفته شده است که جریان خروجی از جت‌ها کاملاً توسعه یافته باشد. در مطالعه تجربی انجام شده توسط فنوت و همکاران [5]، صفحه نگه‌دارنده‌ای در خروجی جت‌ها قرار داده شده است. این صفحه از ارتعاش جت‌ها (به دلیل سرعت بالای سیال خروجی) و هم‌چنین از برخورد جریان برگشتی به سمت دیواره جت‌ها جلوگیری می‌کند. صفحه ذکر شده که دارای طولی معادل طول صفحه مقعر و عرض ۳۰ میلی‌متر می‌باشد در مطالعه حاضر در نظر گرفته شده است. تمامی جزئیات ابعاد هندسی مسأله در جدول (۱) بیان شده‌اند.

مطابق شکل (۱) شرط مرزی سرعت در ورودی جت‌ها در نظر گرفته شده است و دمای هوای ورودی به جت‌ها برابر ۲۹۸ کلوین، شدت آشفتگی در ورودی جت‌ها ۵٪ و با توجه به این که سطح مقطع جت‌ها دایره‌ای می‌باشد، قطر هیدرولیکی برای محاسبه عدد رینولدز و عدد ناسلت، برابر با قطر جت در نظر گرفته شده است. صفحه برخورد دارای شار حرارتی ثابت ($q'' = 5000 \text{ W/m}^2$) می‌باشد و دیواره نازل جت‌ها آدیاباتیک فرض شده است.

هم‌چنین در دو انتهای صفحه مقعر از شرط مرزی دیواره استفاده شده و برای دیواره‌ها در تمامی محدوده محاسباتی از شرط عدم لغزش (صفر بودن سرعت نسبی روی دیواره‌ها) استفاده شده است. اشاره به این نکته مهم است که در بسیاری از مطالعات عددی انجام شده در زمینه یک ردیف جت یا آرایه‌ای از جت‌ها، در برخورد با صفحه مقعر [12, 15, 18, 20] یا صفحه تخت [21] با وجود تقارن‌های هندسی، سعی شده است به منظور پایداری بهتر جواب‌ها از ساده‌سازی‌های هندسی صرف نظر گردد. در مطالعه حاضر نیز این امر مورد توجه قرار گرفته است.

جدول ۱ هندسه مورد بررسی [5]

عنوان	نماد	اندازه (mm)
قطر جت	d	10, 15
طول جت	L_{jet}	20d
قطر صفحه مقعر	D	100
فاصله برخورد	H	5d
فاصله مرکز تا مرکز جت‌ها	P	8d
طول صفحه مقعر	L	28d
فاصله مرکز جت تا لبه خروجی	E	2d, 3d, 4d, 5d



شکل ۱ هندسه میدان حل و شرایط مرزی [5]

معادلات حاکم و مدل‌سازی آشفتگی

معادلات حاکم. معادلات حاکم بر مسأله، معادله‌های پیوستگی، مومنتوم و انرژی می‌باشند که به ترتیب در روابط (۱-۳) نشان داده شده‌اند:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

سیال مورد مطالعه هوا می‌باشد و به‌طور کلی از فرض جریان تراکم‌ناپذیر [12, 15, 18] استفاده شده است. شایان ذکر است که به‌علت وجود اختلاف دما در محدوده محاسباتی، دو خاصیت ترموفیزیکی سیال، یعنی چگالی و ضریب هدایت گرمایی وابسته به دما در نظر گرفته شده‌اند [14]. دما (۲۹۸ کلوین) و فشار محیط در شرایط استاندارد است و شرایط مرزی در خروجی‌ها نیز فشار می‌باشد.

راه گزینی پیاپی از یک مدل به مدل دیگر ممکن است با رفتارهای ناپایداری مواجه شود. در این مدل آشفتگی به جای نرخ اضمحلال لزج انرژی جنبشی آشفته (ε) از کمیت فرکانس آشفتگی (ω) استفاده می شود. روابط (۵ و ۶) به ترتیب مربوط به معادلات انتقال k و ω می باشند:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & + P_k - \beta^* \rho k \omega \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] \quad (6) \\ & + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + 2\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned}$$

لزجت گردابه ای به صورت تابعی از انرژی جنبشی آشفتگی و فرکانس آشفتگی، مطابق رابطه (۷) بیان می شود.

$$\mu_t = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad a_1 = 0.31 \quad (7)$$

توابع آمیختگی F_1 و F_2 به ترتیب در روابط (۸ و ۹) بیان شده اند. شایان ذکر است که تابع آمیختگی F_1 به گونه ای طراحی شده است که در نواحی نزدیک دیواره دارای مقدار یک و در نواحی دور از دیواره دارای مقدار صفر می باشد. در نواحی واسط میان این دو ناحیه حدی نیز ترکیبی از این دو باقی می ماند.

$$F_1 = \tanh \left[\left(\min(A, B) \right)^4 \right] \quad (8)$$

$$A = \max \left(\frac{\sqrt{k}}{B^* \omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), B = \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2}$$

$$F_2 = \tanh \left[\left(\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{B^* \omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right) \right)^2 \right] \quad (9)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(2\mu S_{ij} - \rho \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho C_p u_i T)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(K \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho C_p \overline{u_i' T'} \right) \quad (3)$$

در روابط (۳-۱)، u_i سرعت متوسط، u_i', u_j' مؤلفه های نوسانی سرعت و P فشار استاتیکی متوسط می باشد. در رابطه (۲) S_{ij} تانسور نرخ کرنش متوسط سیال می باشد، به طوری که:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

برای دستیابی به متغیرهای سرعت (u_i)، فشار (p) و دما (T) و حل معادلات، بایستی ترم های آشفتگی شامل تنش رینولدز ($\overline{u_i' u_j'}$) و انتقال حرارت به طریقه جابه جایی آشفته ($\overline{u_i' T'}$) مدل سازی شوند. این مهم از طریق استفاده از مدل های آشفتگی قابل انجام است.

مدل انتقال تنش برشی SST k-ω نظر به توانایی مدل کلاسیک ویلکاکس k-ω برای پیش بینی جریان در نزدیک دیواره و قدرت مدل k-ε استاندارد برای جریان آزاد دور از دیواره، منتر (Menter) [22] مدلی بر مبنای ترکیب این دو مدل تحت عنوان SST k-ω ارائه داد تا از قابلیت هر دوی آنها استفاده کند. برای این منظور، دو مدل مذکور در یک تابع آمیختگی ضرب و با هم جمع می شوند. تابع آمیختگی به صورتی عمل می کند که در نزدیکی دیواره مدل ویلکاکس k-ω و در ناحیه جریان آزاد مدل k-ε استاندارد را فعال می کند. اگر چه این روش می تواند منجر به افزایش قابل توجه در قابلیت های هر دو مدل گردد، اما به واسطه فرآیند

$$S_{\varepsilon} = \max \left[0.83 \left(\frac{1}{l_e} - 1 \right) \left(\frac{1}{l_e} \right)^2 \frac{\varepsilon^2}{k}, 0 \right] \quad (۱۴)$$

شبکه محاسباتی و روش حل عددی

در تحقیق حاضر از شبکه‌ای سه‌بعدی، سازمان‌یافته و غیریکنواخت برای گسسته‌سازی میدان حل استفاده شده و نمونه‌ای از شبکه‌بندی در شکل (۲) ارائه شده است. هم‌چنین با توجه به پیچیدگی‌های موجود برای مدل‌سازی سه‌بعدی، از نرم‌افزار انسیس فلوئنت کمک گرفته شده و به‌منظور اعمال تصحیح یاپ در مدل CHC کدی به زبان C نوشته شده و به نرم‌افزار اضافه شده است. به‌علاوه به‌موجب استفاده از مدل‌های رینولدز پایین، به‌منظور مدل‌سازی مناسب جریان مجاور دیواره، سلول‌های شبکه در نزدیکی صفحه برخورد ریزتر شده و بر تراکم شبکه در این ناحیه افزوده شده است. به‌طوری که مقادیر فاصله بدون بعد (y^+) از دیواره‌ها کمتر از یک می‌باشد [14-18]. به‌منظور ارزیابی حساسیت نتایج محاسباتی به اندازه و تراکم سلول‌های شبکه، محاسبات برای سه شبکه با اندازه و تراکم متفاوت، برای توزیع عدد ناسلت در راستای محوری y در شکل (۳) نشان داده شده است. در نهایت شبکه‌ای با تعداد سلول‌های محاسباتی ۲۷۰۷۸۷۲ انتخاب شده و بررسی حل مستقل از شبکه‌بندی برای سایر حالت‌های مسئله نیز انجام شده است. برای گسسته‌سازی معادله‌های مومنتوم، آشفتگی و انرژی از تقریب بالادست مرتبه دوم استفاده شده و ارتباط میان سرعت و فشار از طریق الگوریتم سیمپل برقرار شده است. مبنای هم‌گرایی جواب‌ها، میزان باقیمانده نسبی می‌باشد که برای تمامی پارامترها 10^{-6} در نظر گرفته شده است.

هم‌چنین $CD_{k\omega}$ که به‌خاطر نفوذ عرضی در تابع ظاهر شده است با رابطه (۱۰) تعریف می‌شود.

$$CD_{K\omega} = \max \left[2\rho\sigma_{\omega} 2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right] \quad (۱۰)$$

مدل‌های رینولدز پایین و تصحیح یاپ. در مدل‌های رینولدز پایین برای اطمینان از این که تنش‌های لزجی بر تنش‌های رینولدز در اعداد رینولدز پایین و در لایه زیرین لزج نزدیک دیواره جامد غلبه می‌کنند، استفاده از میرا کردن دیوار لازم است. معادلات مربوط به (k) و (ε) در مدل‌های رینولدز پایین به‌ترتیب عبارتند از:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - \rho \varepsilon \quad (۱۱)$$

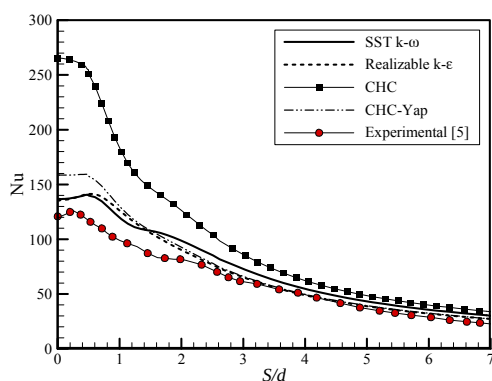
$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_1 f_1 \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - C_2 f_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (۱۲)$$

لزجت آشفتگی به‌صورت زیر تعریف شده است:

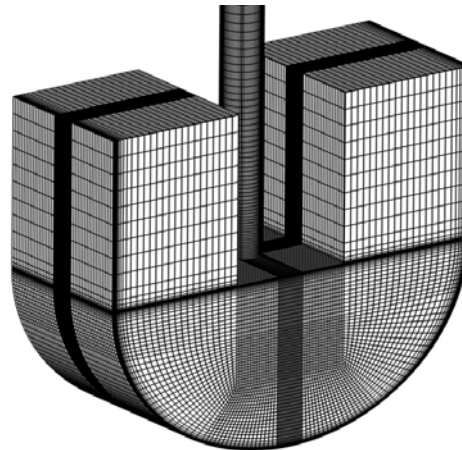
$$\mu_t = \rho C_{\mu} f_{\mu} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (۱۳)$$

در پژوهش حاضر از مدل رینولدز پایین CHC [23] به‌همراه تصحیح یاپ [24] استفاده شده است. توابع f_1, f_2, f_{μ} در معادلات (۱۱-۱۳) توابع میراکننده می‌باشند. تصحیح یاپ به شکل یک عبارت چشمه به معادله (ε) اضافه می‌شود و سبب افزایش مقدار (ε) می‌گردد. این امر می‌تواند بر کاهش میزان انرژی جنبشی آشفتگی و به‌دنبال آن کاهش عدد ناسلت روی سطح برخورد تأثیر در خور توجهی داشته باشد [25-27]. عبارت چشمه ذکر شده با رابطه (۱۴) مطرح می‌شود.

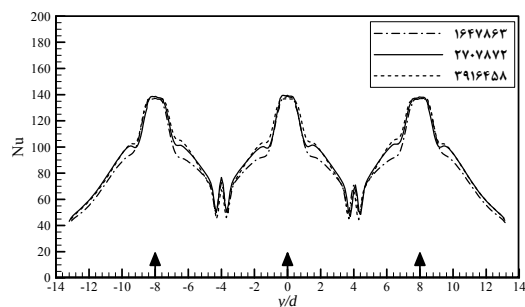
این مدل‌ها با تعریف توابع میرایی، نواحی لایه آرام و ناحیه میانی تعیین می‌شود. روابط محاسبه تنش‌های برشی در نواحی با جریان آرام (نقطه برخورد و ناحیه نزدیک دیواره) متفاوت از نواحی با جریان درهم خواهد بود. یکی از نقاط ضعف مدل‌های آشفتگی، پیش‌بینی دقیق عدد ناسلت در نقطه برخورد می‌باشد. علت تخمین بیشینه عدد ناسلت در نقطه برخورد ناتوانی مدل‌ها در پیش‌بینی انرژی جنبشی آشفتگی و استهلاک آن در نواحی با گرادیان سرعت شدید می‌باشد. به‌منظور تحلیل بیشتر میدان آشفتگی جریان سیال، توزیع انرژی جنبشی آشفتگی و شدت آشفتگی در خط مرکزی عبوری، از خروجی جت تا نقطه برخورد، در شکل (۶) نشان داده شده است. در این تصویر پیش‌بینی بسیار بالای انرژی جنبشی آشفتگی توسط مدل CHC به‌وضوح دیده می‌شود که ناشی از طبیعت دیفیوژن بالا در این مدل می‌باشد. به‌نظر می‌رسد استفاده از این مدل حتی با اعمال تصحیح یاپ، در شبیه‌سازی جت برخوردی چندان مطلوب نباشد. مدل SST k- ω سطح انرژی جنبشی آشفتگی و شدت آشفتگی در ناحیه برخورد را کاملاً کمتر از سایر مدل‌ها پیش‌بینی کرده است و به‌نظر می‌رسد که با خطای ۱۱/۴۷ برای عدد ناسلت در نقطه برخورد و پیش‌بینی مطلوب رفتار توزیع ناسلت در راستای منحنی، مناسب‌ترین گزینه برای بررسی بیشتر رفتار جت برخوردی به سطح مقعر باشد.



شکل ۴ اعتبارسنجی مدل‌های آشفتگی



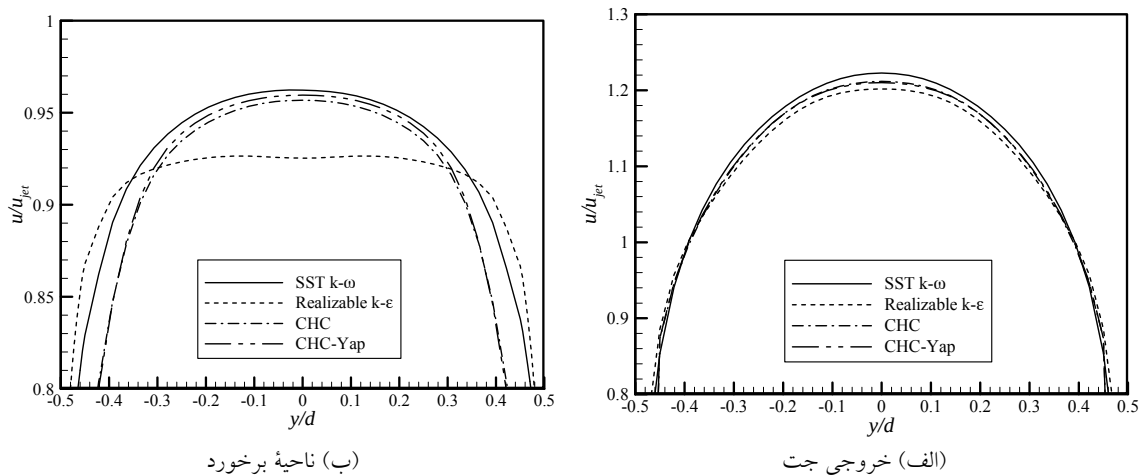
شکل ۲ شبکه محاسباتی در محدوده جت مرکزی



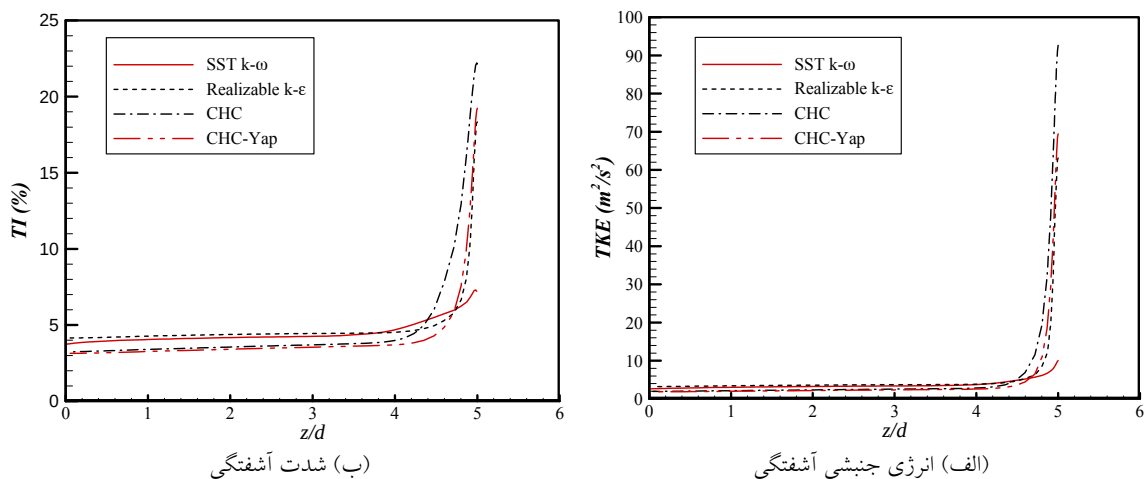
شکل ۳ استقلال حل از شبکه، $Re = 23000, C_r = 0/1, H/d = 5$

اعتبارسنجی

به‌منظور بررسی اعتبار حل عددی، توزیع عدد ناسلت در رینولدز ۲۳۰۰۰ (سرعت در ورودی جت‌ها $3.4/86 \text{ m.s}^{-1}$)، به‌دست آمده از پژوهش حاضر با نتایج تجربی فنوت و همکاران [5] در شکل (۴) مورد مقایسه قرار گرفته است. مشاهده می‌شود که هر چهار مدل آشفتگی مورد استفاده رفتار نسبتاً مشابهی را به‌صورت کیفی نشان می‌دهند. به‌منظور بررسی بیشتر، در شکل (۵) توزیع شعاعی سرعت از دهانه خروجی جت تا نزدیک ناحیه برخورد، برای مدل‌های آشفتگی استفاده شده در این تحقیق مورد مقایسه قرار گرفته‌اند. مدل آشفتگی SST k- ω ، نسبت به سایر مدل‌های استفاده شده سرعت بیشتری را پیش‌بینی می‌کند و هم‌چنین به‌موجب اعمال تصحیح یاپ در مدل CHC تغییر چندانی بر توزیع سرعت مشاهده نمی‌شود. در



شکل ۵ توزیع سرعت شعاعی از دهانه خروجی جت تا ناحیه برخورد



شکل ۶ توزیع انرژی جنبشی آشفتگی و شدت آشفتگی در خط مرکزی عبوری از خروجی جت تا نقطه برخورد

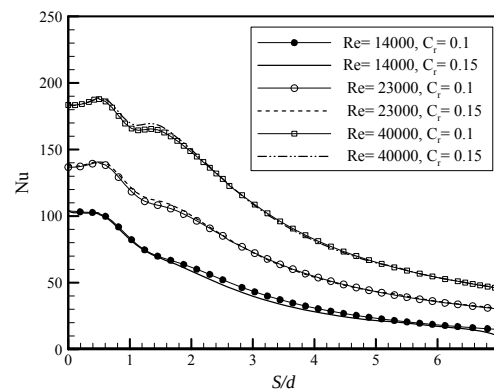
بحث پیرامون نتایج

طبق نظر تومن [28] و شلیختینگ [29] یک نیروی گریز از مرکز که ناشی از انحنای سطح مقعر می‌باشد، می‌تواند تمام جریان روی صفحه مقعر را بی‌ثبات کند و مجموعه‌ای از ورتکس‌ها در مقیاس بزرگ را به وجود آورد. این مجموعه از ورتکس‌ها در راستای جریان (در راستای منحنی)، که به‌طور کلی ورتکس‌های تیلور-گوتلر نامیده می‌شوند، می‌توانند به نوبه خود سبب افزایش انتقال مومنتوم و انرژی نزدیک دیواره برخورد شوند که همین امر عاملی برای افزایش انتقال حرارت بر روی سطح برخورد می‌باشد. در

تأثیر انحنای نسبی. در مطالعه حاضر انحنای نسبی، نسبت قطر جت به قطر صفحه مقعر تعریف شده است. برای تغییر در انحنای نسبی قطر جت تغییر داده شده و قطر صفحه برخورد ثابت می‌ماند. در شکل (۷) مشاهده می‌شود که با افزایش انحنای نسبی از ۰/۱ به ۰/۱۵ ناسلت در نقطه برخورد افزایش قابل توجهی نداشته است و رفتار کلی توزیع عدد ناسلت در راستای منحنی تفاوتی نکرده است و تغییر شیب‌ها، کمینه‌ها و بیشینه‌های نسبی هم‌چنان وجود دارند. به‌طور کلی بر

ملاحظه‌ای کمتر از 0.3 است و می‌توان جریان را تراکم‌ناپذیر در نظر گرفت. با در نظر گرفتن میدان جریان در حد فاصل بین دو جت، ملاحظه می‌شود که جریان چشمه‌ای ناشی از برخورد جت‌های دیواره، تشکیل شده است. برخورد دو جت دیواره در حد فاصل بین جت‌ها سبب شده است تا علاوه بر نقطه سکون اولیه در محل برخورد جریان اصلی جت با صفحه برخورد، نقطه سکون ثانویه‌ای در حد فاصل بین جت‌ها ایجاد شود. همچنین با توجه به شکل (۹)، مشاهده می‌شود که با جابه‌جایی افقی جت‌ها یا به عبارت دیگر با کاهش فاصله مرکز جت تا لبه خروجی سطح برخورد، میدان جریان به دو ناحیه جریان پایین دستی (I) و جریان بالا دستی (II) تقسیم می‌شود که در این حالت نقطه سکون به سمت جریان بالادستی انحراف پیدا کرده است. همچنین مشاهده می‌شود که با کاهش E/d و نزدیک شدن جریان اصلی جت به ناحیه چرخشی ایجاد شده در جریان بالادستی، انرژی جنبشی آشفته‌گی در این ناحیه افزایش می‌یابد که این امر می‌تواند تأثیر به‌سزایی بر افزایش انتقال حرارت در ناحیه برخورد داشته باشد.

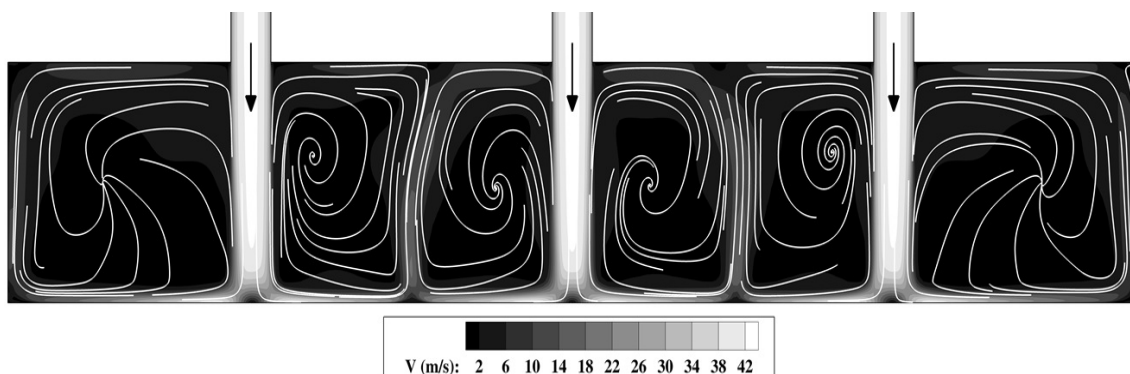
حقیقت با افزایش انحنای نسبی، اندازه ورتکس‌های تیلور-گوتلر افزایش می‌یابد و همین امر می‌تواند سبب افزایش ضریب انتقال حرارت روی صفحه برخورد شود.



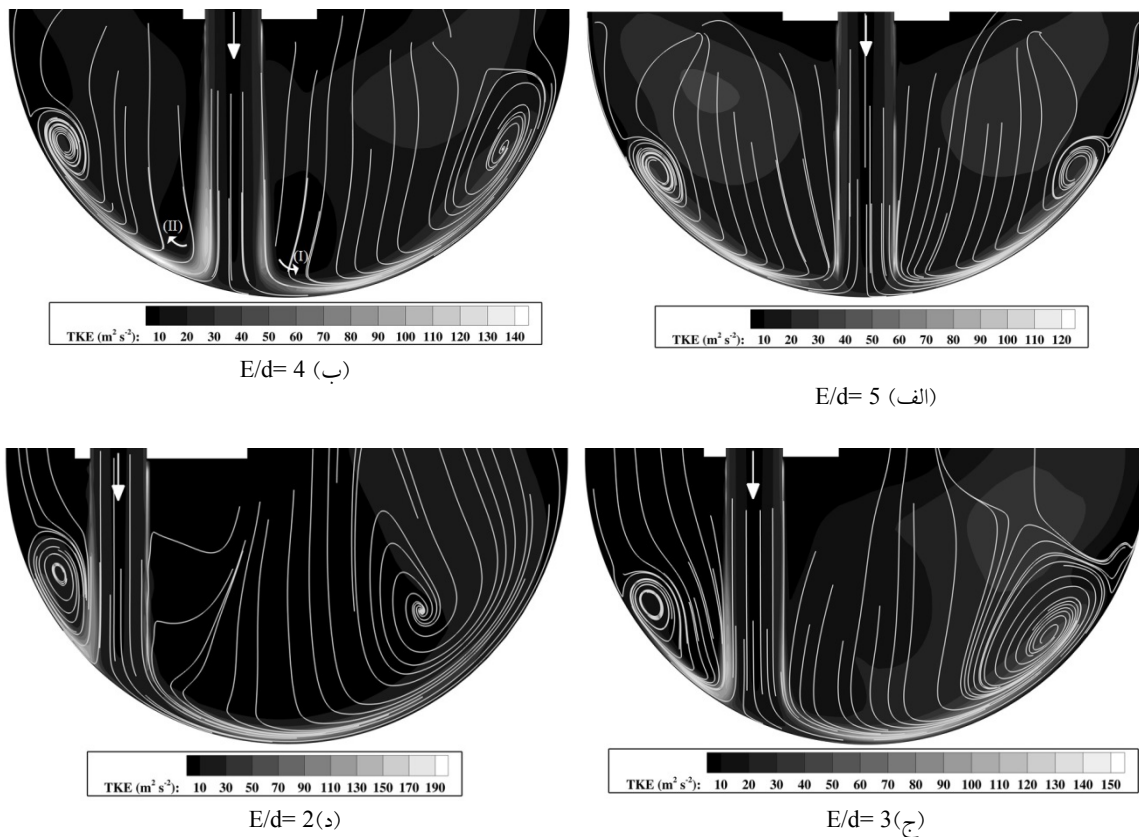
شکل ۷ تأثیر انحنای نسبی بر توزیع ناسلت در راستای محور S

تأثیر مکان استقرار جت‌ها بر میدان جریان و انتقال

حرارت. در شکل (۸) کانتور میدان سرعت در حالت مرجع ($E/d=5$) در عدد رینولدز 23000 و $H/d=5$ نشان داده شده است. با توجه به این که در عدد رینولدز 23000 سرعت جریان هوا در ورودی جت‌ها کمتر از 35 متر بر ثانیه است و مطابق نتایج به‌دست آمده سرعت در تمامی نواحی میدان جریان کمتر از 45 متر بر ثانیه می‌باشد، بنابراین محدوده عدد ماخ به‌طور قابل

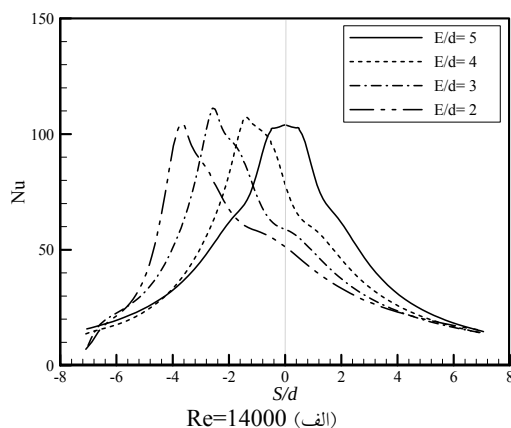


شکل ۸ خطوط جریان و میدان سرعت برای یک ردیف جت ۳ تایی در صفحه y-z. $Re = 23000, Cr = 0.1$



شکل ۹ تأثیر جابه‌جایی افقی جت‌ها بر انرژی جنبشی آشفتگی و خطوط جریان در صفحه $x-z$ ، $Re = 40000$, $Cr = 0.1$

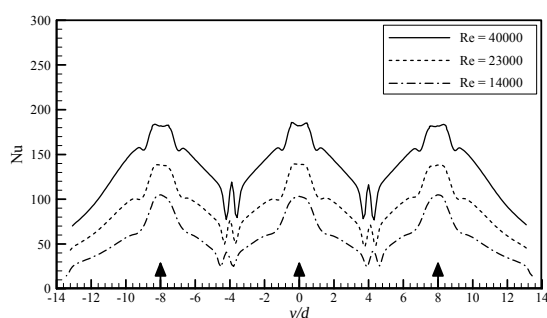
۲۳۰۰۰ و ۴۰۰۰۰ باشد توزیع عدد ناسلت در نقطه برخورد دارای یک کمینه محلی می‌باشد. این در حالی است که با کاهش عدد رینولدز به ۱۴۰۰۰، چنین کمینه محلی در نقطه برخورد مشاهده نمی‌شود.



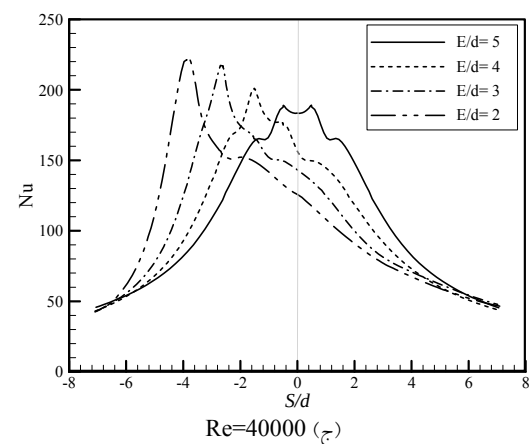
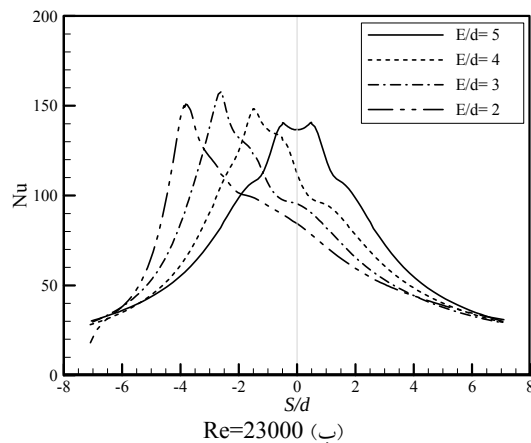
در شکل (۱۰) توزیع عدد ناسلت در راستای منحنی برای اعداد رینولدز ۲۳۰۰۰، ۱۴۰۰۰ و ۴۰۰۰۰، در E/d های مختلف نشان داده شده است. نتایج نشان می‌دهد که برای حالت مرجع ($E/d=5$) توزیع ناسلت در راستای منحنی کاملاً متقارن است و به‌طور کلی افزایش عدد رینولدز جت از ۱۴۰۰۰ به ۴۰۰۰۰ سبب افزایش ضریب انتقال حرارت به میزان محسوسی در نقطه برخورد و راستای منحنی شده است. برای صفحه تخت، وابستگی ناسلت با عدد رینولدز به شکل یک رابطه توانی ($Nu \propto Re^n$) می‌باشد. گلدشتاین و همکاران [30] با مطالعه بر روی یک ردیف جت برخوردی به صفحه تخت مقدار n را روی خط برخورد، برابر 0.67 و برای جریان پایین‌دستی برابر 0.7 گزارش کردند. هم‌چنین در حالتی که عدد رینولدز

توجهی بر عدد ناسلت در نقطه برخورد ندارد. هم چنین با کاهش E/d مقدار بیشینه ناسلت که در نقطه برخورد ایجاد شده است به سمت جریان بالادستی انحراف پیدا می کند. در عدد رینولدز ۲۳۰۰۰ مقدار بیشینه ناسلت برای E/d های ۲ و ۳ به ترتیب در S/d های ۱/۴۷- و ۲/۶- و ۳/۸- مشاهده می شود. در عدد رینولدز ۴۰۰۰۰، با کاهش E/d ، ناسلت در نقطه برخورد افزایش می یابد، به گونه ای که در E/d برابر ۲، به میزان ۲۱ درصد افزایش ناسلت در نقطه برخورد نسبت به حالت مرجع مشاهده می شود. شایان ذکر است که توزیع عدد ناسلت، با کاهش E/d در راستای جریان بالادستی، بالاتر از حالت مرجع و در راستای جریان پایین دستی همواره پایین تر از حالت مرجع است.

در شکل (۱۱) توزیع عدد ناسلت در راستای محوری y نشان داده شده است. با در نظر گرفتن الگوی توزیع عدد ناسلت بین جت های مستقر در $y/d=0$ و $y/d=8$ مشاهده می شود که در دو عدد رینولدز ۲۳۰۰۰ و ۴۰۰۰۰ تغییر شیبی برای $1 < y/d < 1.45$ ایجاد شده است که البته این تغییر شیب در عدد رینولدز ۴۰۰۰۰ به شکل یک کمینه و بیشینه محلی ظاهر شده است. سپس عدد ناسلت شروع به کاهش می کند، تا در حد فاصل بین جت ها ($y/d=4$)، بیشینه محلی ظاهر می شود که ناشی از اثر چشمه و برخورد دو جت دیواره و ایجاد نقطه سکون ثانویه (گرادیان های سرعت در این ناحیه شدید می باشد) در حد فاصل بین دو جت می باشد.

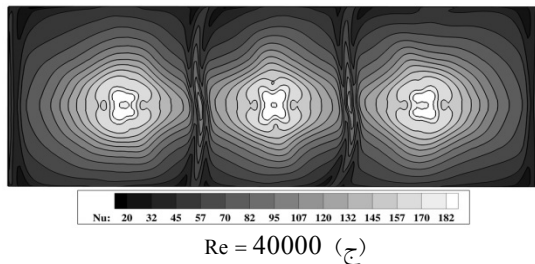


شکل ۱۱ توزیع عدد ناسلت در راستای محوری y ، $C_r=0.1$

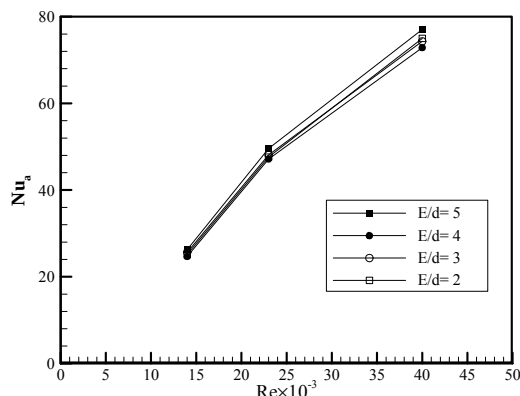


شکل ۱۰ تأثیر فاصله مرکز جت تالبه خروجی سطح مقعر بر توزیع عدد ناسلت در راستای منحنی

فنوت و همکاران [5] وجود این حداقل نسبی در نقطه برخورد برای صفحه مقعر را به ناحیه سیال مرده ارتباط دادند. ناحیه سیال مرده توسط گیلارد و بریزی [31] در مطالعه تجربی آنها روی یک جت شیار در برخورد با صفحه مقعر مشاهده شده است. آنها سرعت متوسط سیال در این ناحیه را بسیار ناچیز گزارش کردند. در حقیقت انحنای صفحه مقعر، اجازه خروج کامل جریان را نمی دهد و سبب تشکیل ناحیه سیال مرده بر روی خط برخورد می شود. این ناحیه از برخورد مستقیم جریان جت به صفحه مقعر جلوگیری می کند و همین امر سبب کاهش عدد ناسلت در نقطه برخورد می شود. با کاهش عدد رینولدز به ۱۴۰۰۰ از حجم ناحیه سیال مرده کاسته می شود و تأثیر قابل



شکل ۱۲ کانتور توزیع ناسلت بر روی سطح مقعر



شکل ۱۳ ناسلت متوسط کل صفحه، $C_f = 0/1$

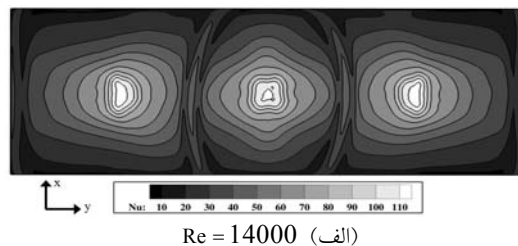
نتیجه گیری

در این مقاله نحوه عملکرد و میزان دقت محاسباتی برخی از مدل‌های رایج آشفتگی و مدل رینولدز پایین CHC به همراه اعمال تصحیح یاپ، در پیش‌بینی رفتار یک ردیف جت دایره‌ای در برخورد به صفحه مقعر استوانه‌ای مورد بحث و ارزیابی قرار گرفته است. در بخش اعتبارسنجی با اعمال تصحیح یاپ به مدل رینولدز پایین CHC، خطا برای عدد ناسلت در نقطه برخورد از ۱۱۷/۲ درصد به ۲۸/۴ درصد کاهش داشته است. در نهایت از بین مدل‌های آشفتگی استفاده شده در این مطالعه، تنها مدل آشفتگی SST k- ω توانست توزیع عدد ناسلت در نقطه برخورد و راستای منحنی را با دقتی مناسب پیش‌بینی کند.

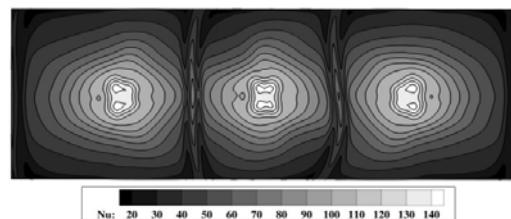
نتایج به دست آمده نشان‌دهنده آن است که برای میدان جریان حاصل از یک ردیف جت برخوردی، علاوه بر نقطه سکون ایجاد شده در محل برخورد جریان اصلی جت و صفحه مقعر، نقطه سکون ثانویه‌ای

در شکل (۱۲) کانتور توزیع ناسلت در اعداد رینولدز مختلف روی صفحه مقعر نشان داده شده است. برای حالتی که عدد رینولدز ۲۳۰۰۰ و ۴۰۰۰۰ می‌باشد، مشاهده می‌شود که بیشینه مقدار عدد ناسلت، با فاصله از نقطه برخورد ظاهر شده است. در حالی که با کاهش عدد رینولدز به ۱۴۰۰۰، بیشینه مقدار عدد ناسلت دقیقاً در نقطه برخورد اتفاق افتاده است. ذکر این نکته حائز اهمیت است که با افزایش عدد رینولدز به ۴۰۰۰۰ و دور شدن از هسته پتانسیل جت (در راستای شعاعی) و نزدیک شدن به لایه برشی و افزایش برهم کش سیال جت با محیط اطراف، بر انرژی جنبشی و شدت آشفتگی جت افزوده شده است و این امر می‌تواند بر بیشینه نسبی ایجاد شده بعد از نقطه برخورد در هر دو راستای s و y تأثیر در خور توجهی داشته باشد [32].

در شکل (۱۳) ناسلت متوسط کل صفحه بر حسب E/d های مختلف مورد مقایسه قرار گرفته است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با وجود این‌که با کاهش E/d ناسلت در نقطه برخورد افزایش پیدا می‌کند اما ناسلت متوسط کل صفحه برای هندسه مرجع ($E/d=5$) نسبت به سایر حالت‌ها بیشتر باقی می‌ماند، که البته این امر در عدد رینولدز ۴۰،۰۰۰ مشهودتر می‌باشد.



Re = 14000 (الف)



Re = 23000 (ب)

شار حرارتی (W m^{-2})	q''	حاصل از برخورد جت‌های دیواره، در حد فاصل بین جت‌ها ایجاد شده است که این امر سبب تشکیل بیشینه نسبی در توزیع عدد ناسلت در راستای محوری y می‌باشد که البته با افزایش عدد رینولدز به $40,000$ ، بیشینه نسبی ذکر شده با شدت بیشتری ایجاد شده است. همچنین نتایج بیانگر این امر می‌باشد که با افزایش انحنای نسبی از 0.1 به 0.15 تغییر قابل ملاحظه‌ای از نظر کمی و کیفی بر توزیع عدد ناسلت در نقطه برخورد و راستای منحنی ایجاد نشده است.
ضریب ویسکوزیته آشفته	C_μ	همچنین کاهش فاصله مرکز جت‌ها تا لبه خروجی صفحه مقعر (E/d)، سبب شده است تا انرژی جنبشی آشفستگی در ناحیه برخورد افزایش یابد و به موجب همین امر در عدد رینولدز $40,000$ ، با کاهش E/d از 5 به 2 ، عدد ناسلت در نقطه برخورد به میزان 21 درصد افزایش داشته است. اما ذکر این نکته حائز اهمیت است که ناسلت متوسط کل صفحه مقعر با کاهش E/d ، حداکثر کاهشی معادل $6/49$ درصد را نشان می‌دهد.
ضریب هدایت حرارتی هوا	K_{air}	
($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)	S_e	
عبارت چشمه	Re	
عدد رینولدز ($= \rho u_{\text{jet}} d / \mu$)	Nu	
ناسلت که برابر است با $(q'' / (T_j - T_w)) (d / k_{\text{air}})$	Nu_a	
ناسلت متوسط کل صفحه	y^+	
فاصله بدون بعد از دیواره	H	
فاصله برخورد (mm)	E	
فاصله مرکز جت تا لبه خروجی (mm)	p	
فشار استاتیکی متوسط ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$)	d	
قطر جت (mm)	D	
قطر صفحه برخورد (mm)	u_i	
متغیر سرعت متوسط (m s^{-1})	l	
مقیاس طول آشفستگی	l_e	
مقیاس طول تعادلی	u'_i, u'_j	
مؤلفه‌های نوسانی سرعت (m s^{-1})		
علائم یونانی		فهرست علائم
توابع ضرایب بستار	α, β	C_r انحنای نسبی که برابر است با d/D
اضمحلال انرژی جنبشی آشفته ($\text{m}^2 \text{s}^{-3}$)	ε	K انرژی جنبشی آشفستگی ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)
لزجت دینامیکی ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)	μ	S_{ij} تانسور نرخ کرنش
لزجت آشفستگی ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)	μ_t	$-\rho u'_i u'_j$ تنش‌های رینولدز
چگالی (kg m^{-3})	ρ	F_1, F_2 توابع آمیختگی توابع میراکننده
فرکانس آشفستگی (s^{-1})	ω	f_1, f_2 توابع میراکننده
زیرنویس‌ها		P_k تولید انرژی جنبشی آشفستگی
هوا	air	x_i جهات مختصات (x, y, z)
جت	jet	T_∞ دمای محیط (K)
دیواره	w	T_{jet} دمای هوای ورودی جت (K)
		t زمان (s)
		u_{jet} سرعت جت (m s^{-1})

مراجع

1. Chupp, R. E., Helms, H. E., McFadden, P. W., Brown, T. R., "Evaluation of internal heat transfer coefficients for impingement cooled turbine airfoils", *AIAA Journal of Aircraft*, Vol. 6, pp. 203-208, (1969).

2. Bunker, R. S., Metzger, D. E., "Local heat transfer in internally cooled turbine airfoil leading edge regions": part 1- impingement cooling without film coolant extraction, *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 451-458, (1990).
3. Lee, D. H., Chung, Y. S., Won, S. Y., "The effect of concave surface curvature on heat transfer from a fully developed round impinging jet", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 2489-2497, (1990).
4. Fenot, M., Vullierme, J. -J., Dorignac, E., "Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 44, pp. 665-675, (2005).
5. Fenot, M., Vullierme, J. -J., Dorignac, E., "An experimental study on hot round jets impinging a concave surface", *International Journal of Heat And Fluid Flow*, Vol. 29, pp. 945-956, (2008).
6. Lee, C. H., Lim, K. B., Lee, S. H., Yoon, Y. J., Sung, N. W., "A study of the heat transfer characteristics of turbulent round round jet impinging on an inclined concave surface liquid crystal transient method", *Experimental Thermal and Fluid Science* Vol. 31, pp. 559-565, (2007).
7. Mohammadpour, J., Rajabi-Zargarabadi, M., Mujumdar, A. S., "Effect of intermittent and sinusoidal pulsed flows on impingement heat transfer from a concave surface", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 76, pp. 118-127, (2014).
8. محمدپور. جواد، رجبی زرگرآبادی. مهران، احمدی. هادی، "تحلیل عددی جریان و انتقال حرارت آشفته در جت نوسانی برخوردی به سطح مقعر"، ماهنامه علمی پژوهشی مهندسی مکانیک مدرس، دوره. ۱۳، شماره. ۱، صفحه. ۱۲۹-۱۳۷، (۱۳۹۲).
9. Bazdidi Tehrani, F., Karami, F. and Jahromi, M., "Unsteady flow and heat transfer analysis of an impinging synthetic jet", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, No. 11, pp. 1363-1373, (2011).
10. Sharif, M.A.R. and Mothe, K.K. "Evaluation of Turbulence Models in the Prediction of Heat Transfer Due to Slot Jet Impingement on Plane and Concave Surfaces", *International Journal of Computation and Methodology*, Vol. 55, pp. 273-294, (2009).
11. Choi, M., Yoo, H.S., Yang, G., Lee, J.S. and Sohn, D.K., "Measurement of impinging jet flow and heat transfer on a semi-circular concave surface", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 1811-1822, (2000).
12. Rama Kumar, B.V.N. and Prasad, B.V.S.S., "Computational flow and heat transfer of a row of circular jets impinging on a concave surface", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 667-678, (2007).
13. Martin, E.L., Wright, L.M. and Crites, D.C. "Impingement heat transfer enhancement on a cylindrical leading edge model with varying jet temperatures", *Journal of Turbomachinery*, Vol. 135, (2012).
14. Martin, E.L., Wright, L.M. and Crites, D.C., "Computational investigation of jet impingement on turbine blade leading edge cooling with engine-like temperatures", *Conf, International Gas Turbine Institute*, Denmark, pp. 311-322, (2012).
15. Elebiary, K. and Taslim, M.E., "Experimental/ Numerical crossover jet impingement in an airfoil leading edge cooling channel", *Journal of Turbomachinery*, Vol. 135, (2013).
16. Yang, Y.T., Wei, T.C. and Wang, Y.H., "Numerical study of turbulent slot jet impingement cooling on a semi-circular concave surface", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 54, pp. 482-489, (2011).
17. Xie, Y., Li, P., Lan, J. and Zhang, D., "Flow and heat transfer characteristics of single jet impinging on dimpled surface", *Journal Heat Transfer*, Vol. 135, (2013).

18. Yang, L., Ren, J., Jiang, H. and Ligrani, P., "Experimental and numerical investigation of unsteady impingement cooling within a blade leading edge passage", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 71, pp. 57-68, (2014).
19. ANSYS FLUENT 14.0, User's Guide, ANSYS Inc, (2014).
20. Imbriale, M., Laniro, A., Meola, C. and Cardone, G., "Convective heat transfer by a row of jets impinging on a concave surface", *International Journal of Thermal Science*. Vol. 75, pp. 153-163, (2014).
21. Caliskan, S., Baskaya, S. and Calisir, T., "Experimental and numerical investigation of geometry effects on multiple impinging air jets", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 75, pp. 685-703, (2014).
22. Menter, F. R., "Two equation eddy-viscosity turbulence models for engineering application", *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 269-289, (1994).
23. Chang, K., Hsieh, W. and Chen, C., "Modified Low-Reynolds- Number Turbulence Model Application to Recirculating flow in pipe expansion", *Journal Fluid Eng*, Vol. 117, PP. 417-423, (1995).
24. Yap, C. R., "Turbulent heat and momentum transfer in recirculation and impinging flows", Ph. D. thesis, University of Manchester institute of science technology, Manchester, UK, (1987).
25. Ahmadi, H., Rajabi-Zargarabadi, M., Mujumdar, A.S. and Mohammadpour, J., "Numerical Modeling of a Turbulent Semi-Confined Slot Jet Impinging on a Concave Surface", *Thermal Science*, Vol. 19, pp. 129-140, (2015).
26. Wang, S.J. and Mujumdar, A.S., "A comparative study of five low Reynolds number $k-\epsilon$ models for impingement heat transfer", *Journal of Applied Thermal Engineering*, Vol. 25, pp. 31-44, (2005).
27. Hosseinalipour, S.M. and Mujumdar, A.S., "Comparative evaluation of different turbulence models for confined impinging and opposing jet flows", *Numerical Heat Transfer*, Vol. 28, pp. 647-666, (1995).
28. Thomann, H., "Effect of streamwise wall curvature on heat transfer in a turbulent boundary layer", *Journal of Fluid Mech*, Vol. 33, pp. 283-292, (1968).
29. Schlichting, H., "Boundary layer theory", 7th ed, McGraw-Hill, New York, (1979).
30. Goldstein, R.J. and Seol, W.S., "Heat transfer to a row of impinging circular air jets including the effect of entrainment", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 2133-2147, (1991).
31. Gilard, V. and Brizzi, L.-E., "Slot jet impinging on a concave curved wall", *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 127, pp. 595-603, (2005).
32. Lee, J. and Lee, S.J., "Stagnation region heat transfer of a turbulent axisymmetric jet impingement", *Experimental Heat Transfer*, Vol. 12, pp. 137-156, (1990).

بررسی تجربی پارامترهای یک بال زن در پرواز ایستا بر عملکرد آیرودینامیکی*

زهرا سادات علوی^(۱)محمدحسن جوارشکیان^(۲)سجاد محمودی^(۳)

چکیده در این تحقیق، تأثیر دامنه بال زنی یک بال زن، همزمان با اثر انعطاف پذیری بال، بر عملکرد آیرودینامیکی آن، بررسی شده است. برای این هدف، یک مکانیزم بال زن با بال پوسته‌ای انعطاف پذیر و یک سامانه اندازه گیری نیروی پیشران طراحی و ساخته شد. در این آزمایش‌ها، در گستره‌ای از فرکانس‌ها و دامنه‌های بال زنی برای دو نمونه بال با انعطاف پذیری متفاوت از نظر خمشی و پیچشی، نیروی پیشران تولیدی و توان مصرفی اندازه گیری شده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش دامنه بال زنی، میزان نیروی پیشران تولیدی، افزایش می‌یابد، که البته برای دو پوسته بال با ضخامت مختلف متفاوت است.

واژه‌های کلیدی دامنه بال زنی؛ نیروی پیشران؛ انعطاف پذیری؛ فرکانس بال زنی.

Experimental Study of the Flapping Parameters on the MAV Aerodynamic Performance in Hovering Flight

Z.S. Alavi

M.H. Djavareshkian

S. Mahmoudi

Abstract In this research, the flapping amplitude effect and flexible shell on the MAV (Micro Air Vehicle) aerodynamic performance in hovering flight are experimentally investigated. For this purpose, a flapping membrane wing mechanism and an experimental measurement setup for measuring generated thrust were designed and constructed. In these tests, for two wings with different flexibility, generated thrust and power usage were measured in the range of flapping frequency and amplitude. In general, flapping wing generated thrust increases with raising flapping amplitude. Values of the propulsion force are different for these two wings.

Key Words Flapping Amplitude; Thrust; Flexibility; Flapping Frequency.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۳/۲/۲۴ و تاریخ پذیرش آن ۹۳/۱۰/۹ می‌باشد.

(۱) کارشناسی ارشد هوافضا، گروه مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد.

(۲) نویسنده مسئول: دانشیار، گروه مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی مشهد. javareshkian@um.ac.ir

(۳) کارشناسی ارشد هوافضا، گروه مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد.

مقدمه

بالزن ها گونه ای از وسایل پرنده هستند که مانند پرندگان به کمک بال هایی انعطاف پذیر و مکانیزمی که حرکت بال زدن را فراهم می نماید، نیروهای آیرودینامیکی لازم برای پرواز خود را تولید می کنند. منبع اصلی تولید نیروهای آیرودینامیکی در پرندگان، حرکت نوسانی بال هاست که به طور کلی شامل انتقال و دوران با دو درجه آزادی حرکت و یا بیشتر است. به واسطه این حرکت ها، دنباله جریان تشکیل می شود که آن نیز به صورت نیروهای آیرودینامیکی پیشران و غیره ظاهر می شود.

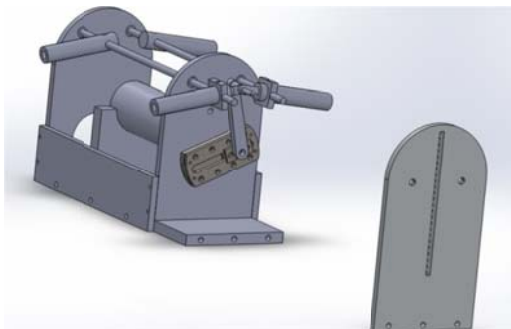
بالزن ها به دلیل قابلیت مانورپذیری بالا، بازده پیشرانشی بالا و نیز توان حرکت ایستا با صرف نرخ انرژی مصرفی حداقل، در میان سایر انواع، اخیراً بیشتر مورد بررسی و استفاده قرار گرفته اند. ابعاد کوچک، قابلیت مانور بالا، سرعت پایین و شباهت بالزن ها به پرندگان، کاربردهای متنوعی را برای آنها متصور کرده است. کسب و ارسال اطلاعات از محیط های غیر قابل دسترسی، کارگذاری سنسور، دنبال کردن اشیای خاص، نفوذ به داخل ساختمان ها و اماکن مسکونی، پرواز در ارتفاع های بالای زمین با جو رقیق برای اهداف هواشناسی، شرکت در عملیات نجات، رفتن به اماکن خطرناک و... از جمله کاربردهای پیشنهادی برای بالزن ها می باشند.

اگرچه انسان ها از هزاران سال قبل به مشاهده پرواز پرندگان و تقلید از مکانیزم پرواز آنان برای ساخت وسایل پرنده پرداخته اند اما تا حدود قرن نوزدهم میلادی هیچ مطالعه علمی در این مورد ثبت نشده است. از این زمان، به تدریج مطالعات مختلفی در زمینه پرواز پرندگان انجام شد و این مطالعات به مرور زمان با پیشرفت علم و تکنولوژی و در نتیجه ابزار اندازه گیری، شکل مدون و تازه ای به خود گرفتند. در جدیدترین پژوهش ها، در سال ۲۰۰۸ اسوانبرگ [1] مطالعاتی بر روی بال های مختلف از جنبه های

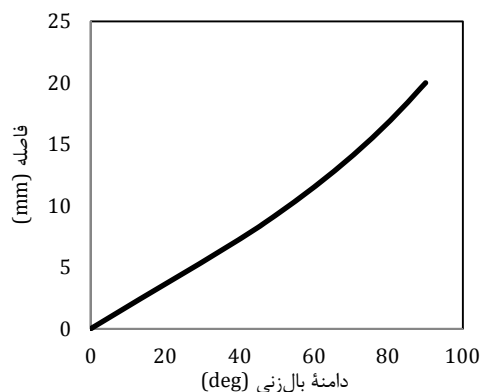
اسکلت بندی و هندسه های گوناگون انجام داد، هم چنین او در این آزمایش ها، از مواد مختلفی برای ساخت پوسته بال استفاده کرد تا تأثیر جنس بال را نیز مورد مطالعه قرار دهد. هو و همکارانش در سال های ۲۰۰۹ [2] و ۲۰۱۰ [3]، با ثابت در نظر گرفتن هندسه و اسکلت بندی بال، انعطاف پذیری بال های پوسته ای را با انتخاب سه نوع ماده چوب، نایلون و لاتکس در سرعت های باد مختلف و گستره ای از فرکانس های بال زنی بررسی کردند. در همین سال پارکر [4] تحقیقاتی بر روی تفاوت بال های پوسته ای و ایرفویل دار و هم چنین اشکال مختلف بال و یافتن و همکارانش [5] مطالعاتی بر روی تأثیر فرکانس بال زنی، حداکثر زاویه بال زنی و سرعت باد بر روی نیروهای آیرودینامیکی برآ و پیشرانش انجام دادند. اسلادک [6] و تاناکا و همکارانش [7] طی تحقیقاتی جداگانه، در سال ۲۰۱۱ به ترتیب اسکلت بندی و هندسه های مختلف بال حشرات و تأثیر خمش و پیچش بال های انعطاف پذیر حشرات بر تولید نیروی برآ در پرواز ایستا را مورد تحقیق و بررسی قرار دادند. در ادامه در سال ۲۰۱۲، کورتیس و همکارانش [8] مطالعه بال های پوسته ای از جنس مایلر با هندسه های متفاوت و بال های پوسته ای از جنس لاتکس با اسکلت بندی با لوله های آلومینیومی و سیم های فولادی به صورت انحنادار را به پایان رساندند و نیز در همین سال، ها و همکارانش [9] با مشابه سازی یک نوع سوسک پرنده، تأثیر مواد مختلف در ساخت بال را در پرواز ایستا و رو به جلو مورد آزمایش قرار دادند.

ابراهیمی و همکارانش در سال های ۲۰۱۰ [10] و ۲۰۱۱ [11, 12] برای مطالعه تجربی نیروهای ناپایای برآ و پیشران تولید شده از یک سامانه بالزن و حسگرهای اندازه گیری نیرو و توان مصرفی استفاده کردند که توسط آن، نیروهای اینرسی و آیرودینامیکی ناپایدار، مصرف توان و سرعت زاویه ای حرکت بال زنی را در فرکانس های بال زنی مختلف و برای بال های

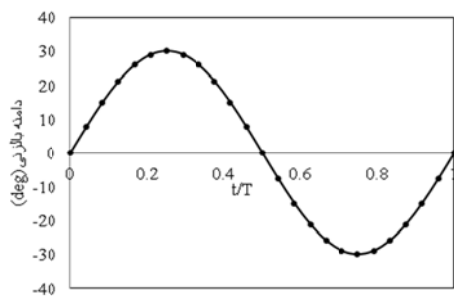
تعیین دامنه بالزنی براساس فاصله محور لنگ از محور مدور که در نمودار به اختصار «فاصله» قید شده است، در شکل (۲) قابل مشاهده است. نمای سه بعدی مکانیزم طراحی شده در شکل (۱) ارائه شده است. هم چنین سینماتیک دامنه بالزنی ایجاد شده در ریشه بال برای دامنه بالزنی ۶۰ درجه، در شکل (۳) نشان داده شده است.



شکل ۱ مکانیزم بالزنی با قابلیت تغییر دامنه بالزنی



شکل ۲ نمودار لنگ برای تنظیم دامنه بالزنی



شکل ۳ نتایج سینماتیک دامنه بالزنی ایجاد شده در ریشه بال برای زاویه ۶۰ درجه

متفاوت (از نظر انعطاف پذیری) در پرواز کروز با سرعت های باد متفاوت و ایستا (hovering) یا بدون باد اندازه گیری شد.

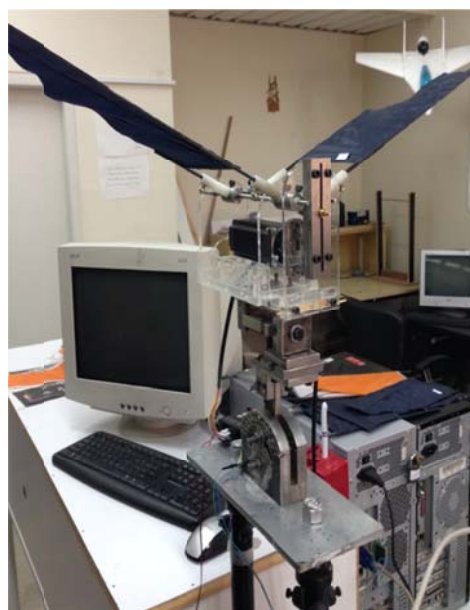
یانگ و همکارانش نیز که از سال ۲۰۰۹ [13] روی پرنده بالزن خود به نام گلدن اسنیچ (با وزن ۵/۹ گرم) کار می کردند و توانسته بودند تا سال ۲۰۱۰، زمان پروازی این پرنده را به بیش از ۴۸۰ ثانیه برسانند، در سال ۲۰۱۲ در جدیدترین مطالعات خود متوجه شدند که اگر با ایجاد تغییراتی در ریب کربنی لبه حمله بال، حالت پرواز پرنده را که از نمای جانبی مشابه عدد هشت انگلیسی است، بهبود ببخشند، عملکرد آیرودینامیکی پرنده ارتقا می یابد [14,15].

در آزمایش های تجربی و تحقیقاتی که تا به امروز انجام شده است، تغییر دامنه بالزنی به صورت هم زمان با حوزه های دیگر مانند انعطاف پذیری انجام نشده است، زیرا این بررسی نیازمند ساخت یک مکانیزم بالزن با قابلیت تغییر دامنه بالزنی است که به دلیل پیچیده شدن مکانیزم، تا کنون، خیلی مورد توجه طراحان قرار نگرفته است. لذا در این پژوهش، با توجه به همین موضوع، چیدمانی آزمایشگاهی شامل مکانیزم بالزن با قابلیت تغییر دامنه بالزنی و حسگر نیرو برای اندازه گیری نیروی ناپایای پیشران تولید شده در حرکت بالزدن در حالت ایستا و در فرکانس های بالزنی مختلف طراحی و ساخته شده است تا بتوان اثر دامنه بالزدن یک بالزن را هم زمان با تغییر انعطاف پذیری پوسته آن بررسی کرد.

چیدمان آزمایش

مکانیزم بالزن اصلی ترین قسمت این دستگاه است که عمل بالزدن را ایجاد می کند. در این دستگاه، برای ایجاد حرکت بالزنی و نیز قابلیت تغییر دامنه بالزنی، یک مکانیزم تبدیل حرکت دورانی به خطی برای به حرکت درآوردن بال توسط سیستم لنگ طراحی شده است (شکل ۱). برای سامانه لنگ طراحی شده نمودار

مکانیزم شرح داده شده برای حرکت و کنترل فرکانس بالزنی به یک سروو موتور DC متصل می‌شود. سروو موتور DC نصب شده (به مدل BLD10-R-42BL105L2 از شرکت مونز)، قابلیت تنظیم دور موتور و یا فرکانس بالزنی را تا ۵ هرتز از طریق نرم‌افزار مخصوص (Utility SCL) دارد. برای اندازه‌گیری نیروی پیشران تولید شده توسط حرکت بالزنی، از یک نیروسنج یک‌محوره (STC Lasoux نوع S) در جهت نیروی پیشران (در حالت استاتیکی خالص نیرو در جهت برآ صفر است و نیازی به اندازه‌گیری آن نیست)، استفاده می‌شود. چیدمان بالزن و حسگر نیرو را در شکل (۴) مشاهده می‌کنید.



شکل ۴ چیدمان بالزن و حسگر نیرو

کارت داده‌برداری و نرم‌افزار طراحی شده در متلب. ۳- کاهش میزان زیادی از اصطکاک‌ها و لقی‌ها در مکانیزم‌های بالزنی با تغییرات لحاظ شده از جمله حذف چرخنده‌ها. ۴- قابلیت انجام انواع آزمایش‌ها با تنظیم دامنه و فرکانس بالزنی دلخواه و انواع گوناگونی از بال‌ها در هندسه‌ها و اسکلت‌بندی‌های مورد نظر. دقت این نیروسنج ۰/۰۵ درصد بیشترین میزان قابل اندازه‌گیری توسط آن (۱۰۰ نیوتون) است. نیروسنج به صورت استاتیکی با استفاده از اوزان مشخصی کالیبره می‌شود و فاکتورهای کالیبراسیون اندازه‌گیری شده برای تبدیل سیگنال‌های ولتاژ نسبی به نیرو استفاده می‌شود. داده‌های خروجی از نیروسنج (نیروی پیشران اندازه‌گیری شده) بعد از عبور از تقویت‌کننده یا آمپلی‌فایر (به مدل DN-AM100 از شرکت داسل) توسط کارت اخذ داده (PCI-1710HG از شرکت Advantech) به کامپیوتر منتقل و توسط شبیه‌ساز طراحی شده در سیمولینک نرم‌افزار متلب ثبت می‌شود. برای میانگین‌گیری بعد از هر داده‌برداری با حدود بیش از ۵۰۰ نمونه و حذف اغتشاشات اضافی ناشی از دوران موتور و حرکت بالزنی به کمک فیلتر پایین‌گذر مرتبه سوم، برای میانگین‌گیری از تابع تبدیل فوریه موجود در نرم‌افزار متلب استفاده می‌شود. فلوچارت نحوه انجام آزمایش به صورت خلاصه در شکل (۵) ارائه شده است.

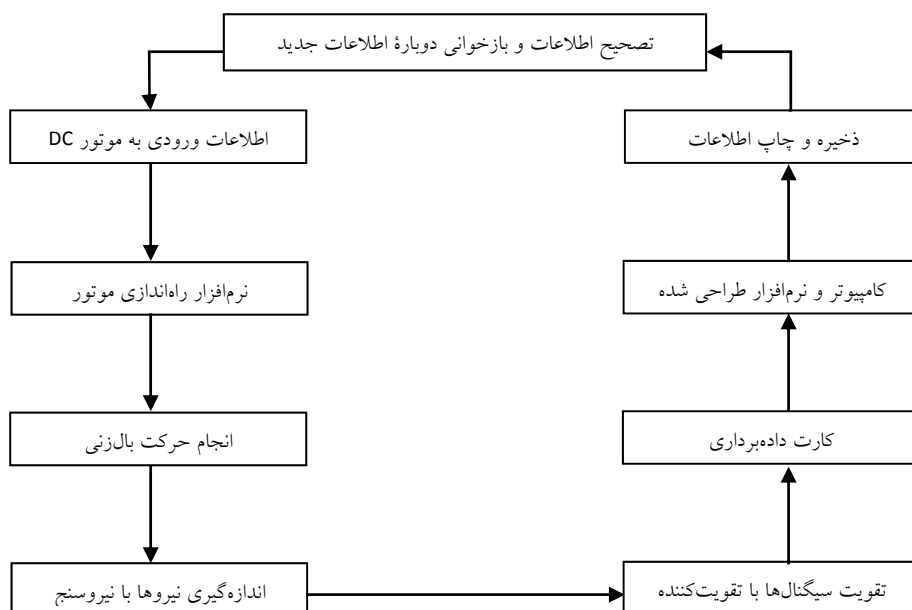
بال‌های مورد بررسی. مطالعه اثر دامنه بالزنی بر تولید نیروی پیشران در پرواز ایستا، با دو بال با ضخامت پوسته مختلف از نظر انعطاف‌پذیری مورد ارزیابی قرار گرفت. لذا دو نمونه بال با ابعاد و مساحت یکسان (ارائه شده در جدول ۱) اما با مشخصات ضخامت پوسته متفاوت به صورتی که در جدول (۲) آمده است، ساخته شد. جنس پوسته این بال‌ها از پلاستیک، و اسکلت‌بندی آنها از یک اسپار (Spar)

از ویژگی‌های خاص این دستگاه اندازه‌گیری می‌توان به این موارد اشاره کرد:

- ۱- دقت بسیار بالا به دلیل استفاده از ابزار دقیق مانند نیروسنج با دقت بالا در حدود ۲۰ میلی‌نیوتون، سروو موتور الکتریکی با قابلیت تنظیم فرکانس بالزنی با دقت ۰/۰۰۴۲ هرتز.
- ۲- ثبت آنی و لحظه‌ای اطلاعات در کامپیوتر از طریق

اصلی در لبه جلویی بال، یک اسپار فرعی در لبه عمودی بال و ۲ ریب (Rib) میانی تشکیل شده است. شماتیک این بال‌ها و نام‌گذاری ابعاد آن‌ها در شکل (۶)

و نمای دو بال ساخته شده در شکل‌های (۷ و ۸) ارائه شده است.



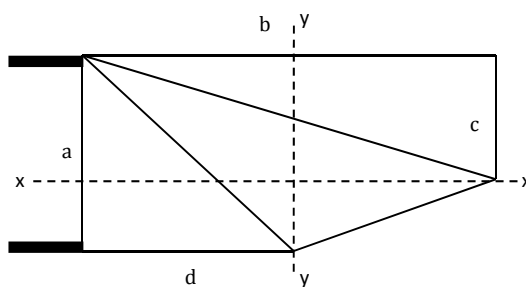
شکل ۵. فلوجارت نحوه انجام آزمایش و داده‌برداری

جدول ۱. مشخصات ابعادی بال‌های A و B

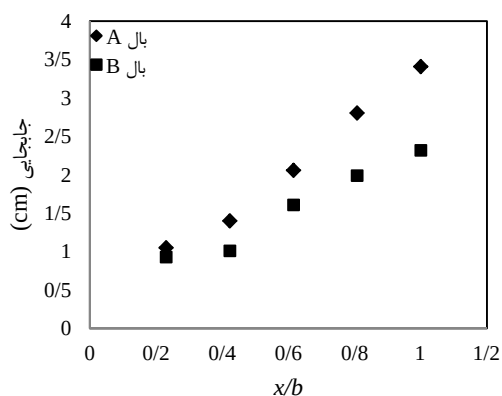
نسبت منطری	مساحت (m^2)	d (cm)	c (cm)	b (cm)	a (cm)
۲/۱۸	۰/۰۳۰۹	۱۵	۱۳	۲۶	۷/۸

جدول ۲. مشخصات پوسته و اسکلت‌بندی بال‌های A و B

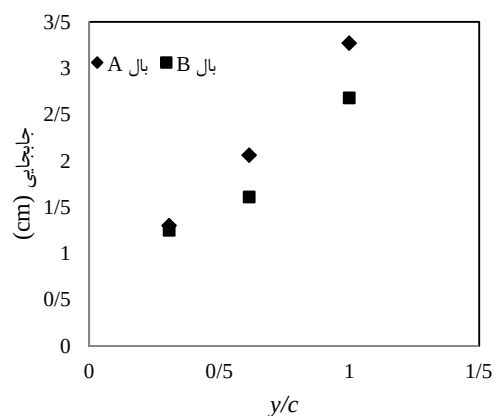
بال	جنس پوسته	ضخامت پوسته (mm)	جنس اسکلت‌بندی	قطر اسکلت‌بندی (mm)
بال A	پلاستیک	۰/۰۳	کربن	۲
بال B	پلاستیک	۰/۰۹	کربن	۲



شکل ۶. شماتیک بال طراحی شده و نام‌گذاری ابعاد آن



شکل ۱۰ مقایسه میزان جابجایی نقاطی از بال‌های A و B تحت بارگذاری ۰/۵ نیوتون در راستای طولی x-x



شکل ۱۱ مقایسه میزان جابجایی نقاطی از بال‌های A و B تحت بارگذاری ۰/۵ نیوتون در راستای عرضی y-y

همان‌طور که در دو شکل (۱۰ و ۱۱) دیده می‌شود، بال A در آزمایش‌های خمشی و پیچشی، جابه‌جایی بیشتری را نشان داده است لذا به‌طور مشخص می‌توان دریافت که سختی خمشی و پیچشی بال A کمتر از بال B و در نتیجه بال A انعطاف‌پذیری بیشتری از نظر خمشی و پیچشی داراست.

نتایج

داده‌های حاصل از اندازه‌گیری نیروی پشیران برحسب فرکانس بال‌زنی برای بال‌های A و B در ۴ دامنه بال‌زنی ۴۰، ۵۰، ۶۰ و ۷۰ درجه به‌طور جداگانه در شکل‌های (۱۳ و ۱۲) نشان داده شده است. در تمام

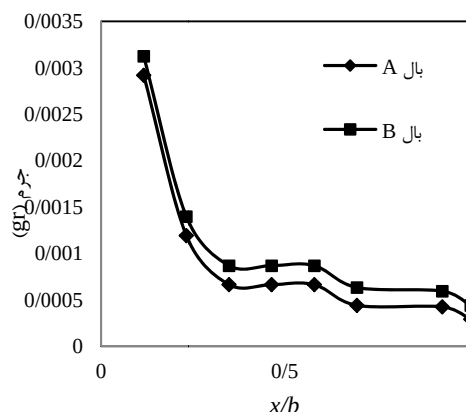


شکل ۷ نمایی از بال پوسته‌ای انعطاف‌پذیر A



شکل ۸ نمایی از بال پوسته‌ای انعطاف‌پذیر B

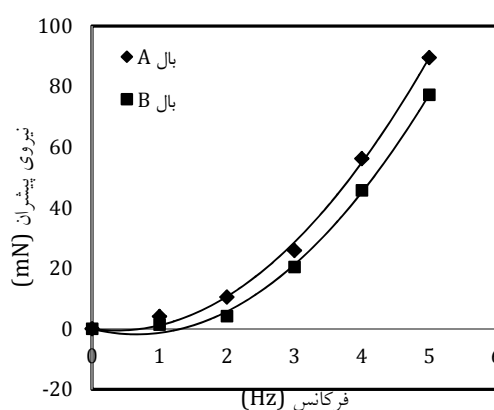
توزیع جرم دو بال A و B در شکل (۹) نشان داده شده است که در نهایت هرکدام از بال‌های A و B به‌ترتیب در حدود ۷/۲ و ۸/۸ گرم وزن دارند.



شکل ۹ توزیع جرم بال‌های A و B نسبت به راستای طول بال

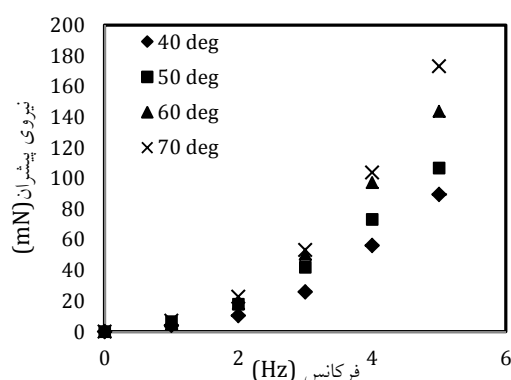
برای مقایسه انعطاف‌پذیری این دو بال، با استفاده از روش‌های تجربی، بال به‌صورت یک سر درگیر، به‌عنوان نمونه، تحت بارگذاری به مقدار ۰/۵ نیوتون در موقعیت‌های مختلف در راستای x-x و y-y (شکل ۵) قرار گرفته است. سپس میزان جابه‌جایی آن نسبت به محور خمشی (ریشه بال) و پیچشی (لبه حمله بال) اندازه‌گیری و نتایج آن (شکل‌های ۱۰ و ۱۱) به‌عنوان شاخصی از سختی خمشی و پیچشی در دو بال مورد مقایسه قرار گرفته است.

بال A بیشتر از بال B است. در دامنه بال‌زنی ۵۰ درجه (شکل ۱۵) تفاوت مقدار نیروی پیشران تولیدی دو بال کمتر می‌شود اما همچنان نیروی پیشران بال A بیشتر از بال B است. در شکل (۱۶) دیده می‌شود که مقدار نیروی پیشران بال A کمتر از بال B می‌شود. همین روند در دامنه بال‌زنی ۷۰ درجه نیز تکرار می‌شود. این نشان می‌دهد که بال A در دامنه‌های بال‌زنی ۴۰ و ۵۰ درجه توانسته است از بال B در تولید نیروی پیشران موفق‌تر عمل کند در حالی که در دامنه‌های بال‌زنی ۶۰ و ۷۰ درجه، بال B که انعطاف‌پذیری کمتری نسبت به بال A دارد، عملکرد بهتری داشته است. لذا می‌توان نتیجه گرفت که بال‌های انعطاف‌پذیر در دامنه‌های بال‌زنی پایین تا حدود ۵۰ درجه نیروی پیشران بیشتری تولید می‌کنند و برای دامنه‌های بال‌زنی بالاتر، بال با انعطاف‌پذیری کمتر، مناسب‌تر است. دلیل آن این است که بال با انعطاف‌پذیری بالا در راستای خمشی و پیچشی، در دامنه‌های بال‌زنی بالاتر دارای تغییرات زیاد و بیش از حد مجازی در انحنای پوسته خود در راستای طولی و عرضی می‌گردد که این عامل در پایین آمدن عملکرد بال در تولید نیروی پیشران و تولید نیروهای غیرمفید مؤثر است.

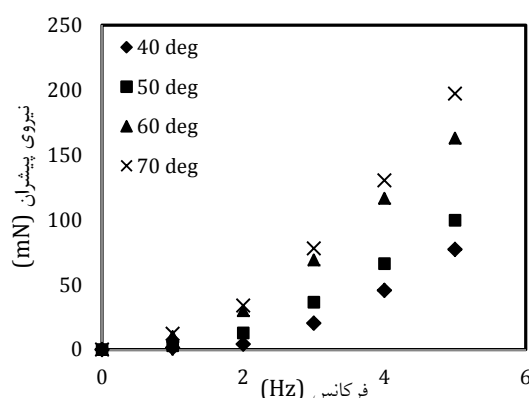


شکل ۱۴ نمودار نیروی پیشران برحسب فرکانس بال‌زنی برای بال‌های A و B در دامنه بال‌زنی ۴۰ درجه

آزمایش‌ها، زاویه حمله برای تمام بال‌ها برابر صفر و دامنه بال‌زنی به صورت متقارن تنظیم شده است. همان‌طور که انتظار می‌رود، میزان نیروی پیشران با بالا رفتن فرکانس و دامنه بال‌زنی تقریباً با یک تابع درجه ۲ در حال زیاد شدن است. اما برای مقایسه تأثیر دامنه بال‌زنی و انعطاف‌پذیری پوسته بال به طور هم‌زمان بر نیروی پیشران تولیدی و توان مصرفی، نمودارهای دیگری تهیه شده است که در ادامه شرح داده می‌شود.



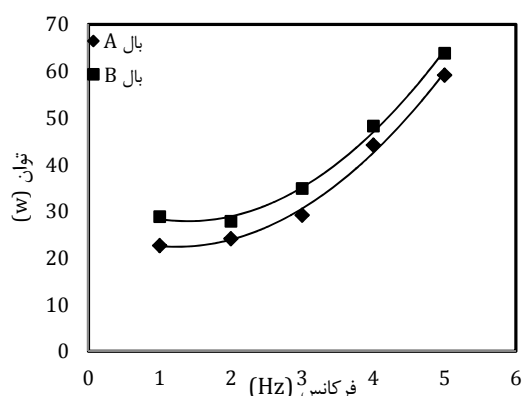
شکل ۱۲ نمودار نیروی پیشران برحسب فرکانس بال‌زنی برای بال A در دامنه‌های بال‌زنی ۴۰، ۵۰، ۶۰ و ۷۰ درجه



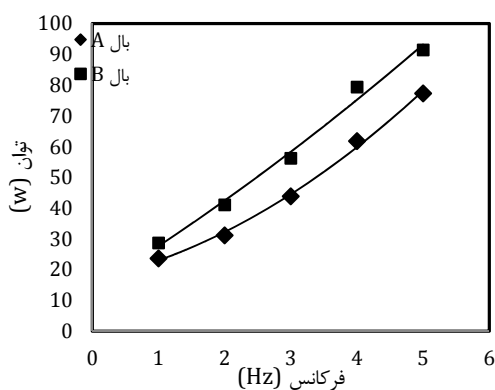
شکل ۱۳ نمودار نیروی پیشران برحسب فرکانس بال‌زنی برای بال B در دامنه‌های بال‌زنی ۴۰، ۵۰، ۶۰ و ۷۰ درجه

در شکل‌های (۱۷-۱۴) نیروی پیشران تولیدی به ترتیب برای دامنه‌های بال‌زنی ۴۰ تا ۷۰ درجه به صورت مجزا رسم شده است. در دامنه بال‌زنی ۴۰ درجه (شکل ۱۴) میزان نیروی پیشران تولیدی برای

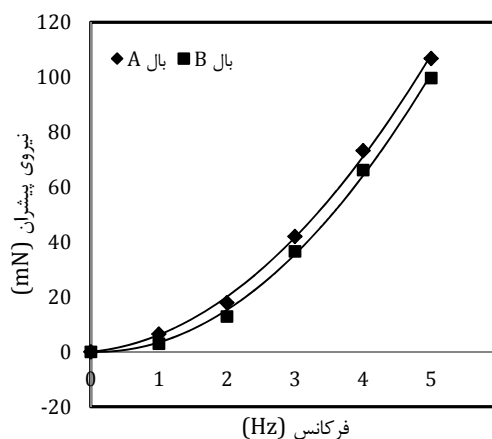
شکل‌های (۲۱-۱۸) رفتار تغییرات توان مصرفی نسبت به فرکانس بالزنی را برای دامنه‌های بالزنی ۴۰ تا ۷۰ درجه نشان می‌دهند. همان‌طور که انتظار می‌رود، میزان توان مصرفی به‌ازای فرکانس بالزنی تقریباً با یک تابع درجه ۲ در تمام آزمایش‌ها افزایش می‌یابد. ولی همان‌طور که در مجموعه نمودارهای توان مصرفی پیداست، برخلاف روند تغییرات نیروی پیشران در دامنه‌های بالزنی کم و زیاد، در تمام شکل‌ها میزان توان مصرفی بال A کمتر از بال B می‌باشد، که علت آن سبک‌تر بودن این بال و در نتیجه نیاز به توان مصرفی کم‌تر برای راه‌اندازی و حرکت دورانی مکانیزم است.



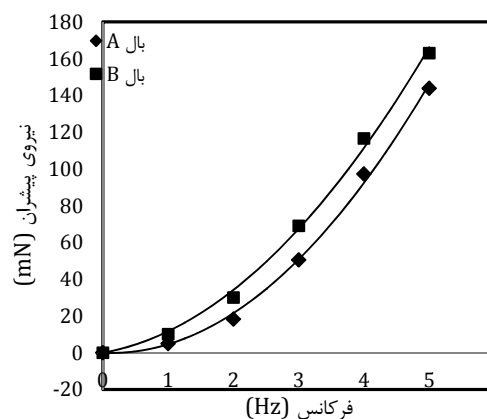
شکل ۱۸ نمودار توان مصرفی برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۴۰ درجه



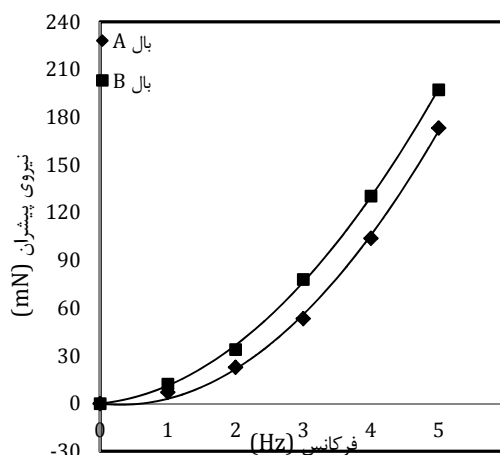
شکل ۱۹ نمودار توان مصرفی برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۵۰ درجه



شکل ۱۵ نمودار نیروی پیشران برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۵۰ درجه

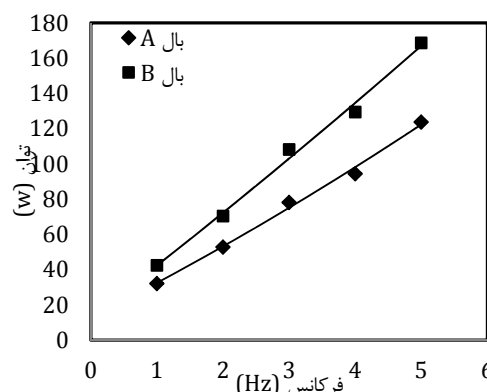


شکل ۱۶ نمودار نیروی پیشران برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۶۰ درجه

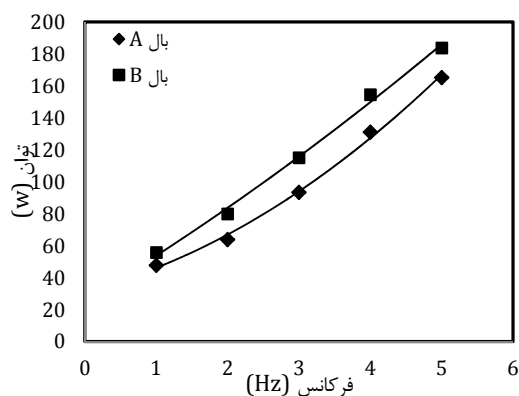


شکل ۱۷ نمودار نیروی پیشران برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۷۰ درجه

دامنه بال زنی قابل مشاهده است. لذا می توان نتیجه گرفت، افزایش دامنه بال زنی در این آزمایش ها با این که باعث تولید نیروی پیشران بیشتر می شود اما چون از طرفی، میزان توان مصرفی را نیز افزایش می دهد لذا باید طراح، با بهینه سازی هدف خود که می تواند تولید نیروی پیشران بیشتر یا مداومت پروازی بالاتر باشد، از این نتایج بهره گیرد. اما برای مقایسه دو بال A و B، همان طور که در شکل (۲۲) دیده می شود، در دامنه بال زنی ۴۰ درجه، شاخص مداومت پروازی برای بال A یا همان بال انعطاف پذیرتر بیشتر از بال B است. در دامنه بال زنی ۵۰ درجه نیز هم چنان مداومت پروازی بال A بالاتر است؛ اما در دامنه بال زنی ۶۰ درجه (شکل ۲۴) مداومت پروازی بال B تمایل به مقادیر بیشتری از مداومت پروازی بال A دارد و لذا نمودار بال B در حال عبور از بال A آن را قطع کرده است. در ادامه همین روند، در شکل (۲۵) مشاهده می شود که نمودار مداومت پروازی بال B کاملاً از نمودار بال A عبور کرده است و مقادیر بیشتری را نسبت به نمودار مداومت پروازی بال A به خود اختصاص داده است. مشابه این روند در تولید نیروی پیشران نیز بین دو بال A و B رخ داد. می توان به این صورت نتیجه گیری کرد که تولید نیروی پیشران و شاخص مداومت پروازی برای بال های انعطاف پذیر در دامنه های بال زنی بالا، قابل توجه نیست و لذا اگر نیاز به حرکت بال زنی در دامنه های بال زنی بالاتر از تقریباً ۵۰ درجه نیاز است، بهتر است از بال های با انعطاف پذیری تا حدودی کمتر استفاده کرد هر چند همان نتیجه کلی را نیز هم چنان باید در نظر داشت که نسبت نیروی پیشران به توان مصرفی برای هر دو بال با افزایش دامنه بال زنی کاهش می یابد؛ اما همین کاهش کلی نیز برای بال B بازه کمتری را شامل می شود به طوری که برای بال A، از دامنه بال زنی ۴۰ تا ۷۰ درجه، مداومت پروازی حدوداً ۳۰ درصد و برای بال B تقریباً ۲۰ درصد کاهش داشته است.

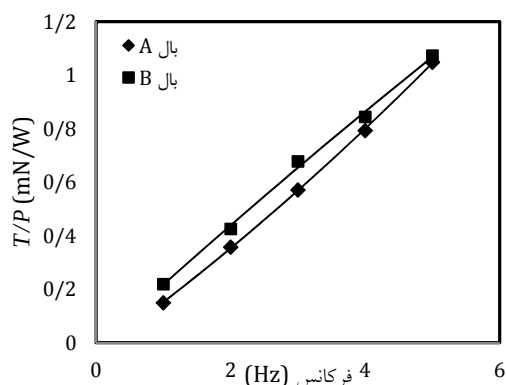


شکل ۲۰ نمودار توان مصرفی برحسب فرکانس بال زنی برای بال های A و B در دامنه بال زنی ۶۰ درجه

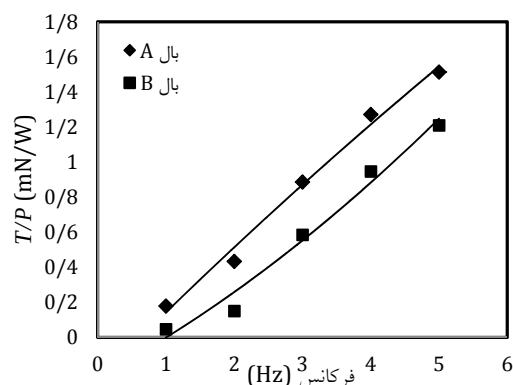


شکل ۲۱ نمودار توان مصرفی برحسب فرکانس بال زنی برای بال های A و B در دامنه بال زنی ۷۰ درجه

برای این که بتوان برای عملکرد آیرودینامیکی بال، نتایج نیروی پیشران تولیدی و توان مصرفی را جمع بندی کرد و یک نتیجه واحد ارائه داد، از پارامتر مداومت پروازی با تعریف نسبت نیروی پیشران به توان مصرفی استفاده می شود. نمودار مداومت پروازی برحسب فرکانس بال زنی برای دامنه های بال زنی ۴۰ تا ۷۰ درجه در شکل های (۲۲-۲۵) رسم شده است. همان طور که ملاحظه می شود، به طور کلی، نسبت نیروی پیشران به توان مصرفی برای هر دو بال به طور جداگانه از دامنه بال زنی ۴۰ درجه تا دامنه بال زنی ۷۰ درجه در حال کاهش است اما این کاهش مداومت پروازی در بال A آشکارتر و با اختلاف بیشتری در هر



شکل ۲۵ نمودار نسبت نیروی پیشران به توان مصرفی (مداومت پروازی) برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۷۰ درجه



شکل ۲۲ نمودار نسبت نیروی پیشران به توان مصرفی (مداومت پروازی) برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۴۰ درجه

نتیجه‌گیری و جمع‌بندی

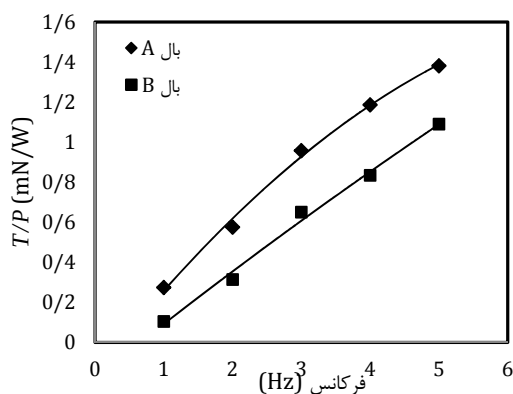
در این پژوهش، تأثیر هم‌زمان تغییر دامنه بالزنی و انعطاف‌پذیری بال، در حرکت بالزنی ایستا، به‌کمک بررسی عملکرد آیرودینامیکی آن تحقیق شده است. بدین منظور یک چیدمان آزمایشگاهی شامل یک مکانیزم بالزن با قابلیت تغییر دامنه بالزنی و حسگر نیرو ساخته شد. سپس ۲ بال با ضخامت پوسته مختلف با سختی خمشی و پیچشی متفاوت، مورد تحقیق قرار گرفتند. از مهم‌ترین نتایج این پژوهش می‌توان به این موارد اشاره کرد:

۱- مقدار توان مصرفی در تمام فرکانس‌ها و دامنه‌های بالزنی برای بال با انعطاف‌پذیری بیشتر (A)، مینیمم است.

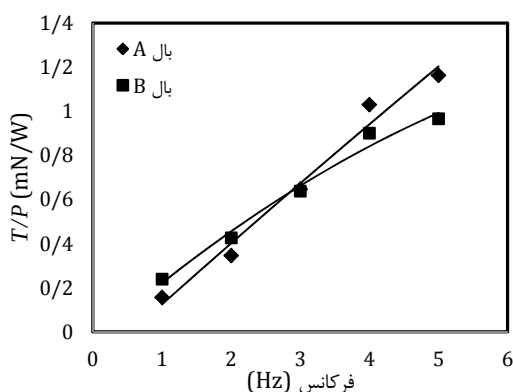
۲- هر دو پارامتر نیروی پیشران تولیدی و توان مصرفی بالزن با زیاد شدن فرکانس بالزنی تقریباً با یک تابع درجه ۲، افزایش می‌یابند.

۳- نرخ تولید نیروی پیشران با افزایش فرکانس بالزنی، افزایش می‌یابد.

۴- نیروی پیشران تولید شده توسط بال A (انعطاف‌پذیرتر) در دامنه‌های بالزنی ۴۰ و ۵۰ درجه بیشتر از بال B و در دامنه‌های بالزنی ۶۰ و ۷۰ درجه کمتر از بال B است.



شکل ۲۳ نمودار نسبت نیروی پیشران به توان مصرفی (مداومت پروازی) برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۵۰ درجه



شکل ۲۴ نمودار نسبت نیروی پیشران به توان مصرفی (مداومت پروازی) برحسب فرکانس بالزنی برای بال‌های A و B در دامنه بالزنی ۶۰ درجه

۷- بال‌های با سختی خمشی و پیچشی پایین‌تر (انعطاف‌پذیرتر) در دامنه‌های بال‌زنی پایین تا حدود ۵۰ درجه، عملکرد آیرودینامیکی بهتری دارند ولی برای دامنه‌های بال‌زنی بالاتر، این بال‌ها این شرایط را ندارند.

فهرست علائم

x/b	نسبت فاصله در راستای طول بال به دهانه بال
y/c	نسبت فاصله در راستای عرض بال به وتر بال
T	نیروی پیشران (mN)
P	توان مصرفی (w)

۵- مداومت پروازی با افزایش دامنه بال‌زنی از ۴۰ درجه تا ۷۰ درجه برای بال A، در حدود ۳۰ درصد و برای بال B در حدود ۲۰ درصد کاهش می‌یابد.

۶- مداومت پروازی تا دامنه بال‌زنی ۵۰ درجه برای بال انعطاف‌پذیرتر (A) مقادیر بیشتری را نشان می‌دهد در حالی که در دامنه بال‌زنی ۶۰ درجه، برای دو بال تقریباً به هم می‌رسد و در دامنه بال‌زنی ۷۰ درجه، بال با انعطاف‌پذیری کمتر خمشی و پیچشی، مقادیر مداومت پروازی بالاتری را به خود اختصاص می‌دهد که دلیل آن، تغییرات بیش از حد پوسته انعطاف‌پذیرتر و در نتیجه کاهش نیروی مفید تولیدی توسط بال است.

مراجع

1. Svanberg, C.E., "Biomimetic micro air vehicle testing development and small scale flapping-wing analysis", M.Sc thesis, Air force institute of technology, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, (2008).
2. Hu, H., Kumar, A.G., Abate, G. and Albertani, R., "An Experimental Study of Flexible Membrane Wings in Flapping Flight", *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Jan. 5 – 8, Orlando, Florida, (2008).
3. Hu, H., Kumar, A.G., Abate, G. and Albertani, R., "An experimental investigation on the aerodynamic performances of flexible membrane wings in flapping flight", *Aerospace Science and Technology*, 14, 575–586, (2010).
4. Parker, G. and Borbone, J., "Wing and gliding dynamics of a flapping winged ornithopter", World Automation Congress, TSI Press, (2010).
5. Yafeng, Z., Zhanke, L., Wenping, S. and Bifeng, S., "Lift and Thrust Characteristics of The Flapping Wing Micro Air Vehicle", *27th International Congress of the Aeronautical Sciences*, (2010).
6. Sladek, N. J., "Flapping wing micro air vehicle wing manufacture and force testing", M.Sc. thesis, Air institute of technology, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, (2011).
7. Tanaka, H., Whitney, J.P. and Wood, R.J., "Effect of flexural and torsional wing flexibility on lift generation in hoverfly flight", *Integrative and Comparative Biology*, Vol. 51, No. 1, pp. 142–150, (2011).
8. Curtis, D.H., Reeder, M.F., Svanberg, C.E., Cobb, R.G. and Parker, G.H., "Flapping Wing Micro Air Vehicle Bench Test Setup", *International Journal of Micro Air Vehicles*, Vol. 4, Issue 1, pp. 51-78, (2012).
9. Ha, N.S., Nguyen, Q.V., Goo, N.S. and Park, H.C., "Static and Dynamic Characteristics of an Artificial Wing Mimicking an Allomyrina Dichotoma Beetle's Hind Wing for Flapping-Wing Micro Air Vehicles", *Experimental Mechanics*, No.52, pp.1535–1549, (2012).
10. Mazaheri, K. and Ebrahimi, A., "Experimental study on interaction of aerodynamics with flexible wings of flapping vehicles in hovering and cruise flight", *Arch Appl Mech*, No.80, pp. 1255–1269,

- (2010).
11. Mazaheri, K. and Ebrahimi, A., "Experimental investigation of the effect of chordwise flexibility on the aerodynamics of flapping wings in hovering flight", *J. Fluids Structure*, No. 26(4), pp. 544–558, (2011).
 12. Mazaheri, K. and Ebrahimi, A., "Experimental investigation on aerodynamic performance of a flapping wing vehicle in forward flight", *Journal of Fluids and Structures*, No. 27, pp. 586–595, (2011).
 13. Yang, T.M. and Hsiao, F.Y., "Dynamics of flapping micro-aerial vehicles, American Control Conference Hyatt Regency Riverfront", St. Louis, MO, USA, (2009).
 14. Hsiao, F.Y., Yang, T.M. and Lu, W.C., "Dynamics of flapping-wing MAVs: application to the Tamkang Golden Snitch", *Journal of Applied Science and Engineering*, Vol. 15, No. 3, pp. 227-238, (2012).
 15. Yang, L., "The micro-air-vehicle Golden Snitch and its figure-of-8 flapping", *Journal of Applied Science and Engineering*, Vol. 15, No. 3, pp. 197212, (2012).

طراحی یک کنترلر فازی برای کنترل زاویه یک میکرو محرک پیچشی دو درجه آزاد در ورای محدوده ناپایداری آن*

علیرضا خورشیدی^(۱)حمید معین فرد^(۲)

چکیده میکرو محرک های پیچشی دارای طیف وسیعی از کاربردها در سوئیچ های نوری، نمایشگرها، اینترفرومتری، طیف بینی، تصحیح خطا و تصویربرداری های پزشکی می باشند. به منظور بهبود عملکرد این سیستم ها، مطلوب است دامنه زاویه کاری آنها و فرکانس نوسانات آنها افزایش یابد. برای نیل به این هدف مهم، باید مقدار فراجش و زمان نشست در هنگام دنبال کردن فرمان داده شده به سیستم کمینه شود. هدف این مقاله ارائه یک کنترلر فازی بهینه به منظور کنترل زاویه ای یک میکرو محرک پیچشی در محدوده فراتر از ناپایداری کششی آن است. بدین منظور، یک مدل دو درجه آزادی با در نظر گرفتن هر دو حرکت دورانی و خطی میکرو محرک در نظر گرفته شده است. با استفاده از رویکرد انرژی مبتنی بر معادلات لاگرانژ، معادلات دیفرانسیل حاکم بر رفتار دینامیکی سیستم استخراج گردیدند. در قدم بعدی پاسخ استاتیکی سیستم به صورت مختصر مطالعه شد. همچنین، تأثیر ولتاژ و میرایی مربوط به هر کدام از درجات آزادی بر آستانه ناپایداری مطالعه گردید. براساس حس و شناخت به دست آمده از مطالعات فوق، قوانین کلامی و قوانین اگر-آن گاه مرتبط با آنها جمع آوری شد. با استفاده از ترکیب معروف فازی ساز نقطه ای، موتور استنتاج حاصل ضرب و نافازی ساز مرکز سطح در کنار قوانین اگر-آن گاه به عنوان قلب سیستم فازی، کنترلر فازی طراحی گردید. کنترلر فازی پیشنهادی برای یک میکرو محرک خاص مورد آزمایش قرار گرفت. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که میکرو محرک به کمک کنترلر فازی طراحی شده به خوبی قابلیت دنبال کردن فرمان پله مورد نظر را در هر دو حالت قبل و بعد از محدوده ناپایداری کششی داراست. این قابلیت در کنار فراجش و زمان نشست قابل قبول نشان دهنده کارایی بالای کنترلر فازی طراحی شده است و انتظار می رود بتواند به خوبی برای تحلیل و بهینه سازی میکرو محرک های پیچشی به منظور بهبود عملکرد دینامیکی آنها مورد استفاده قرار گیرد.

واژه های کلیدی کنترلر فازی؛ کنترل زاویه؛ میکرو محرک؛ ناپایداری کششی.

Beyond Pull-in Stabilization of a 2-DOF Torsional Micro-Actuator using a Fuzzy Controller

A. Khorshidi H. Moeenfar

Abstract Torsional micro-actuators have found variety of applications in optical switches, displays, interferometry, spectroscopy, abbreviation correction and biomedical imaging. In order to improve the performance of these systems, it is usually desirable to maximize their operating angle amplitude and their switching frequency. To reach this, the overshoot and the settling time of the system in following desired outputs should be minimized. The objective of this paper is to propose an optimal fuzzy controller to stabilize the angle of a torsion micro-actuator beyond its pull-in range. To do so, a dynamic model considering both rotational and translational degrees of freedom is considered. Using Lagrange equations, the differential equations of motion are derived. In the next step, the static behavior of the system is briefly reviewed. Also the effects of applied voltage and damping coefficient on both degrees of freedom are studied briefly. Based on the resulting understanding from the system, the required linguistic IF-THEN rules are derived. Using the famous combination of singleton fuzzifier, product inference engine and center average defuzzifier along with the fuzzy IF-THEN rules as the heart of the fuzzy system, a fuzzy controller is designed and simulated. The results show that the use of the designed controller and the closed-loop system can perfectly follow the commands either within or beyond the pull-in range with an acceptable overshoot and small settling time. It is expected that the designed controller be successfully utilized in analysis and optimization of torsional micro-actuators for better dynamic performance.

Key Words Fuzzy controller; Angle control; Micro actuator; Pull-in instability.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۳/۸/۱ و تاریخ پذیرش آن ۹۴/۳/۲۴ می باشد.

(۱) دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه مهندسی مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد.

(۲) نویسنده مسئول: استادیار، گروه مهندسی مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد. h_moeenfar@um.ac.ir

مقدمه

سیستم‌های نانو/میکرو الکترومکانیکی (Nano/Micro- Electro-Mechanical Systems (N/MEMS)) از دو صفحه خازنی موازی استفاده می‌کنند که یکی از آن‌ها به صورت الکترواستاتیکی تحریک می‌شود و مقدار جابه‌جایی آن توسط تغییر ظرفیت در خازن رصد می‌گردد [1]. امروزه پیشرفت‌های چشمگیری در حوزه تکنولوژی سیستم‌های N/MEMS صورت گرفته است. هزینه تولید کم، راندمان بالای تولید، وزن کم، ابعاد کوچک، دوام بالا، انرژی مصرفی کم و سازگاری با مدارهای مجتمع الکترونیکی باعث افزایش جذابیت این سیستم‌ها شده است [2, 3]. افزایش نقش سیستم‌های N/MEMS در سیستم‌های نوری باعث پیدایش یک گروه جدید از سیستم‌های MEMS به نام سیستم‌های میکرو الکترومکانیکی نوری (Micro- Opto-Electro-Mechanical Systems (MOEMS)) گردید. به عنوان مثالی از این سیستم‌ها می‌توان به میکروآینه‌ها و همچنین میکرومحرک‌های پیچشی اشاره نمود. میکروآینه‌های الکترواستاتیک، در نقش محرک، دارای کاربردهای متعدد در شبکه‌های نوری مانند سوئیچ‌های نوری و اتصال‌های ضربدری (Cross Connections) می‌باشند [4, 5]. در کاربردهایی مانند سوئیچ‌های نوری، برای کاهش زمان بین هر عملیات قطع و وصل موفق، لازم است میکروآینه دارای کمترین زمان نشست و فراجش ممکن باشد. در کنار این موضوع نیاز است دامنه کاری زاویه دوران آینه که به وسیله آستانه ناپایداری کششی محدود شده است نیز افزایش یابد [6].

تاکنون روش‌های کنترل غیرخطی متنوعی به منظور پیاده‌سازی در سیستم‌های میکرو الکترومکانیکی ارائه گردیده است. چو و پیستر [7] یک میکرو دستگیره (Micro gripper) را به صورت تئوری پایدار نمودند. لو و فدر [8]، کنترلری برای ساز و کار خودکنترلی یک میکروآینه در ورای محدوده ناپایداری حلقه باز سیستم

ارائه نمودند. جونیاو و همکاران [9]، زاویه دورانی یک آینه نوری دومحوره را با استفاده از روشی نوین کنترل نمودند. یزدی و همکاران [10] با استفاده از روش مود لغزشی موفق به ارائه یک راه حل کنترلی برای کنترل یک میکروآینه در ورای حد ناپایداری ذاتی سیستم شدند. ژائو و همکاران [11] با استفاده از یک روش کنترل فیدبک به نام روش کنترل مود لغزشی انتگرالی، موفق به کنترل یک میکرو آینه دومحوره در ورای آستانه ناپایداری آن شدند. معین‌فرد و همکاران [12] با پیشنهاد یک کنترلر فازی توانستند یک میکروآینه دو محوره را ورای آستانه ناپایداریش کنترل کنند. ملمیر و سالاریه [6] با ارائه یک کنترلر فازی-عصبی، زاویه یک میکروآینه پیچشی را کنترل و مقاومت آن را نسبت به اغتشاشات بیرونی افزایش دادند.

همان‌طور که مشاهده شد، بیشتر روش‌های مورد استفاده برای کنترل سیستم‌های MEMS نیازمند یک شناخت دقیق از دینامیک سیستم و همچنین تأثیر سیگنال کنترلی بر خروجی سیستم می‌باشند. حتی در مرجع شماره [6] که کنترل به کمک منطق فازی صورت گرفته است، مدل ارائه شده برای میکروآینه یک مدل یک درجه آزادی است، در حالی که گزارش‌ها، نشان داده است یک مدل یک درجه ممکن است قادر به پوشش کامل و صحیح رفتار دینامیکی [13, 14] / استاتیکی [15] سیستم نباشد. بنابراین در این مقاله تلاش شده است یک مدل دو درجه آزادی با در نظر گرفتن هر دو حرکت دورانی و خطی میکرومحرک به منظور توسعه یک کنترلر فازی مقاوم ارائه گردد.

منطق فازی برای اولین بار توسط دکتر لطفی‌زاده در قالب مقاله‌ای در سال ۱۹۶۵ معرفی گردید [16]. او به صورت مفصل‌تر ایده خود را در مقاله سال ۱۹۷۳ [17] با معرفی مفهوم متغیرهای کلامی دنبال نمود. کنترلرهای فازی از نظر مفهومی بسیار ساده می‌باشند. آنها از یک مرحله ورودی، یک مرحله استنتاج و یک

اعمال می‌گردد، آینه به اندازه θ شروع به دوران می‌کند. از آنجایی که جهت نیروی اعمالی ناشی از ولتاژ محرک، عمود بر صفحه آینه است، آینه در راستای قائم نیز به اندازه δ جابه‌جا می‌شود. برای بالا بردن ارزش محاسباتی و راحتی در ارائه نتایج، پارامترهای بی‌بعد زیر معرفی می‌گردند.

$$\Delta = \frac{\delta}{h_0} \quad (1)$$

$$\theta = \frac{\theta}{\theta_{max}} \quad (2)$$

که در آن h_0 فاصله بین آینه و صفحه زیرینش قبل از اعمال هرگونه ولتاژ تحریک می‌باشد و θ_{max} بیشترین زاویه دوران ممکن در این حالت می‌باشد و از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\theta_{max} = \tan^{-1}\left(\frac{2h_0}{a}\right) \approx \frac{2h_0}{a} \quad (3)$$

در رابطه (۳) همان‌طور که در شکل (۱) قابل مشاهده است، a عرض صفحه میکرومحرک می‌باشد.

به دست آوردن معادلات حاکم

در این بخش از معادلات لاگرانژ برای به دست آوردن معادلات دیفرانسیل حاکم بر رفتار دینامیکی سیستم استفاده شده است. برای این منظور نیاز است تا انرژی‌های پتانسیل و جنبشی و هم‌چنین کار مجازی را برای سیستم محاسبه نمود.

انرژی پتانسیل سیستم نشان داده شده در شکل (۱) از دو بخش الکتریکی و مکانیکی تشکیل گردیده است.

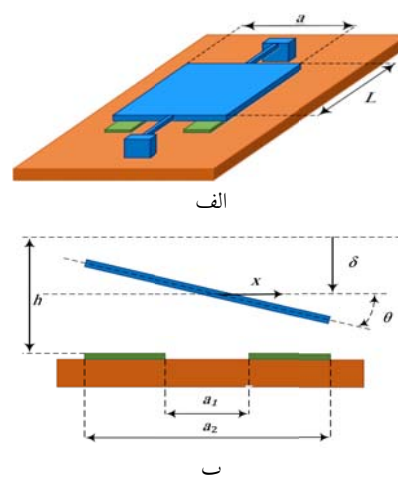
$$U = U_{Elec} + U_{Mech} \quad (4)$$

که U انرژی پتانسیل کل، U_{Elec} بخش الکتریکی انرژی

مرحله خروجی تشکیل شده‌اند. مرحله ورودی، در واقع اطلاعات سنسور یا هر ورودی دیگر را توسط تابع عضویت‌های مناسب به مجموعه‌های فازی می‌نگارد. در مرحله استنتاج هر قانون فازی، مورد تحلیل قرار می‌گیرد و به ازای هر کدام یک نتیجه استنتاج می‌گردد و سپس با ترکیب همه نتایج یک خروجی فازی تشکیل می‌شود و در مرحله آخر این خروجی فازی مجدداً به سیگنال کنترلی (غیرفازی) تبدیل می‌شود [18]. در این تحقیق از معادلات لاگرانژ برای به دست آوردن معادلات حاکم بر مدل دو درجه آزادی یک میکرومحرک یک‌محوره استفاده شده است. براساس رفتار دینامیکی شبیه‌سازی شده قوانین کلامی مناسب به منظور کنترل زاویه میکرومحرک استخراج گردیده است. کنترلر فازی توسعه داده شده در هر دو حالت قبل و بعد از آستانه ناپایداری تست شده است. نتایج به دست آمده حاکی از کارایی بالا و قابل قبول کنترلر فازی به عنوان کنترلر زاویه در میکرومحرک‌های پیچشی است.

فرمول‌بندی مسئله

میکرومحرک نشان داده شده در شکل (۱) در نظر گرفته شده است.



شکل ۱ نمای شماتیک، (الف) پرسپکتیو، (ب) روبه‌رو از یک میکرومحرک پیچشی

زمانی که ولتاژ محرک بین آینه و صفحه زیرینش

پتانسیل و U_{Mech} بخش مکانیکی آن است.

برای به دست آوردن U_{Elec} ، میتوان به سیستم به چشم یک خازن نگاه نمود که ظرفیت آن از رابطه زیر به دست می آید [19].

$$C = \frac{\epsilon_0 L}{\theta_{max}} \frac{1}{\theta} \ln \left(\frac{1 - \Delta - \alpha \theta}{1 - \Delta - \beta \theta} \right) \quad (5)$$

در رابطه (5) ϵ_0 ثابت گذردهی خلأ، L طول آینه، α و β دو متغیر بی بعد نماینده نقاط شروع و پایان صفحه محرک زیر آینه می باشند و از رابطه های زیر به دست می آیند.

$$\alpha = \frac{a_1}{a} \quad (6)$$

$$\beta = \frac{a_2}{a} \quad (7)$$

که در این رابطه a_1 ، a_2 و a پارامترهایی هندسی هستند که در شکل (۱) نشان داده شده اند. هم چنین U_{Elec} از رابطه کلاسیک زیر قابل محاسبه است.

$$U_{Elec} = -\frac{1}{2} CV^2 \quad (8)$$

که V ولتاژ تحریک اعمالی از سمت محرک است. انرژی پتانسیل کرنشی ذخیره شده در تیرهای پیچشی از رابطه زیر به دست می آید.

$$U_{Mech} = \frac{1}{2} S_0 \theta^2 + \frac{1}{2} K_0 \delta^2 = \frac{1}{2} S_0 \theta_{max}^2 \theta^2 + \frac{1}{2} K_0 h_0^2 \Delta^2 \quad (9)$$

که S_0 و K_0 به ترتیب ضریب فنریت مؤثر تیرهای نگهدارنده در دو حالت پیچشی و عرضی است و به ترتیب از روابط (۱۰ و ۱۱) زیر قابل حصول است.

$$S_0 = \frac{2GI_p}{l} \quad (10)$$

$$K_0 = \frac{24EI_b}{l^3} \quad (11)$$

در این معادلات، l طول هر تیر نگهدارنده پیچشی، I_p ممان اینرسی قطبی سطح مقطع تیر، I_b ممان اینرسی دوم سطح مقطع تیر حول تار خشی و E و G به ترتیب مدول الاستیسیته پیچشی و مدول یانگ آن می باشند. برای یک تیر با سطح مقطع مستطیلی، مقادیر I_b و I_p از روابط زیر قابل حصول هستند.

$$I_p = \frac{1}{3} tw^3 - \frac{64}{\pi^5} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^5} \tanh \frac{(2n-1)\pi t}{2w} \quad (12)$$

$$I_b = \frac{1}{12} wt^3 \quad (13)$$

که t و w به ترتیب طول و عرض سطح مقطع تیرهای نگهدارنده می باشند.

حال انرژی جنبشی تیر به آسانی مطابق رابطه (۱۴) قابل محاسبه است.

$$T = \frac{1}{2} J \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} m \dot{\delta}^2 = \frac{1}{2} J \theta_{max}^2 \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} m h_0^2 \dot{\Delta}^2 \quad (14)$$

در این رابطه، m جرم آینه، J ممان اینرسی قطبی صفحه آینه حول محور y است. هم چنین اپراتور پریم نشانگر مشتق نسبت به زمان است.

به عنوان آخرین قدم در آماده سازی ملزومات مورد نیاز برای استفاده از معادلات لاگرانژ، نیاز است کار مجازی حاصل از نیروها/گشتاورهای ناپایستار خارجی محاسبه گردند. تنها نیرو (F_d) و گشتاور (M_d) ناپایستار خارجی اعمالی به سیستم، ناشی از میرایی لایه فشرده هوا بین آینه و صفحه زیرینش می باشد. معین فرد و احمدیان [1] نشان داده اند که میرایی لایه فشرده هوا در هر دو جهت دورانی و عرضی می تواند به وسیله یک میرایی لزج خطی مدل گردد. در حقیقت می توان گفت:

بی‌بعدسازی زمان در معادلات حرکت

به‌منظور بالا بردن ارزش محاسباتی و راحتی در ارائه نتایج، بهتر است که معادلات به‌دست آمده نسبت به زمان نیز بی‌بعد گردند. برای این منظور، زمان بی‌بعد را به‌صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$\tau = \Omega t \quad (28)$$

که در آن

$$\Omega = \sqrt{\frac{K_\theta}{J_\theta}} \quad (29)$$

با استفاده از رابطه (۲۸)، روابط (۱۸ و ۱۹) می‌توانند به‌صورت بی‌بعد شده نسبت به زمان بازنویسی شوند.

$$\Delta'' + \zeta_\Delta \Delta' + \omega_n^2 \Delta = F_\Delta \quad (30)$$

$$\Theta'' + \zeta_\Theta \Theta' + \Theta = F_\Theta \quad (31)$$

که اپراتور پرایم معرف مشتق نسبت به زمان بی‌بعد است. هم‌چنین پارامترهای ارائه شده در این روابط به‌صورت زیر تعریف می‌گردند.

$$\zeta_\Delta = \frac{c_\Delta}{m_\Delta \Omega} \quad (32)$$

$$\zeta_\Theta = \frac{c_\Theta}{J_\Theta \Omega} \quad (33)$$

$$\omega_n^2 = \frac{K_\Delta}{m_\Delta \Omega^2} \quad (34)$$

$$F_\Delta = \frac{V_\Delta^2}{m_\Delta \Omega^2 \Theta} \left(\frac{1}{1-\Delta-\beta\Theta} - \frac{1}{1-\Delta-\alpha\Theta} \right) \quad (35)$$

$$F_\Theta = \frac{V_\Theta^2}{J_\Theta \Omega^2 \Theta^2} \left(\frac{1-\Delta}{1-\Delta-\beta\Theta} - \frac{1-\Delta}{1-\Delta-\alpha\Theta} + \ln \left(\frac{1-\Delta-\beta\Theta}{1-\Delta-\alpha\Theta} \right) \right) \quad (36)$$

$$F_d = -c_\delta \dot{\delta} = -c_\delta h \dot{\Delta} \quad (15)$$

$$M_d = -c_\theta \dot{\theta} = -c_\theta \theta_{\max} \dot{\Theta} \quad (16)$$

که c_δ و c_θ به‌ترتیب ضریب میرایی دورانی و عرضی هستند.

حال کار مجازی به‌صورت زیر قابل حصول است.

$$\begin{aligned} \tilde{\delta} W_d &= (M_d \hat{j} + F_d \hat{k}) (\tilde{\delta} \theta \hat{j} + \tilde{\delta} \delta \hat{k}) \\ &= \theta_{\max} M_d \tilde{\delta} \theta + h_0 F_d \tilde{\delta} \Delta \end{aligned} \quad (17)$$

که در آن $\tilde{\delta} W_d$ کار مجازی، $\tilde{\delta} \theta$ و $\tilde{\delta} \delta$ جابه‌جایی‌های مجازی، $\hat{j}$ و $\hat{k}$ بردارهای یکه در راستای محورهای y و z می‌باشند.

با استفاده از معادلات لاگرانژ، معادلات دیفرانسیل حرکت میکرومحرک پیچشی به‌صورت زیر به‌دست می‌آیند.

$$m_\Delta \ddot{\Delta} + c_\Delta \dot{\Delta} + K_\Delta \Delta = \frac{V_\Delta^2}{\Theta} \left(\frac{1}{1-\Delta-\beta\Theta} - \frac{1}{1-\Delta-\alpha\Theta} \right) \quad (18)$$

$$J_\Theta \ddot{\Theta} + c_\Theta \dot{\Theta} + K_\Theta \Theta = \frac{V_\Theta^2}{\Theta^2} \left(\frac{1}{1-\Delta-\beta\Theta} - \frac{1}{1-\Delta-\alpha\Theta} + \ln \left(\frac{1-\Delta-\beta\Theta}{1-\Delta-\alpha\Theta} \right) \right) \quad (19)$$

که

$$m_\Delta = m h_0^2 \quad (20)$$

$$J_\Theta = J \theta_{\max}^2 \quad (21)$$

$$c_\Delta = c_\delta h_0 \quad (22)$$

$$c_\Theta = c_\theta \theta_{\max} \quad (23)$$

$$K_\Delta = K_0 h_0^2 \quad (24)$$

$$K_\Theta = S_0 \theta_{\max}^2 \quad (25)$$

$$V_\Delta = V \sqrt{\frac{\epsilon_0 L}{2 \theta_{\max}}} \quad (26)$$

$$V_\Theta = \frac{V}{\theta_{\max}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 L}{2}} \quad (27)$$

شبیه‌سازی دینامیکی میکرومحرک پیچشی

مشخصات هندسی و فیزیکی میکرومحرک مورد بررسی در این بخش و بخش‌های بعدی در جدول (۱) آورده شده است.

قبل از شروع به شبیه‌سازی دینامیکی، داشتن یک حل استاتیکی می‌تواند دید بهتری را از رفتار دینامیکی محیا سازد. در حالت استاتیکی متغیرهای Δ و Θ هیچ تغییراتی نسبت به زمان ندارند. بنابراین در حالت تعادل استاتیکی معادلات (۱۸ و ۱۹) به فرم ساده‌تر زیر در می‌آیند.

$$\omega_n^2 = \frac{V_\Delta^2}{m_\Delta \Omega^2 \Theta} \left(\frac{1}{1-\Delta-\beta\Theta} - \frac{1}{1-\Delta-\beta\Theta} \right) \quad (37)$$

$$\Theta = \frac{V_\Theta^2}{J_\Theta \Omega^2 \Theta^2} \left(\frac{1-\Delta}{1-\Delta-\beta\Theta} - \frac{1-\Delta}{1-\Delta-\alpha\Theta} + \ln \left(\frac{1-\Delta-\beta\Theta}{1-\Delta-\alpha\Theta} \right) \right) \quad (38)$$

حل استاتیکی معادلات (۳۷ و ۳۸) در شکل (۲) نشان داده شده است. همان‌طور که قابل مشاهده است، با افزایش ولتاژ القایی به صورت شبه استاتیک، زاویه دورانی بی‌بعد شده، Θ ، به همراه تغییر مکان قائم بی‌بعد شده، Δ ، افزایش می‌یابند. زمانی که ولتاژ اعمالی به یک مقدار حداکثری مشخص (ولتاژ ناپایداری استاتیکی V_p) می‌رسد، Δ و Θ به ترتیب مقادیر حداکثری خود

یعنی Θ_p و Δ_p را اختیار می‌کنند و ناپایداری استاتیکی رخ می‌دهد. این شکل می‌تواند برای محاسبه ولتاژ مورد نیاز برای تثبیت آینه در هر زاویه دلخواه کمتر از زاویه ناپایداری استاتیکی، Θ_p ، سودمند باشد. برای این منظور کافیهست که ولتاژ متناظر با زاویه مورد نظر را از شکل (۲) استخراج کرد و آن را به عنوان تحریک مورد نیاز به میکرومحرک اعمال نمود. انتظار می‌رود برای کنترل محرک تحت هر زاویه مطلوب Θ_a که $\Theta_a < \Theta_p$ ، ولتاژ نهایی کنترلر به ولتاژ متناظر با Θ_a ، قابل قرائت از شکل (۲) همگرا شود. این در حالیهست که شکل (۲) هیچ پیشنهاد و ایده‌ای برای کنترل آینه فراتر از حد ناپایداری آن نمی‌دهد.

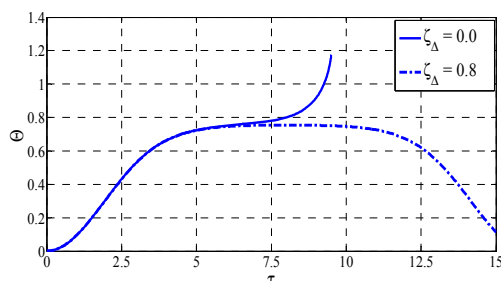
حال شرایط برای مطالعه پاسخ دینامیکی سیستم به ولتاژ ورودی به آن محیا می‌باشد. با حل هم‌زمان دستگاه معادلات دیفرانسیل داده شده در روابط (۳۰ و ۳۱) در ولتاژ تحریک ثابت، می‌توان به بررسی تأثیر افزایش ولتاژ اعمالی بر زاویه دوران بی‌بعد محرک، Θ ، پرداخت. نتایج این شبیه‌سازی در شکل (۳) نشان داده شده است. همان‌طور که در این شکل قابل مشاهده است، با عبور ولتاژ از یک مقدار مشخص، مقدار Θ از حداکثر مقدار قابل حصول عبور می‌کند و به عبارتی، نوعی از ناپایداری دینامیکی در سیستم رخ می‌دهد و از منظر فیزیکی سیستم فرو می‌پاشد.

جدول ۱ مشخصات فیزیکی و هندسی میکرومحرک پیچشی تحت مطالعه

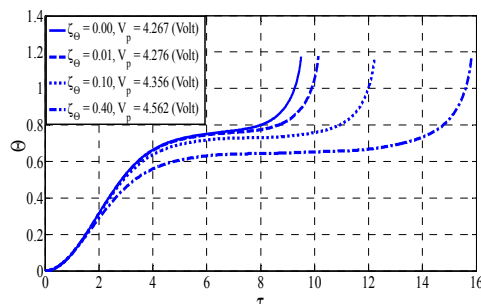
پارامتر	a	a ₁	a ₂	l	w	t	L	h	E	G
مقدار	۱۰۰	۶	۸۴	۶۵	۲	۱.۵	۱۰۰	۲.۷۵	۱۷۰	۶۶
واحد	μm	μm	μm	μm	μm	μm	μm	μm	GPa	GPa

میکرومحرک قبل و ورای آستانه ناپایداری کششی آن استفاده گردیده است.

برای نشان دادن اثر میرایی در راستای درجه آزادی دورانی، ζ_θ ، شکل (۶) ارائه شده است. در این شکل پاسخ دینامیکی سیستم در مقدار دقیق ولتاژ ناپایداری سیستم به ازای میرایی‌های دورانی متفاوت به تصویر کشیده شده است. نتایج حاصل شده حاکی از آن است که با افزایش ζ_θ ، مقدار ولتاژ ناپایداری نیز افزایش می‌یابد.

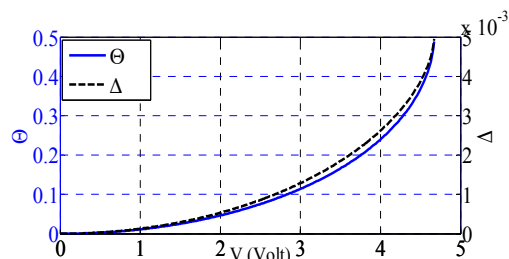


شکل ۵ تأثیر میرایی در جهت قائم بر پایداری میکرومحرک پیچشی (شبیه‌سازی در ولتاژ $V = 4.267$ ولت)

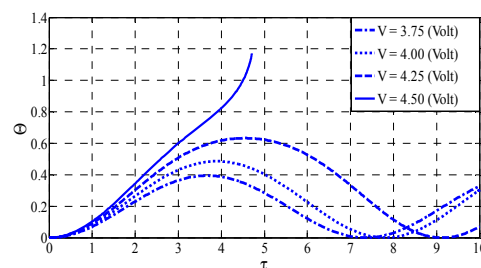


شکل ۶ تأثیر میرایی در جهت دورانی بر ناپایداری کششی میکرومحرک پیچشی

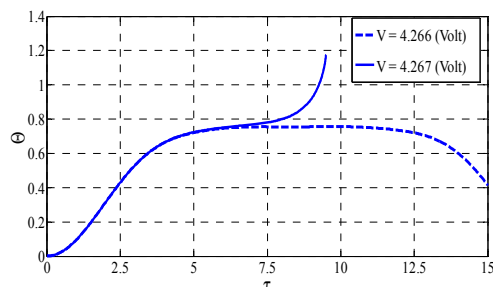
مطالعات پارامتری انجام شده در این بخش، کمک خواهد کرد تا حس بهتری نسبت به سیستم پیدا کنیم و با کمک این شناخت بهتر، به استخراج قوانین فازی اگر-آن‌گاه کامل‌تر، مؤثرتر و دقیق‌تری برای طراحی کنترلر فازی مورد نظر اقدام نماییم. اطلاعات دقیق‌تر در بخش بعدی بحث آورده شده است.



شکل ۷ رفتار استاتیکی میکرومحرک پیچشی با مشخصات ذکر شده در جدول (۱)



شکل ۸ تأثیر ولتاژ بر زاویه دوران بی‌بعد و آستانه ناپایداری میکرومحرک پیچشی



شکل ۹ ناپایداری کششی دینامیکی میکرومحرک پیچشی

شکل (۵) به منظور اثبات ضرورت استفاده از یک مدل دو درجه آزادی ارائه شده است. مشاهده می‌شود تنها با افزایش میرایی در راستای قائم، ζ_Δ ، محدوده پایداری سیستم افزایش پیدا می‌کند و به عنوان مثال سیستم، در $V = 4.267$ ولت دیگر ناپایدار نمی‌باشد. این مثال می‌تواند اثباتی بر این حقیقت باشد که یک مدل یک درجه آزادی نمی‌تواند به صورت دقیق و کامل رفتار دینامیکی سیستم را پیش‌بینی کند. بنابراین در این مقاله برای اولین بار از یک مدل دو درجه آزادی برای توسعه کنترلر فازی به منظور کنترل زاویه‌ای

توسعه کنترلر فازی

برای راحتی بحث، ورودی‌های کنترلر در قالب e_θ و $e_{\dot{\theta}}$ به صورت زیر معرفی می‌گردند.

$$e_\theta = \theta_{desired} - \theta \quad (39)$$

$$e_{\dot{\theta}} = \dot{\theta}_{desired} - \dot{\theta} \quad (40)$$

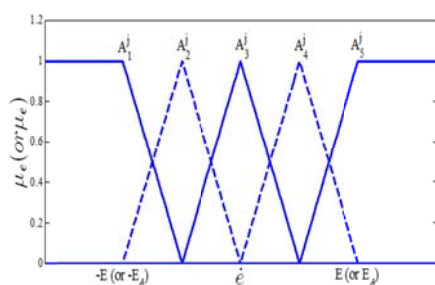
بر اساس تعریف‌های فوق، جدول (۲) شامل قوانین فازی سیستم به صورت زیر ارائه می‌شود. در این جدول، $A_1^j, A_2^j, A_3^j, A_4^j, A_5^j$ و $(1 \leq j \leq 2)$ مجموعه‌های فازی معرف ورودی‌ها می‌باشند $(j = 1)$ برای e_θ و $(j = 2)$ برای $e_{\dot{\theta}}$. مجموعه‌های فازی مذکور به ترتیب معرف خیلی منفی، کمی منفی، تقریباً صفر، کمی مثبت و خیلی مثبت می‌باشند. توابع عضویت مجموعه‌های فازی معرفی شده در بالا در شکل (۷) نشان داده شده‌اند.

هم‌چنین در جدول (۲)، NZ (تقریباً صفر) و NL (نسبتاً زیاد) به ترتیب دو مجموعه فازی معرف ولتاژ خروجی کنترلر به ترتیب با مرکزیت 0 و V_{max} می‌باشند.

جدول ۲ قوانین اگر-آن‌گاه فازی مورد استفاده برای

کنترل میکرومحرک پیچشی

		$\dot{e}$				
		A_1^2	A_2^2	A_3^2	A_4^2	A_5^2
e	A_1^1	NZ	NZ	NZ	NZ	NZ
	A_2^1	NZ	NZ	NZ	NZ	NL
	A_3^1	NZ	NZ	NZ	NL	NL
	A_4^1	NZ	NZ	NL	NL	NL
	A_5^1	NZ	NZ	NL	NL	NL



شکل ۷ توابع عضویت مربوط به e_θ و $e_{\dot{\theta}}$

سیستم‌های فازی در واقع بر پایه قوانین فازی و یا به عبارت دیگر بر پایه شناخت ما از سیستم می‌باشند. مجموعه قوانین اگر-آن‌گاه به عنوان قلب یک سیستم فازی مورد استفاده قرار می‌گیرند. یک قانون اگر-آن‌گاه در واقع یک عبارت اگر-آن‌گاهی است که برخی کلمات در آن در قالب توابع پیوسته، موسوم به توابع عضویت مشخص گردیده‌اند [20]. این قوانین اگر-آن‌گاه فازی باید برای استفاده با منطقی مشخص، با یکدیگر ترکیب شوند. استفاده از سیستم‌های فازی مختلف که از اصول متفاوتی تبعیت می‌کنند منجر به حالت‌های متفاوتی برای انجام این ترکیب می‌شود. ورودی‌ها و خروجی‌های یک سیستم فازی، مجموعه‌هایی فازی هستند، در حالی که در سیستم‌های مهندسی به طور معمول با مجموعه‌های اعداد سر و کار داریم. بنابراین سیستم‌های فازی معمولاً به یک بخش فازی‌ساز و یک بخش نافازی‌ساز مجهز می‌گردند که اولی وظیفه تبدیل اعداد حقیقی به مجموعه‌های فازی و دومی وظیفه تبدیل معکوس را بر عهده دارد.

از آنجایی که سیستم‌های فازی مبتنی بر قوانین فازی است، نیاز است تا قوانین اگر-آن‌گاه مناسبی با قابلیت پوشش رفتار دینامیکی سیستم استخراج گردند. نکته کلیدی برای اعمال یک کنترل خوب و مؤثر، شناسایی سیگنال کنترلی مناسب برای کنترل فازی است. از آنجایی که هدف، کنترل زاویه محرک می‌باشد می‌توان از θ و $\dot{\theta}$ به عنوان ورودی‌های کنترلر سود جست. گزینه‌های احتمالی در دو دسته کلی طبقه‌بندی می‌شوند: (الف) θ و $\dot{\theta}$ به صورتی هستند که سیستم به طور کلی به سمت مقدار مطلوب در حال نزدیک شدن است. (ب) θ و $\dot{\theta}$ به صورتی هستند که سیستم به سمت مقدار مطلوب مورد نظر نزدیک نمی‌شود. اطلاعات تکمیلی بیشتر درباره این دسته‌بندی‌ها و چگونگی کاربردهایشان در توسعه کنترل فازی در ادامه این بخش به صورت مختصر مورد بحث قرار خواهند گرفت.

ناپایداری کششی استاتیکی پایدار شود. در مرحله بعد، هدف، کنترل زاویه آینه در مقادیری بیشتر از آستانه ناپایداری کششی آن است و در واقع در صورت موفقیت، کنترلر توانسته زاویه کاری میکرو محرک را افزایش دهد و عملکرد آن را بهبود بخشد.

در شکل (۸) رفتار دینامیکی میکرومحرک تحت فرمان‌های پله $\theta = 0.2$ و $\theta = 0.4$ که هر دو مقداری کمتر از θ_p دارند نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که میکرومحرک به طرز مطلوبی فرمان‌های صادر شده را با مقدار قابل قبولی فرجهش و زمان نشست نسبتاً کم دنبال می‌کند. همچنین در هر نمودار، محور عمودی دیگری در سمت راست آن جهت نمایش سیگنال کنترلی که همان ولتاژ خروجی کنترلر باشد در نظر گرفته شده است. مطابق انتظار، در ابتدا مقدار ولتاژ اعمالی از طرف کنترلر به صورت قابل توجهی بالا می‌باشد تا بتواند زاویه بی‌بعد میکرومحرک را در کمترین زمان ممکن به مقدار مطلوب خواسته شده برساند. از آنجایی که آینه با سرعت نسبتاً زیادی به مقدار مطلوب خود می‌رسد به طور ناخواسته از آن عبور می‌کند و وارد منطقه فرجهش خود می‌شود. در این موقعیت، کنترلر، ولتاژ اعمالی خود را به صفر می‌رساند و به سیستم اجازه می‌دهد به مقدار مطلوب خود بازگردد. این فرآیند تا زمان تثبیت شدن نسبی آینه در مقدار خواسته شده تکرار می‌شود و در همین حال مشاهده می‌شود که در زمان تثبیت، ولتاژ اعمالی کنترلر نیز به یک مقدار مشخص میل می‌کند. همان‌گونه که پیشتر مورد بحث قرار گرفت این مقدار، همان ولتاژ متناظر با زاویه خواسته شده در شکل (۸) می‌باشد.

بر خلاف مورد قبل، کنترلر میکرومحرک، برای آستانه ناپایداری کششی آن، امری مشکل است. با این حال با توجه به قدرت و کارایی بالای منطق و کنترل فازی، نیازی به طراحی دوباره کنترلر برای این نوع پایدارسازی دشوار، حس نشد.

جدول (۲) شامل مجموعه قوانین کاملی است که تمامی حالت‌های ممکن برای سیستم را پوشش می‌دهد. برای مثال حالتی را در نظر بگیرید که e_θ و $\dot{e}_\theta$ خیلی مثبت باشند. در این حالت مطابق آنچه در جدول آمده است کنترلر برای رساندن سیستم به مقدار مطلوب، نیاز دارد تا ولتاژ نسبتاً زیادی را اعمال کند. به عنوان مثالی دیگر در حالتی که e_θ کمی منفی و $\dot{e}_\theta$ کمی مثبت باشد، سیستم با کمک خاصیت ارتجاعی تیرهای نگه‌دارنده به طور خودکار به سمت مقدار مطلوب سوق داده می‌شود و کنترلر مجبور به اعمال ولتاژ به سیستم نمی‌باشد و بدین ترتیب ولتاژ اعمالی تقریباً صفر برای کنترلر در نظر گرفته شده است.

با استفاده از قوانین پیشنهادی در جدول (۲) به عنوان قلب سیستم فازی و همچنین ترکیب معروف فازی ساز نقطه‌ای، موتور استنتاجگر حاصل ضرب و نافازی ساز مرکز سطح در کنار آن، سیگنال کنترلی کنترلر فازی به صورت زیر به دست می‌آید.

$$V(\theta, \dot{\theta}) = \frac{\sum_{p=1}^5 \sum_{q=1}^5 \mu_{A_p^1}(e_\theta) \mu_{A_q^2}(\dot{e}_\theta) \bar{y}_{pq}}{\sum_{p=1}^5 \sum_{q=1}^5 \mu_{A_p^1}(e_\theta) \mu_{A_q^2}(\dot{e}_\theta)} \quad (41)$$

که در آن، $\bar{y}_{pq}$ مرکز مجموعه‌ی فازی ارائه شده در سطر p ام و ستون q ام جدول (۲) می‌باشد.

نتایج و بحث

یک میکرومحرک پیچشی با مشخصات فیزیکی و هندسی آورده شده در جدول (۱) در نظر گرفته شده است. طبق نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی دینامیکی میکرومحرک پیچشی زاویه ناپایداری استاتیکی این آینه 0.1855° می‌باشد. در این بخش برای اثبات کارآمدی کنترلر فازی طراحی شده، دو فرمان پله متفاوت مورد استفاده قرار گرفته است. در ابتدا از میکرو محرک، خواسته شده است تا در زوایایی کمتر از مقدار زاویه

گرفته است. در شکل (۹)، نتایج شبیه‌سازی برای فرمان‌های پله بیشتر از زاویه آستانه ناپایداری کششی استاتیکی آورده شده است. مشابه قسمت قبل، سیستم با یک فراجش قابل قبول و زمان نشست منطقی، فرمان‌های صادره را دنبال کرده و عملکرد مطلوبی از خود نشان داده است. تنها تفاوت بین این دو شبیه‌سازی این است که در کنترل وای آستانه ناپایداری، میکرومحرک ذاتاً ناپایدار می‌باشد و کنترلر مجبور است برای حفظ موقعیت زاویه‌ای مطلوب، تلاش خود را ادامه دهد و برخلاف مورد قبلی ولتاژ اعمالی به یک مقدار خاص میل نخواهد کرد.

مقایسه کنترلر فازی با PID

در این بخش به منظور بررسی عملکرد کنترلر فازی طراحی شده در بخش قبل، آن را با کنترلر کلاسیک PID مقایسه می‌کنیم. برای این منظور مقدار ولتاژ مورد نیاز برای کنترل میکرومحرک (V) را مطابق با فرمول (۴۲) به دو بخش مجزا تقسیم می‌کنیم.

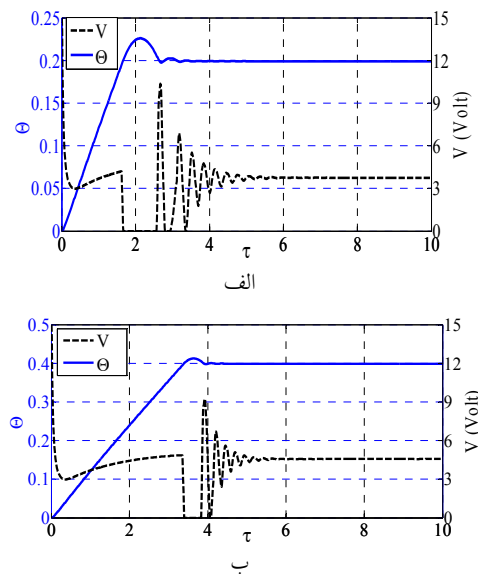
$$V = V_s + V_c \quad (42)$$

که در آن مقدار ولتاژ در تعادل استاتیکی میکرومحرک است و در نتیجه به مقدار $\theta_{desired}$ بستگی دارد. این مقدار از داده‌های شکل (۲) قابل استخراج است. همچنین V_c همان ولتاژ خروجی کنترلر PID است و از فرمول کلاسیک زیر به دست می‌آید.

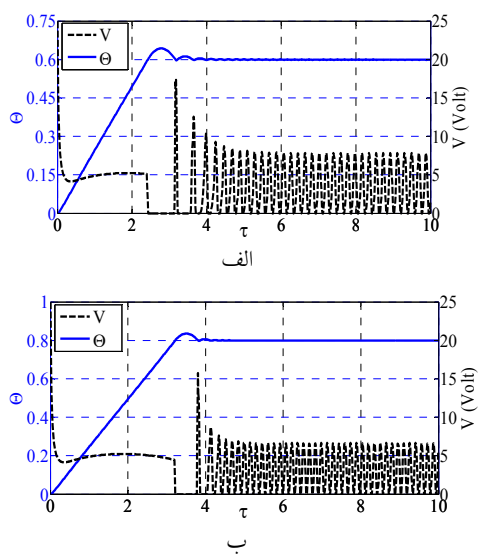
$$V_c = K_p e_\theta + T_d e_\theta + \frac{1}{T_i} \int_0^t e_\theta dt \quad (43)$$

که e_θ و e_θ در رابطه‌های (۴۰ و ۳۹) معرفی شده‌اند. همچنین K_p ، T_d و T_i نیز سه ثابت کنترلر PID هستند که باید تعیین گردند.

کنترلر PID مطابق دیاگرام بلوکی شکل (۱۰) در سیستم قرار می‌گیرد.



شکل ۸ پایداری سازی θ در محدوده قبل از آستانه ناپایداری کششی، و همچنین سیگنال کنترلی مربوط به آن، برحسب زمان بی‌بعد، τ ، برای (الف) $\theta = 0.2$ (ب) $\theta = 0.4$



شکل ۹ پایداری سازی θ در محدوده وای آستانه ناپایداری کششی، و همچنین سیگنال کنترلی مربوط به آن، برحسب زمان بی‌بعد، τ ، برای (الف) $\theta = 0.6$ (ب) $\theta = 0.8$

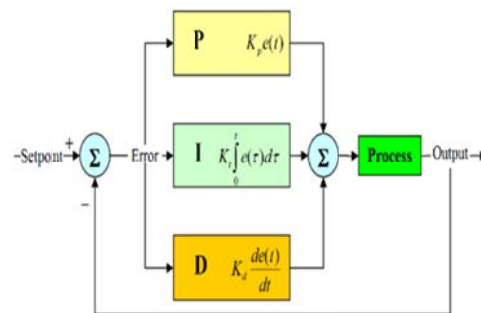
بنابراین همان کنترلر فازی طراحی شده برای قسمت قبل، به منظور کنترل زاویه‌ای میکرومحرک، وای آستانه ناپایداری کششی آن نیز مورد استفاده قرار

به نقطه مطلوب ادامه پیدا می‌کند.

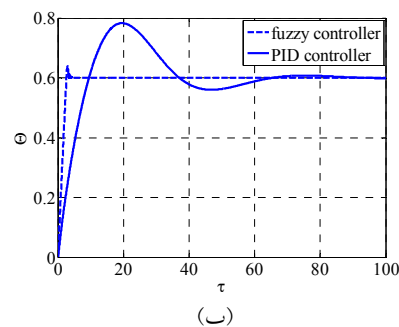
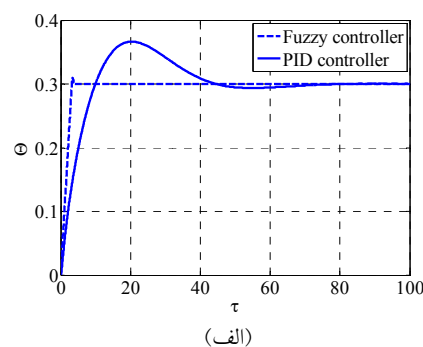
در شکل (۱۱) نتایج کنترل سیستم با استفاده از کنترلر کلاسیک PID و کنترلر فازی در دو حالت پایدارسازی قبل از محدوده ناپایداری کششی و بعد از آن آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، کنترلر PID در مقدار فراجش و زمان نشست عملکرد به مراتب بدتری نسبت به کنترلر فازی ارائه شده در این مقاله دارا می‌باشد. این تفاوت به قدری فاحش است که قدرت منطق فازی در مقابل منطق‌های کلاسیکِ کنترلی را بدون نیاز به هیچ توضیح بیشتر، عیان می‌کند. شایان ذکر است که این عملکرد کنترلر PID در محدوده‌های فراتر از ناپایداری کششی، ضعیف‌تر نیز خواهد شد.

جمع‌بندی

اهمیت مطالعه بر روی دینامیک و کنترل میکرومحرک‌های پیچشی به‌منظور شناخت بهتر و کمک در راستای طراحی پهنه آنها امری روشن است. درحالی که حضور مواردی چون پیچیدگی تحلیل دینامیکی یک مدل دو درجه آزادی انتقالی-دورانی و هم‌چنین ناپایداری‌های دینامیکی و استاتیکی، باعث پیچیدگی و غیربديهی شدن این مطالعه می‌گردد. از منظر طراحی، بازه دوران این نوع محرک‌ها به‌طور شدیدی توسط آستانه ناپایداری آنها محدود شده است. هم‌چنین درجه آزادی انتقالی این میکرومحرک‌ها که تا کنون به‌طور معمول از آن صرف نظر شده است، می‌تواند به‌طور مؤثر، آستانه ناپایداری آن را جابه‌جا کند. در این مقاله، با در نظر گرفتن هر دو درجه آزادی انتقالی و دورانی، یک کنترلر فازی نوین به‌منظور کنترل زاویه‌ای میکرومحرک قبل و ورای آستانه ناپایداری کششی آن طراحی شد. هم‌چنین عملکرد کنترلر پیشنهادی برای یک میکرومحرک خاص مورد آزمایش قرار گرفت. طبق نتایج شبیه‌سازی، سیستم مورد بحث به‌صورت سریع و مؤثر توانست فرمان‌های پله صادر



شکل ۱۰ شماتیک بلوک دیاگرام کنترلر PID در سیستم



شکل ۱۱ مقایسه عملکرد کنترلر فازی با PID در حالت

الف) قبل از ناپایداری کششی با $\theta_d = 0.3$ ب) بعد از ناپایداری

کششی با $\theta_d = 0.6$

مطابق شکل (۱۰)، مقدار زاویه آینه در هر لحظه به‌عنوان خروجی سیستم فیدبک گرفته می‌شود و این مقدار در عملگر جمع، از مقدار مطلوب خواسته شده کم می‌شود و مقدار خطا به‌دست می‌آید. این خطا به‌عنوان ورودی کنترلر وارد آن می‌شود و مقدار ولتاژ مورد نیاز را در هر لحظه محاسبه می‌نماید. این ولتاژ ورودی سیستم دینامیکی است و این چرخه تا رسیدن

نشست در کنترلر فازی به مراتب کمتر از کنترلر کلاسیک PID می باشد. مدل دو درجه آزادی معرفی شده به همراه کنترلر فازی طراحی شده در این تحقیق می تواند به منظور مدل سازی دقیق، کنترل و همچنین طراحی و بهینه سازی میکرو محرک ها مورد استفاده قرار بگیرد.

شده را دنبال کند. به علاوه مشاهده گردید در کنار حفظ فراجش و زمان نشست در یک بازه محدود و قابل قبول، کنترلر موفق به افزایش چشمگیر محدوده زاویه کاری محرک شد. در انتها به منظور مقایسه کارایی کنترلر فازی و کنترلرهای کلاسیک، یک کنترلر PID ارائه شد. مشاهده گردید میزان فراجش و زمان

مراجع

1. Moeenfar, H. and Ahmadian, M.T., "The influence of vertical deflection of the supports in modeling squeeze film damping in torsional micromirrors", *Microelectronics Journal*, Vol. 43, pp. 530-536, (2012).
2. Younis, M.I., "Modeling and Simulation of Micro-electro-mechanical Systems in Multi-Physics Fields", *Dissertation, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University*, (2004).
3. Chao, P.C.P., Chiu, C.W. and Tsai, C.Y., "A novel method to predict the pull-in voltage in a closed form for micro-plates actuated by a distributed electrostatic force", *Journal of Micromechanics and Microengineering*, Vol. 16, pp. 986-998, (2006).
4. Zavracky, P.M., Majumder, S. and McGruer, N.E., "Micromechanical switches fabricated using nickel surface micromachining", *Journal of Microelectromechanical Systems*, Vol. 6, pp. 3-9, (1997).
5. Toshiyoshi, H. and Fujita, H., "Electrostatic micro torsion mirrors for an optical switch matrix", *Journal of Microelectromechanical Systems*, Vol. 5, pp. 231-237, (1996).
6. Malmir, H. and Salarieh, H., "Enhancing tilt range of electrostatic torsional micromirrors using robust adaptive critic-based neurofuzzy control", *ISA Transactions*, Vol. 53, pp. 1592-1602, (2014).
7. Chu, P.B. and Pister, K.S.J., "Analysis of closed-loop control of parallel-plate electrostatic microgrippers", *Robotics and Automation, Vol.1, IEEE International Conference on*, San Diego, (May 1994).
8. Lu, M.S.C. and Fedder, G.K., "Closed-loop control of parallel-plate micro-actuator beyond the pull-in limit", *Tech. Dig. IEEE Solid-State Sensor Actuator Workshop (Hilton Head Island, SC)*, pp. 255-258, (2002).
9. Juneau, T., Unterkofer, K., Seliverstov, T., Zhang, S. and Judy, M., "Dual-axis optical mirror positioning using a nonlinear closed-loop controller", *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, Vol. 1, 12th International Conference*, Boston, (June 2003).
10. Yazdi, N., Sane, H., Kudrle, T.D. and Mastrangelo, C.H., "Robust sliding-mode control of electrostatic torsional micromirrors beyond the pull-in limit", *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, Vol. 2., 12th International Conference*, Boston, (June 2003).
11. Zhao, Y., Tay, F.E.H., Chau, F.S. and Zhou, G., "Stabilization of dual-axis micro-mirrors beyond the pull-in point by integral sliding mode control", *Micromech. Microeng.*, Vol. 16, pp. 1242-1250, (2006).
12. Moeenfar, H., Ahmadian, M.T., Soroush, A. and Alasty, A., "Beyond pull-in stabilization of dual

- axis micro-mirrors using fuzzy controllers", *ASME International Design Engineering Technical Conferences*, Montréal, (August 2010) .
13. Zhao, J.P., Chen, B., Huang, J.M. and Liu, A.Q., "A study of dynamic characteristics and simulation of MEMS torsional micro-mirrors", *Sensors and Actuators, A: Physical*, Vol. 120, pp. 199-210, (2005).
 14. Daqaq, M.F., Abdel-Rahman, E.M. and Nayfeh, A.H., "Two-to-one internal resonance in microscanners", *Nonlinear Dynamics*, Vol. 57 ,pp. 231-251, (2009).
 15. Darvishian, A., Moeenfard, H., Ahmadian, M. T. and Zohoor, H., "A coupled two degree of freedom pull-in model for micro-mirrors under capillary force", *Acta Mech*, Vol. 223, pp. 387-394, (2011).
 16. Zadeh, L.A., "Fuzzy sets," *Information and Control*, Vol. 8, pp. 338-353, 6, (1965).
 17. Zadeh, L.A., "Outline of a New Approach to the Analysis of Complex Systems and Decision Processes", *Systems, Man and Cybernetics, IEEE Transactions*, Vol. SMC-3, pp. 28-44, (1973).
 18. Wikipedia. Available: http://en.wikipedia.org/wiki/Fuzzy_control_system, (20/8/2014).
 19. Moeenfard, H. and Ahmadian, M.T., "Analytical modeling of bending effect on the torsional response of electrostatically actuated micro-mirrors", *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, Vol. 124, pp. 1278-1286, (2013).
 20. Wang, J., and Wu, H., "Fuzzy output tracking control of semi-linear first-order hyperbolic PDE systems with matched perturbations", *Fuzzy Sets and Systems*, Vol. 254, pp. 47-66, (2014).

بررسی اثرات پارامترهای هندسی و مکانیکی توربین بادی محور افقی بر رفتار دینامیکی آن در حالت آزاد و اجباری* (یادداشت پژوهشی)

علیرضا شوشتری^(۱) کوروش هاشمی^(۲)

چکیده در این پژوهش از تئوری تیر جدارنازک، تغییر شکل نقطه دلخواهی از سازه توربین باد محور افقی استخراج و با روش اجزای محدود، روابط انرژی جنبشی و پتانسیل اجزای آن به دست آمده است. پاسخ میرای سازه در حالت ارتعاش اجباری یکبار تحت اثر نیروهای آیرودینامیکی، گریز از مرکز و اثر وزن و بار دیگر تحت تحریکات تکیه گاهی هارمونیک و اتفاقی به دست آمده است. از تئوری فوق، برنامه ای در نرم افزار متلب تهیه شده است که می تواند انواع سازه های توربین باد محور افقی را تحلیل نماید. تحلیل مدل های مختلفی از سازه اثر تغییرات طول، جنس، سرعت دورانی پره ها و سرعت وزش باد بر سازه مشخص کرده اند. مدل سازی و تحلیل برج سازه در نرم افزار انسیس نتایج پژوهش را تصدیق نموده است.

واژه های کلیدی سازه توربین باد محور افقی؛ تئوری تیر جدارنازک؛ تحریک هارمونیک؛ تحریک اتفاقی.

Investigation of the Effect of Geometrical and Mechanical Properties of Horizontal Wind Turbines on its Dynamic Behavior for Free and Forced Vibration Cases

A. Shooshtari

K. Hashemi

Abstract In this paper, using thin wall beam theory, at first the deflection of an arbitrary point of a horizontal wind turbine has been determined. Then, calculating potential and kinetic energy of wind turbine structure and using Lagrange equations, the equations of motion have been derived. Also, forced vibration of structures under various excitation such as aerodynamic forces, centrifugal effects, weight of elements and base excitation have been investigated. Finally, the effects of lengths, material and angular velocity of blades and wind speed on dynamic behavior of structure have been investigated. For validation, the tower of turbine has been modeled and analyzed in ANSYS software and good agreement between the obtained results and the proposed method has been observed.

Key Words Horizontal axis wind turbine; Thin walled beam theory; Harmonic actuation; random actuation.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۲/۶/۱۳ و تاریخ پذیرش آن ۹۳/۱۲/۱۱ می باشد.

(۱) نویسنده مسئول: دانشیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه بوعلی سینا، همدان. shooshta@basu.ac.ir

(۲) دانشجوی کارشناسی ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه بوعلی سینا، همدان.

مقدمه

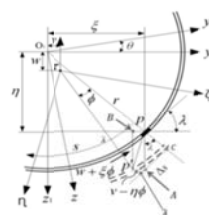
گرایش به استفاده از انرژی باد موجب شد، تا تحقیقات گسترده‌ای در زمینه سازه توربین باد و به‌خصوص طراحی دینامیکی آن انجام شود. چوپرا و دوگوندجی [1] پژوهشی را در زمینه معادلات غیرخطی حرکت پره توربین باد به انجام رسانده‌اند. در پژوهش دیگری مدلی سه‌بعدی از پره‌های توربین باد مذکور به روش اجزای محدود و تحت اثر نیروی‌های برا و پسا توسط چازلی [2] ارائه شد. یونسی و همکارانش [3] از مدل یک تیر سه‌بعدی برای مدل‌سازی پره‌ها استفاده کرده‌اند. بامگارت [4] تحلیل پره توربین باد را با استفاده از یک مدل ریاضی از پره توربین باد بر روی یک پایه صلب انجام داده است. مورتاگ و همکارانش [5] مسیری برای پیش‌بینی پاسخ اجباری توربین باد تحت اثر نیروی باد ساکن پیشنهاد نمودند. پارک و همکارانش [6] پژوهشی در زمینه ارتعاشات خطی توربین باد به‌منظور جلوگیری از پدیده رزونانس به‌انجام رسانده‌اند. باکسوانو و همکارانش [7] محاسبه پاسخ آیروالاستیک ایرفویل توربین باد دوبعدی را انجام داده‌اند. هوگدرن و همکارانش [8] پژوهشی به‌منظور بررسی پاسخ پره توربین باد در دو حالت گذرا و پایدار انجام داده‌اند. نهایتاً وانگ و همکارانش [9] سازه توربین باد محور افقی را به‌صورت دینامیکی تحلیل نموده‌اند.

در ابتدا با استفاده از مدل پژوهش وانگ و همکارانش [9] طرحی از سازه توربین باد شامل برج، دو پره و نیز جرمی متمرکز در نوک برج به‌منظور اعمال اثر موتور و اجزای داخلی آن بر سازه توربین باد، معرفی شده است. در این طرح با فرض تیر جدارنازک بودن برج و پره‌ها و سپس استفاده از تئوری تیرهای جدارنازک بردار جابه‌جایی نقطه دلخواهی از سازه به‌دست آمده است. با نسبت دادن سیستم‌های مختصات محلی به هر یک از اجزای سازه و استفاده از

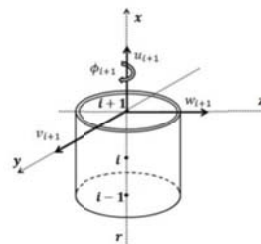
روش اجزای محدود و انتخاب المان‌هایی با چهار درجه آزادی برای پره‌ها و یک درجه آزادی برای برج، روابط انرژی جنبشی و پتانسیل آنها استخراج شده است. در گام بعدی اثر باد با سرعت ثابت، نیروی گریز از مرکز و وزن سازه با استفاده از روش کار مجازی به‌دست آمدند. با انتقال سیستم‌های مختصات محلی به سیستم مختصات عمومی سازه و استفاده از معادلات لاگرانژ، معادلات دیفرانسیل حرکت نامیرای سازه استخراج و با افزودن میرایی تناسبی به سازه مذکور معادلات دیفرانسیل حرکت میرای سازه توربین باد حاصل شده است. سپس پاسخ سازه برج تحت تحریک تکیه‌گاهی هارمونیک اعمالی به پایه برج به‌دست آمده است. سپس به‌منظور بررسی لرزش‌های اتفاقی نظیر زلزله، سازه مذکور تحت پنج تحریک تکیه‌گاهی اتفاقی نیز تحلیل شده است. هم‌چنین برای بررسی اثر پارامترهای مختلف طراحی نظیر طول و جنس پره‌ها، سطح مقطع برج و نیز اثر نیروهای خارجی، مدل‌های متعددی از سازه توربین باد به روش مذکور تحلیل شده و نتایج حاصل از هر قسمت با یکدیگر مقایسه شده‌اند. برای اعتبارسنجی نتایج پژوهش، سه مدل از برج سازه، با استفاده از تئوری پژوهش و به‌کمک نرم‌افزار انسیس تحلیل شده‌اند، که نتایج حاصل از این دو تحلیل کاملاً با یکدیگر تطابق داشته‌اند. لازم به ذکر است که تحلیل دینامیکی سازه توربین باد محور افقی در چهار راستای طولی، عرضی، جانبی و زاویه‌ای به‌همراه بررسی اثر پارامترهای مختلف طراحی، تحت تحریک ناشی از نیروهای آیرودینامیکی، نیروهای گریز از مرکز، اثر وزن و نیز تحریک تکیه‌گاهی هارمونیک و اتفاقی برای اولین بار در این پژوهش به انجام رسیده است. از تئوری این پژوهش برنامه‌ای در نرم‌افزار متلب تهیه شده است، که قابلیت تحلیل ارتعاشی انواع سازه‌های توربین باد محور افقی را فراهم می‌کند.

مدل سازی سازه توربین باد محور افقی

سینماتیک تیر جدارنازک. در شکل (۱) جابه جایی محیطی نقطه دلخواه P روی جداره تیر به اندازه Δs در راستای s و انتقال آن به نقطه P' ، که در آن w و v به ترتیب جابه جایی در راستای y_1 و z_1 می باشد، دیده می شود. به دلیل فرض جدارنازک و کشسان بودن سازه توربین باد، اثر تنش برشی ε_{xs} در تغییر شکل نهایی بسیار کوچک است و می توان از آن صرف نظر نمود.



شکل ۱ سطح مقطع تیر جدارنازک [9]



شکل ۲ المان تیر جدارنازک

با استفاده از شکل (۱) و تعریف تنش برشی ε_{xs} جابه جایی نقطه P یعنی ΔP به صورت رابطه (۱) به دست می آید [9].

$$\Delta P = D_1 \begin{Bmatrix} q \\ 1 \end{Bmatrix} + D_2 \begin{Bmatrix} q' \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (۱)$$

که در آن q بردار تغییر شکل و q' مشتق آن می باشد و به صورت رابطه (۲) تعریف می شوند.

$$q = \{u \quad v \quad w \quad \phi\}^T \quad (۲ \text{ الف})$$

$$q' = \{u' \quad v' \quad w' \quad \phi'\}^T \quad (۲ \text{ ب})$$

المان اجزا محدود. با استفاده از المان سه گره ای تیر جدارنازک مطابق شکل (۲) سازه مدل شده است. توابع شکل المان مذکور به صورت رابطه (۳) بیان می شوند [10].

$$h_1 = \frac{1}{2}(r^2 - r), \quad (۳ \text{ الف})$$

$$h_2 = 1 - r^2 \quad (۳ \text{ ب})$$

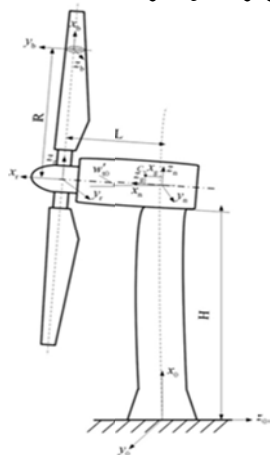
$$h_3 = \frac{1}{2}(r^2 + r) \quad (۳ \text{ ج})$$

در نهایت الگوی تغییر شکل المان فوق (بردار q) به صورت رابطه (۴) حاصل می شود.

$$q = \sum_{i=1}^{n=3} h_i q_i^e = H q^e \quad (۴)$$

که در آن H ماتریس تابع شکل المان مذکور می باشد.

سیستم های مختصات مفروض بر سازه. مطابق شکل (۳) برای هر یک از اجزای توربین باد یک سیستم مختصات محلی در نظر گرفته شده است [9]. سیستم مختصات عمومی بر پایه برج توربین واقع است و $x_0 y_0 z_0$ نام دارد. سیستم مختصات $x_n y_n z_n$ به موتور و اجزای داخلی آن تعلق دارد. در مرکز شفت پروانه ها سیستم مختصات $x_r y_r z_r$ برای روتور فرض شده است. سیستم مختصات $x_b y_b z_b$ بر روی پره و در فاصله R از مرکز روتور قرار داده شده است.



شکل ۳ مدل سازه توربین باد محور افقی [9]

رابطه (۱۰) فرم ماتریسی آن می‌باشد؛ که در آن $q = \{q_t \quad q_{b1} \quad \dots \quad q_{bn}\}^T$ بردار جابه‌جایی کل سازه، $q_b = \{q_{b1} \quad q_{b2} \quad \dots \quad q_{bnb}\}^T$ بردار جابه‌جایی پایه‌های پره‌ها، $q_t = \{w'_{tn} \quad w'_{t(n-1)} \quad \dots \quad w'_{t0}\}^T$ بردار جابه‌جایی برج، $q_{tn} = \{w'_{tn}\}^T$ بردار جابه‌جایی گره n ام پره‌ها، $q_{bnb} = \{u_{bnb} \quad v_{bnb} \quad w_{bnb} \quad \phi_{bnb}\}^T$ بردار جابه‌جایی گره n ام پره‌ها و ماتریس‌های $[M]$ و $[K]$ و $\{Q\}$ به ترتیب ماتریس‌های جرم و سختی و نیروهای خارجی سازه می‌باشند.

تحلیل سازه توربین باد محور افقی

در این پژوهش سازه توربین بادی محور افقی، شامل برجی به طول ۳۴/۸۶۲ متر (۳۰ المان) و دو پره از مدل NREL S809 به طول ۲۱/۳۳۶ متر (۱۸ المان) مطابق جدول (۳-ب)، به عنوان مدل اصلی انتخاب شده است.

دیگر طرح‌های تحلیل شده در این پژوهش عبارتند از: طرح ۱: طرحی است که سطح مقطع برج آن نسبت به مدل اصلی با کاهش قطر خارجی سطح مقطع برج به اندازه ۰/۰۱۸ متر نسبت به طرح اصلی، کاهش یافته است. طرح ۲: طرحی است که سطح مقطع برج آن نسبت به مدل اصلی با کاهش قطر داخلی سطح مقطع برج به اندازه ۰/۰۱۹ متر نسبت به طرح اصلی، افزایش یافته است. طرح ۳ و طرح ۴: در این دو طرح طول پره‌های سازه توربین باد نسبت به طرح اصلی به ترتیب ۱۰ درصد کاهش و ۱۰ درصد افزایش یافته است. طرح ۵ و ۶: طرح‌هایی هستند که در آنها پره‌ها به ترتیب از جنس فولاد و آلومینیوم ساخته شده‌اند. توجه شود که اتصال برج، موتور و پره‌ها به صورت صلب در نظر گرفته شده است یعنی پره‌ها ساکن هستند. سپس اثر دوران پره‌ها به صورت نیروی خارجی به سازه اعمال گشته است.

انرژی جنبشی و پتانسیل پره‌ها، برج و موتور سازه. به کارگیری ماتریس انتقال کشسان T_f و ماتریس تبدیل مختصات T_r بردار موقعیت و جابه‌جایی پره را به ترتیب به صورت روابط (۶ و ۵) ایجاد می‌کند [9, 11, 12].

$$P_b = T_f \cdot (B_1 \{q_b\} + B_2 \{q'_b\}) \quad (5)$$

$$\Delta P_b = \begin{Bmatrix} \Delta x_b \\ \Delta y_b \\ \Delta z_b \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} S_{11} \\ S_{12} \\ S_{13} \end{Bmatrix} q_b + \begin{Bmatrix} S_{21} \\ S_{22} \\ S_{23} \end{Bmatrix} q'_b \quad (6)$$

به همین صورت بردار موقعیت برج P_t و موتور P_n به ترتیب از روابط (۷ و ۸) حاصل می‌شوند [9].

$$P_t = \begin{Bmatrix} \Delta x_t \\ \Delta y_t \\ \Delta z_t \\ 1 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} w'_{to} \eta_t \\ \xi_t \\ \eta_t \\ 1 \end{Bmatrix} \quad (7)$$

$$P_n = \begin{Bmatrix} z_g + H - w'_{to} x_g \\ 0 \\ -w'_{to} (z_g + H) - x_g \\ 1 \end{Bmatrix} \quad (8)$$

سپس با استفاده از روابط فوق انرژی جنبشی و پتانسیل اجزای توربین باد استخراج می‌شوند [9].

معادله دیفرانسیل حرکت سازه. معادله دیفرانسیل حرکت سازه براساس معادلات لاگرانژ به صورت رابطه (۹) به دست می‌آید.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial K}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial K}{\partial q} + \frac{\partial U}{\partial q} = Q \quad (9-الف)$$

$$K = K_b + K_t + K_n \quad \text{و} \quad U = U_b + U_t \quad (9-ب)$$

$$[M]\ddot{q} + [K]q = \{Q\} \quad (10)$$

جدول ۱ فرکانس های طبیعی مدل اصلی (هرتز)

توضیح	طرح اصلی	طرح ۱	طرح ۲	طرح ۳	طرح ۴	طرح ۵	طرح ۶
فرکانس اولین خمش برج	۰/۵۸۷۸	۰/۴۵۸۱	۰/۵۱۱۱	۰/۶۶۶۵	۰/۶۸۵۱	۰/۱۹۲۲	۰/۵۳۴۴
فرکانس اول تغییر شکل طولی نا متقارن پره	۱۵/۶۷۲۵	۱۵/۶۷۲۵	۱۴/۲۴۷۷	۱۵/۶۷۲۵	۱۷/۴۱۳۹	۹۶/۶۳۵۱	۹۹/۱۴۷۷
فرکانس اول تغییر شکل طولی متقارن پره	۱۵/۶۷۸۵	۱۵/۶۷۸۵	۱۴/۲۵۲۲	۱۵/۶۷۸۵	۱۷/۴۲۳۳	۹۶/۶۲۶۶	۹۹/۱۲۵۷
فرکانس اول تغییر شکل خمشی نا متقارن	۴۱/۵۴۵۳	۴۱/۵۴۵۳	۳۷/۷۶۹۶	۴۱/۵۴۵۳	۴۶/۱۵۹۸	۷۷/۹۹۸۳	۷۷/۲۸۴۷
عرضی پره							
فرکانس اول تغییر شکل خمشی متقارن	۴۲/۰۵۹۱	۴۱/۰۵۹۰	۳۸/۱۸۴۴	۴۲/۰۵۹۱	۴۶/۸۱۰۵	۷۸/۳۳۶۲	۷۸/۱۸۷۷
عرضی پره							
فرکانس اول تغییر شکل خمشی نا متقارن	۲۲/۰۹۶۵	۲۲/۰۹۶۵	۲۰/۰۸۶۲	۲۲/۰۹۶۵	۲۴/۵۵۸۱	۴۱/۴۵۲۸	۴۱/۰۷۷۷
جانبی پره							
فرکانس اول تغییر شکل خمشی متقارن	۲۳/۰۹۵۷	۲۳/۰۹۵۵	۲۰/۸۸۱۳	۲۳/۰۹۵۹	۲۵/۸۴۵۶	۴۲/۰۷۵۵	۴۲/۷۹۰۰
جانبی پره							
فرکانس دوم تغییر شکل طولی نا متقارن پره	۳۱/۸۷۹۳	۳۱/۸۷۹۳	۲۸/۹۸۱۲	۳۱/۸۷۹۳	۳۵/۴۲۱۴	۱۹۶/۵۶۴۴	۲۰۱/۶۷۵۳
فرکانس دوم تغییر شکل طولی متقارن پره	۳۱/۸۸۰۳	۳۱/۸۸۰۳	۲۸/۹۸۲۰	۳۱/۸۸۰۳	۳۵/۴۲۲۷	۱۹۶/۵۶۶۷	۲۰۱/۶۸۳۷
فرکانس دوم تغییر شکل خمشی نا متقارن	۸۷/۲۲۵۸	۸۷/۲۲۵۸	۷۹/۳۰۶۵	۸۷/۲۲۵۸	۹۶/۱۶۷۷	۱۶۲/۹۴۲۷	۱۶۱/۰۷۹۳
عرضی پره							
فرکانس دوم تغییر شکل خمشی متقارن	۸۷/۴۶۷۷	۸۷/۴۶۷۷	۷۹/۵۱۴۹	۸۷/۴۶۷۷	۹۷/۱۸۷۵	۱۶۳/۱۴۶۵	۱۶۲/۰۷۹۳
عرضی پره							

جدول ۲ فرکانس حاصل از تئوری و نرم افزار انسیس (هرتز)

شرح	تئوری	انسیس	خطا %
فرکانس طبیعی اول مدل اصلی	۵۱۴/۰۴۸	۵۲۸/۷۷	۲/۷۸۴۱
فرکانس طبیعی دوم مدل اصلی	۶۵۲/۵۹	۶۴۰/۹۴	۱/۸۱۶۷
فرکانس طبیعی اول طرح (الف)	۵۱۴/۸۱	۵۲۸/۹۲	۲/۶۶۷۷
فرکانس طبیعی دوم طرح (الف)	۶۵۶/۴۰	۶۴۱/۶۸	۲/۲۹۳۹
فرکانس طبیعی اول طرح (ب)	۵۰۲/۳۱	۵۲۰/۱۹	۳/۴۳۷۰
فرکانس طبیعی دوم طرح (ب)	۶۳۳/۲۲	۶۲۴/۱۷	۱/۴۴۶۷

جدول ۳ ضرایب تابع خودهمبستگی [17]

شرح لرزه ثبت شده	$T_s(s)$	q
سی دی ای مکزیکو	۳/۵۷	۰/۰۵۰
اس سی تی مکزیکو	۲/۰۴	۰/۰۴۵
وایتر نرو	۰/۳۲	۰/۱
نیسکوالی	۱/۲۲	۰/۰۷۰

ارتعاش آزاد. به کمک روش مقادیر ویژه، فرکانس‌های طبیعی سازه، از حل معادله دیفرانسیل حرکت آزاد سازه که به صورت رابطه (۱۱) بیان می‌گردد، حاصل می‌شود.

$$[M]\ddot{q} + [K]q = 0 \quad (11)$$

همان‌گونه که در جدول (۱) مشاهده می‌گردد، با افزایش طول پره‌ها فرکانس طبیعی اولین شکل مود خمشی برج، کاهش می‌یابد. این موضوع ناشی از افزایش جرم مؤثر در نوک برج می‌باشد. از طرفی با افزایش طول پره‌ها سایر فرکانس‌های طبیعی سازه کاهش یافته است. همچنین افزایش سطح مقطع برج موجب افزایش فرکانس طبیعی اولین شکل مود خمشی برج شده در حالی که بر روی فرکانس‌های طبیعی پره‌ها اثر محسوسی نداشته است. تغییر جنس پره‌ها از کامپوزیت به فولاد و آلومینیوم فرکانس طبیعی اولین شکل مود خمشی برج را به علت افزایش وزن سازه، کاهش داده است، درحالی که سایر فرکانس‌های طبیعی را افزایش داده است.

اعتبارسنجی نتایج. در ادامه برج سازه توربین باد محور افقی در سه طرح مختلف که عبارت اند از: طرح اصلی، طرح (الف) مدلی با سطح مقطع افزایش یافته (با کاهش قطر داخلی برج به میزان ۰/۰۱۹ متر) و طرح (ب) مدلی که در آن ارتفاع برج به میزان ۱۰ درصد افزایش یافته است، در نرم‌افزار انسیس مدل‌سازی و تحلیل شده است. از این تحلیل فرکانس‌های طبیعی برج و شکل مودهای آن به دست آمدند. سپس مدل‌های فوق‌الذکر با تئوری حاکم در این پژوهش نیز تحلیل شدند و دو فرکانس طبیعی اول و نیز شکل مود اول سازه استخراج گردیدند. نتایج مذکور در جدول (۲) ارائه شده‌اند.

ارتعاش اجباری میرا تحت تحریک نیرویی. با استفاده از روابط کار مجازی ناشی از نیروهای خارجی (مدل‌سازی نیروی باد در مرجع [9] موجود است) و نیز افزودن میرایی تناسبی به صورت رابطه (۱۲)، معادله دیفرانسیل حرکت سازه در حالت تحریک نیرویی به صورت رابطه (۱۳) ظاهر می‌گردد، که در آن α' و β' ضرایب ثابتی می‌باشند.

$$[C] = \alpha'[M] + \beta'[K] \quad (12)$$

$$[M]\ddot{q} + [C]\dot{q} + [K]q = \{Q\} \quad (13)$$

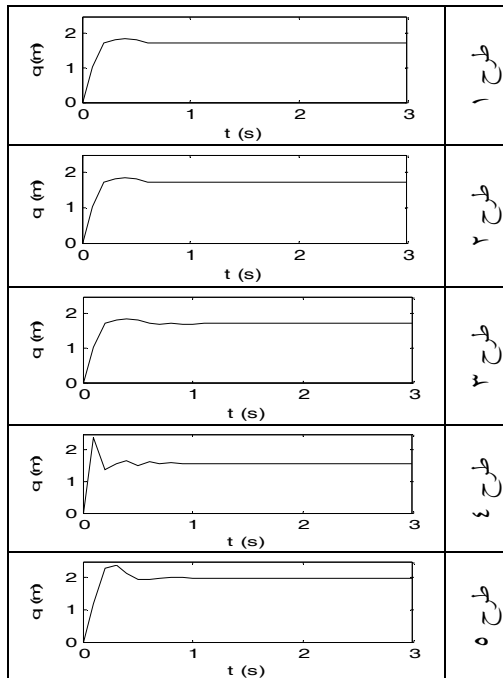
سازه تحت وزش باد با سرعت ۱۵ متر بر ثانیه و سرعت دورانی ۲۶/۸ دور بر دقیقه پره‌ها (طرح اصلی) و سرعت دورانی ثابت پره‌ها در ۲۶/۸ دور بر دقیقه و افزایش سرعت وزش باد به مقادیر ۲۰ (طرح الف) و ۲۵ متر بر ثانیه طرح (طرح ب)، وزش باد با سرعت ۱۵ متر بر ثانیه کاهش سرعت دورانی پره‌ها به مقادیر ۱۰/۷۲ دور بر دقیقه (طرح ج) و ۱۷/۸۶ دور بر دقیقه (طرح د) به روش آنالیز مودال تحلیل شده است.

شکل (۵) نشان می‌دهد که با افزایش طول پره و با افزایش سطح مقطع برج پاسخ میرا شده نوک برج کاهش یافته است.

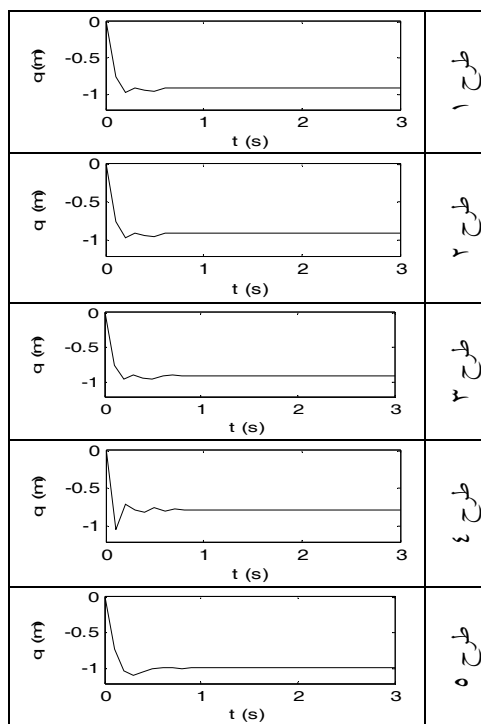
همان‌طور که از شکل (۶) مشاهده می‌گردد تغییر در طول پره‌ها موجب افزایش جابه‌جایی نوک طولی پره شده است.

در شکل (۷) دیده می‌شود، مقدار تغییر شکل عرضی نوک پره تحت با افزایش طول پره‌ها افزایش یافته در حالی که با افزایش سطح مقطع برج مقدار تغییر شکل مذکور کاهش می‌یابد.

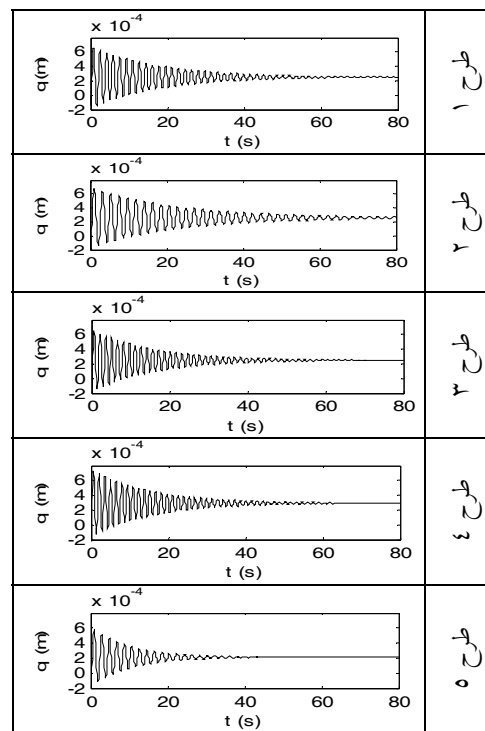
جابه‌جایی در اثر افزایش طول پره‌ها افزایش یافته است.



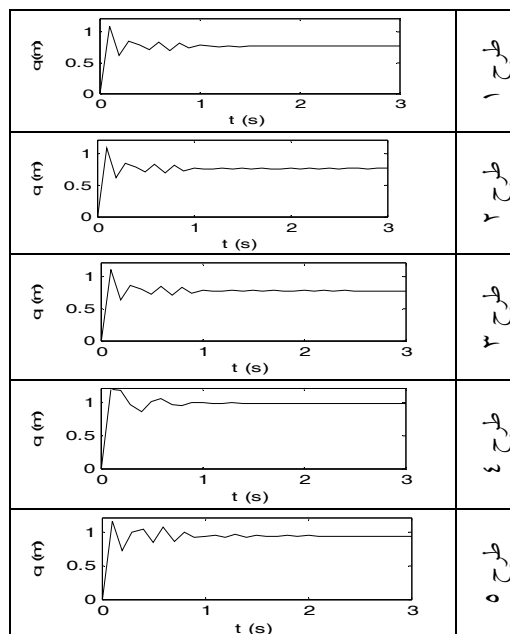
شکل ۷ تغییر شکل عرضی نوک پره تحت سرعت باد ۱۵ متر بر ثانیه و سرعت دورانی ۲۶/۸ دور بر دقیقه پره‌ها



شکل ۸ تغییر شکل جانبی نوک پره تحت سرعت باد ۱۵ متر بر ثانیه و سرعت دورانی ۲۶/۸ دور بر دقیقه پره‌ها

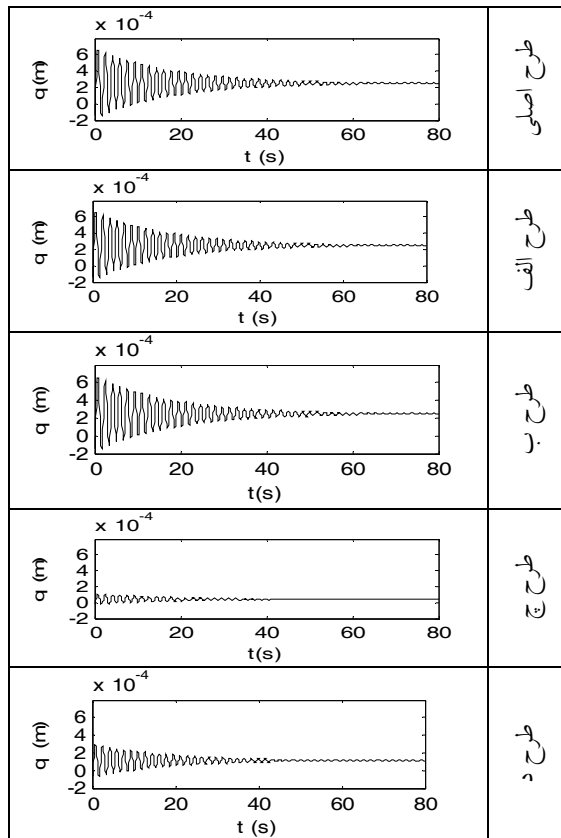


شکل ۹ تغییر شکل نوک برج تحت سرعت باد ۱۵ متر بر ثانیه و سرعت دورانی ۲۶/۸ دور بر دقیقه پره‌ها

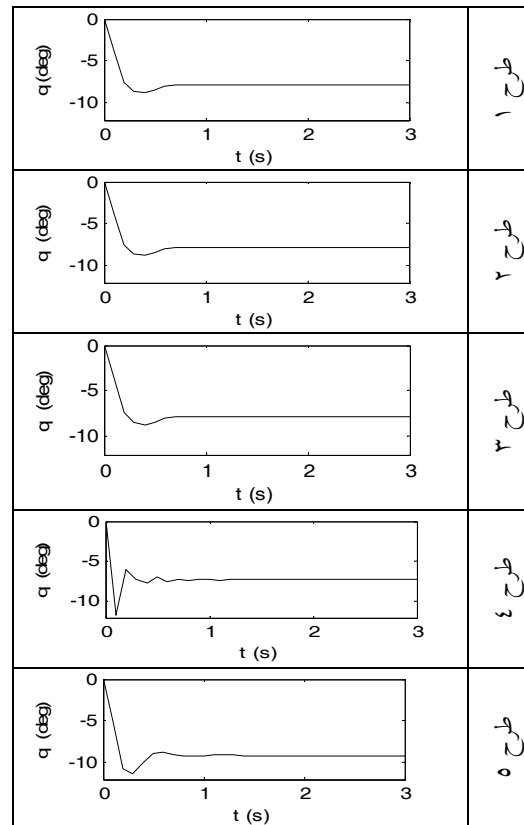


شکل ۱۰ تغییر شکل طولی نوک پره تحت سرعت باد ۱۵ متر بر ثانیه و سرعت دورانی ۲۶/۸ دور بر دقیقه پره‌ها

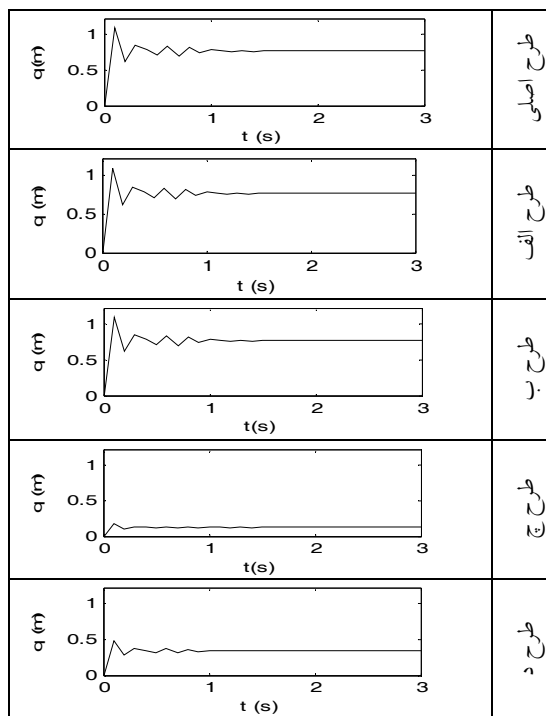
شکل (۸) نشان می‌دهد، افزایش سطح مقطع برج، در جابه‌جایی جانبی نوک پره بی‌اثر بوده و این



شکل ۱۰ تغییر شکل نوک برج در شرایط مختلف آیرودینامیکی



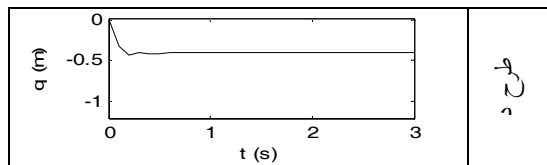
شکل ۹ تغییر شکل پیچشی نوک پره تحت سرعت باد ۱۵ متر بر ثانیه و سرعت دورانی ۲۶/۸ دور بر دقیقه پره‌ها



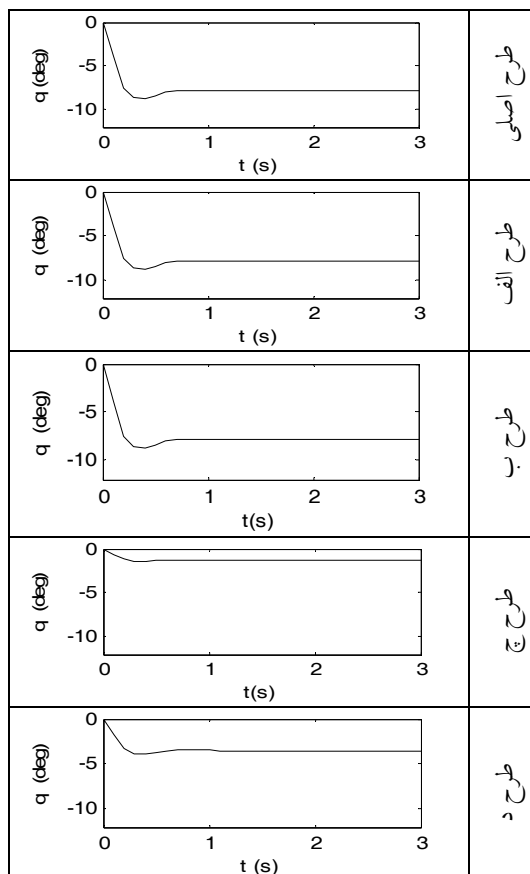
شکل ۱۱ تغییر شکل طولی نوک پره در شرایط مختلف آیرودینامیکی

با توجه به شکل (۹) تغییر شکل پیچشی نوک پره در اثر افزایش سطح مقطع برج به میزان کمی کاهش یافته و با افزایش طول پره‌ها این مقدار افزایش داشته است.

در ادامه پاسخ مدل سازه در شرایط مختلف نیرویی به دست آمده است. شکل‌های (۱۰-۱۴) بیان می‌کنند که تغییر پارامتر سرعت جریان آزاد (باد) اثر محسوسی بر روی پاسخ‌ها نداشته است. این درحالی است که در یک سرعت جریان آزاد (باد)، تغییر سرعت دورانی پره اثر بسیار محسوسی بر روی مقدار تغییر شکل سازه داشته است. کاهش سرعت دورانی پره‌ها موجب کاهش شدیدی در مقدار تغییر شکل سازه شده است که بیانگر سهم بسیار زیاد نیروی گریز از مرکز در بردار نیروی مؤثر بر سازه می‌باشد. قابل ذکر است، همواره سرعت دوران پره‌ها پارامتری بحرانی در سازه‌های توربین باد بوده است.



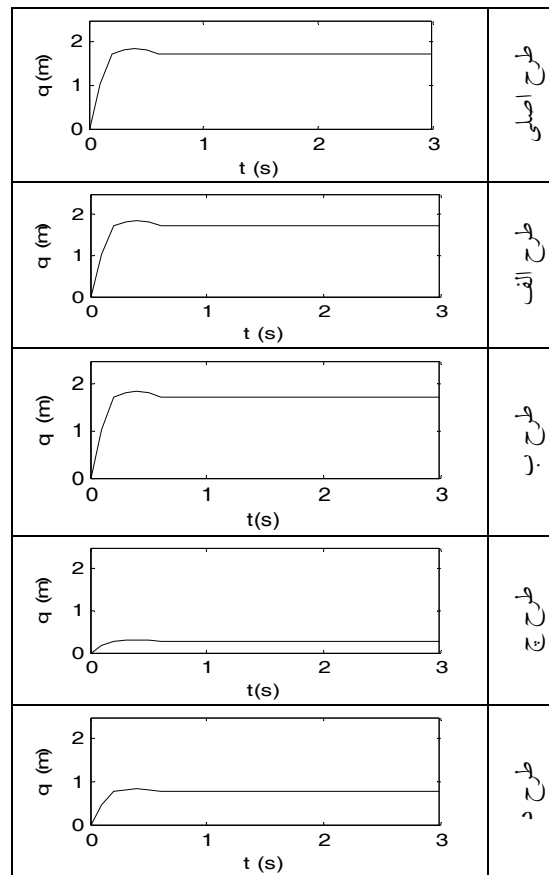
شکل ۱۳ تغییر شکل جانبی نوک پره در شرایط مختلف
آیرودینامیکی



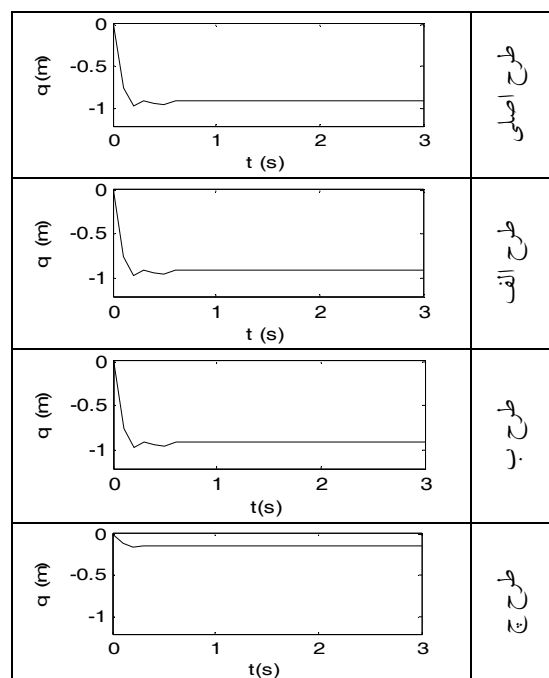
شکل ۱۴ تغییر شکل پیچشی نوک پره در شرایط مختلف
آیرودینامیکی

ارتعاش اجباری میرا تحت تحریک تکیه‌گاهی
هارمونیک. برای مدل‌سازی تحریک تکیه‌گاهی
هارمونیک اعمالی بر سازه، تحریکی شتابی به صورت
تابع کسینوسی مطابق رابطه (۱۴)، در راستای z_0 بر
پایه برج اعمال می‌گردد، [14, 15].

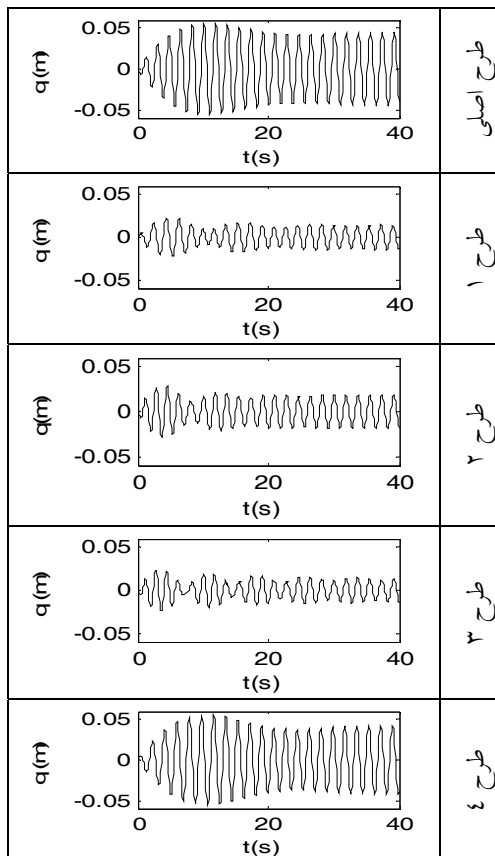
$$\ddot{y}_i = a_0 \cos(\omega t) \quad (14)$$



شکل ۱۲ تغییر شکل عرضی نوک پره در شرایط مختلف
آیرودینامیکی



برج در مدل اصلی نزدیک می‌باشد، سازه به حالت تشدید رسیده و جابه‌جایی نوک برج در مدل اصلی به شدت افزایش یافته است. افزایش سطح مقطع برج موجب کاهش دامنه جابه‌جایی نوک برج شده است.



شکل ۱۶ تغییر شکل طولی نوک پره در مدل‌های مختلف تحت تحریک هارمونیک تکیه‌گاهی

با توجه به شکل (۱۶) قابل ذکر است که تغییر شکل طولی نوک پره، تحت تحریک هارمونیک تکیه‌گاهی در مقایسه با تغییر مکان نوک برج خیلی کمتر شده و کاهش طول پره‌ها موجب کاهش دامنه تغییر شکل طولی نوک پره شده است.

شکل (۱۷) و مقایسه آن با شکل (۱۶) بیان می‌کند تغییر مکان عرضی نوک پره تقریباً دو برابر تغییر شکل طولی آن است. از طرف دیگر کاهش طول پره نسبت به مدل اصلی تغییر شکل عرضی نوک پره به شدت کاهش داده است.

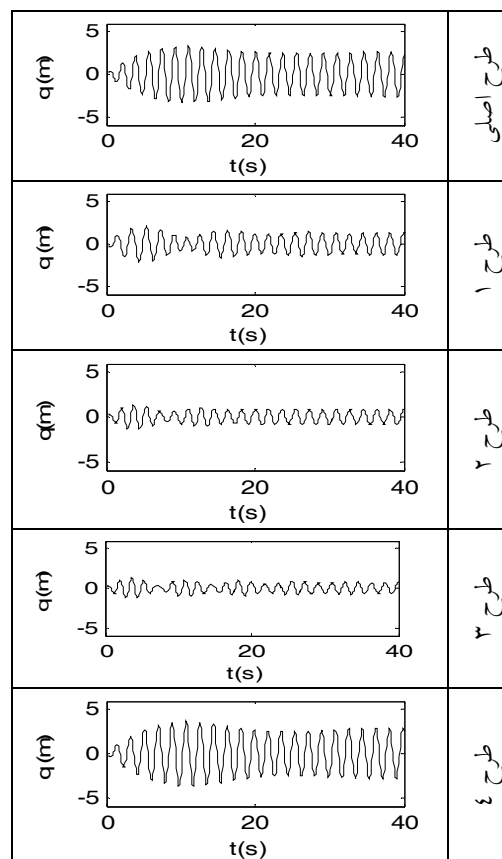
معادله دیفرانسیل حرکت به صورت رابطه (۱۵) تغییر می‌یابد.

$$[M]\ddot{q}_i + [C]\dot{q}_i + [K]q_i = M\ddot{y}_i \quad (15)$$

در ادامه با استفاده از آنالیز مودال و تبدیل‌های خطی معادله دیفرانسیل حرکت به صورت رابطه (۱۶) تغییر می‌یابد [16].

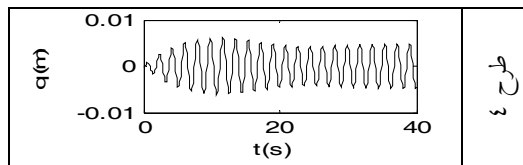
$$\{\ddot{\delta}_i\} + [2\xi\omega_n]\{\dot{\delta}_i\} + [\omega_n^2]\{\delta_i\} = ([u]^T M[u])^{-1}[u]^T M\{\ddot{y}_i\} \quad (16)$$

معادلات فوق حل و نتایج آن به صورت زیر حاصل شده است.

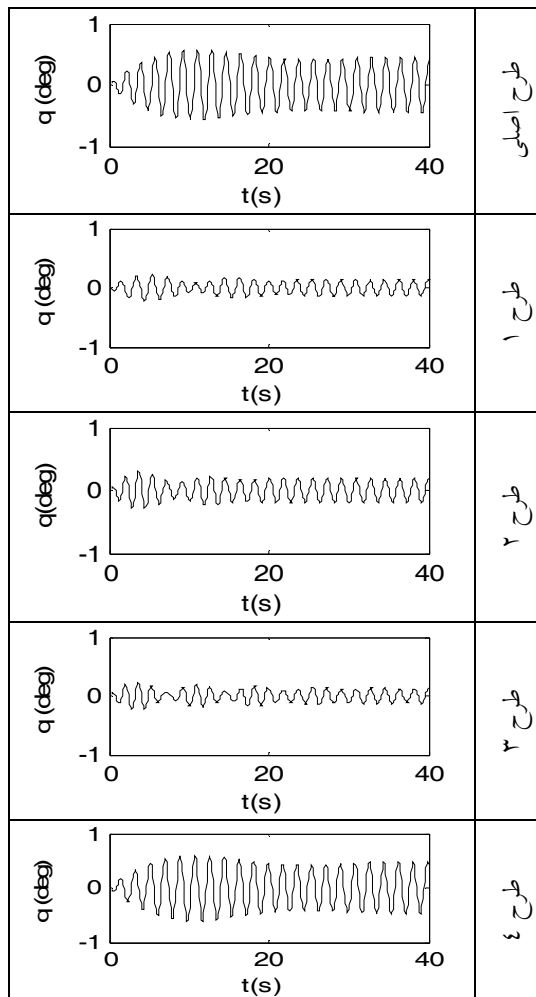


شکل ۱۵ تغییر شکل نوک برج در مدل‌های مختلف تحت تحریک هارمونیک تکیه‌گاهی

شکل (۱۵) جابه‌جایی نوک برج را بیان می‌کند. از آنجایی که فرکانس تحریک به فرکانس طبیعی اول

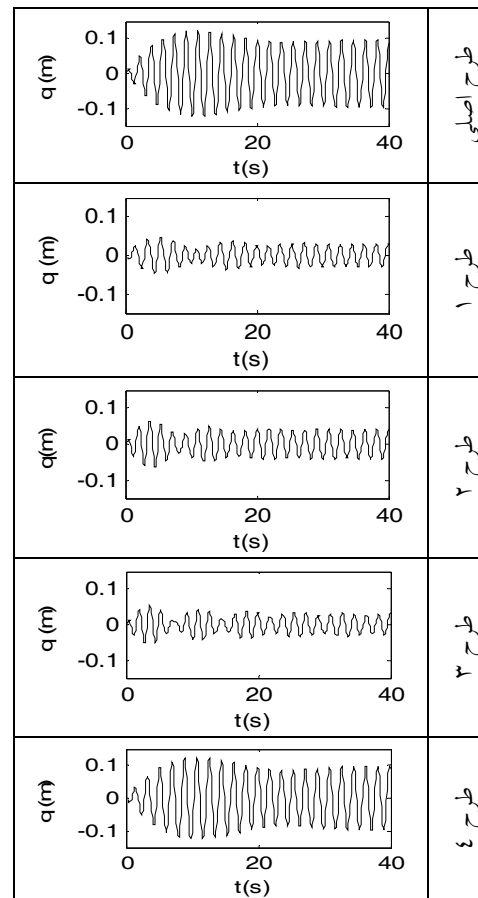


شکل ۱۸ تغییر شکل جانبی نوک پره در مدل‌های مختلف تحت تحریک هارمونیک تکیه‌گاهی

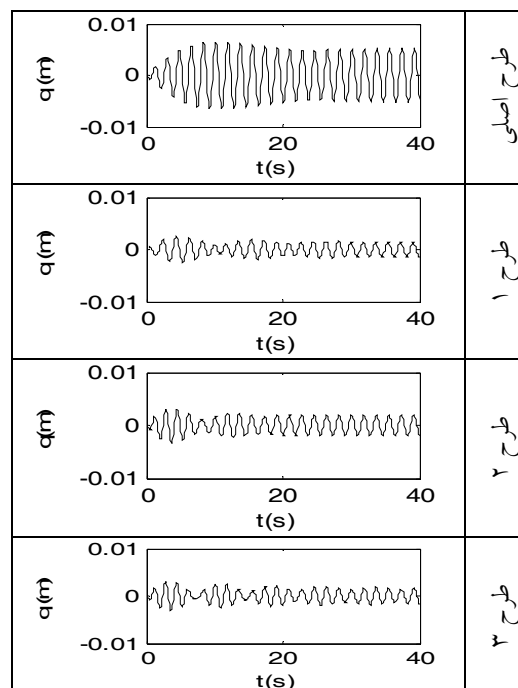


شکل ۱۹ تغییر شکل پیچشی نوک پره در مدل‌های مختلف تحت تحریک هارمونیک تکیه‌گاهی

در شکل (۱۸) که دامنه نوسان جانبی نوک پره نشان داده شده است، قابل مشاهده است که تغییر در سطح مقطع برج و نیز کاهش طول پره‌ها کاهش دامنه تغییر شکل جانبی نوک پره را در بر داشته است.



شکل ۱۷ تغییر شکل عرضی نوک پره در مدل‌های مختلف تحت تحریک هارمونیک تکیه‌گاهی



$$R_{qi}(\tau) = \frac{1}{2\pi} ([u]_i \int_{-\infty}^{+\infty} [M]_m^{-1} [H^*(\omega)] [S_f(\omega)] [H(\omega)] [M]_m e^{i\omega\tau} d\omega [u]_i^T) \quad (20)$$

در نهایت با صفر قرار دادن τ در رابطه (20)، میانگین مربعی پاسخ در مود i ام به صورت رابطه (21) به دست می آید.

$$R_{qi}(0) = \frac{1}{2\pi} ([u]_i \int_{-\infty}^{+\infty} [M]_m^{-1} [H^*(\omega)] [S_f(\omega)] [H(\omega)] [M]_m d\omega [u]_i^T) \quad (21)$$

بدین صورت سیستم تحت تحریکات اتفاقی بررسی می گردد.

در ادامه مدل اصلی سازه توربین باد محور افقی تحت پنج تحریک اتفاقی قرار داده شده و پاسخ های آن استخراج شده است. این تحریکات عبارت اند از: نویز سفید، لرزه ثبت شده در مرکز سی دی ای مکزیکو سال ۱۹۸۵، لرزه ثبت شده در مرکز اس سی تی مکزیکو سال ۱۹۸۵، لرزه ثبت شده در مرکز وایترنرو سال ۱۹۸۷ و لرزه ثبت شده در مرکز نیسکوالی سال ۲۰۰۱. توابع خود همبستگی لرزه های مذکور به صورت رابطه (22) مدل سازی و استفاده شده اند و توابع چگالی طیفی خود همبستگی تحریک سازه به دست آمده است [17].

$$R_y(\tau) = e^{-\rho(2\pi(\frac{\tau}{T_s}))} \cos(2\pi \frac{\tau}{T_s}) \quad (22)$$

ضرایب مجهول در رابطه فوق در جدول (3) آمده است.

سپس با استفاده از توابع چگالی طیفی خود همبستگی به عنوان تحریک سازه و استفاده از روابط ذکر شده، سیستم تحت تحریکات فوق تحلیل شده و میانگین مربعی پاسخ سازه به صورت جدول (4) تهیه شده است.

در شکل (۱۹) تغییر شکل پیچشی نوک پره رسم شده است و بیانگر آن است که کاهش طول پره ها و تغییر سطح مقطع برج موجب کاهش دامنه تغییر شکل پیچشی نوک پره سازه توربین باد گشته است.

ارتعاش اجباری میرا تحت تحریک تکیه گاهی اتفاقی. در ارتعاشات اتفاقی با در دست داشتن تابع مختلط فرکانسی به تحلیل سیستم پرداخته می شود. بدین منظور تحریکی نمایی مطابق رابطه (۱۷) بر سیستم اعمال می گردد [14].

$$y_i = a_0 e^{i\omega t} \quad (17)$$

سپس پاسخ سازه به صورت ضریبی از تابع تحریک و با تأخیر زمانی ψ در نظر گرفته شود، آن گاه رابطه بین تابع پاسخ δ و تابع تحریک به صورت رابطه (۱۸) بیان می گردد.

$$\delta_0 e^{i\omega t} = H(\omega) a_0 e^{i\omega t} \quad (18)$$

که در آن $H(\omega)$ تابع مختلط فرکانسی سیستم می باشد، که در سیستم های چند درجه آزادی به فرم ماتریسی می باشد.

در ارتعاشات اتفاقی سیستم های چند درجه آزادی با در دست داشتن تابع چگالی طیفی تحریک به فرم $[S_f(\omega)]$ ، می توان تابع چگالی طیفی مودال شده تحریک $[S_f(\omega)]$ را به صورت رابطه (۱۹) پیش بینی نمود.

$$[S_f(\omega)] = [u]^T [S_F(\omega)] [u] \quad (19)$$

با استفاده از رابطه (۱۹) که ماتریس چگالی طیفی مودال شده تحریک بیان شده است و نیز به کارگیری ماتریس جرم قطری شده سیستم $[M]_m$ ، تابع خود همبستگی پاسخ سیستم در مود i ام به صورت رابطه (20) به دست می آید.

جدول ۴ میانگین مربعی پاسخ مدل اصلی به تحریکات اتفاقی (واحد متر مربع)

جابه‌جایی	نویز سفید	سی دی ای مکزیکو	اس سی تی مکزیکو	نیسکوالی	وایتر نرو
جابه‌جایی نوک برج	۳۱۸/۲۲۹۰	۸/۷۶۲۷ e(-۴)	۱/۵۰۵۳ e(-۴)	۱/۴۶۶۸ e(-۴)	۶/۴۹۸۳ e(-۶)
جابه‌جایی طولی نوک پره	۲۴۰/۵۲۲۸	۶/۹۲۶۲ e(-۴)	۱/۱۸۲۲ e(-۴)	۱/۱۵۱۹ e(-۴)	۵/۱۰۳۲ e(-۶)
جابه‌جایی عرضی نوک پره	۳۰۷/۲۰۳۹	۸/۱۸۹۰ e(-۴)	۱/۴۱۲۷ e(-۴)	۱/۳۷۶۶ e(-۴)	۶/۰۹۸۶ e(-۶)
جابه‌جایی جانبی نوک پره	۲۶۹/۵۳۹۴	۶/۷۳۱۵ e(-۴)	۱/۱۷۴۱ e(-۴)	۱/۱۴۴۰ e(-۴)	۵/۰۶۸۳ e(-۶)
جابه‌جایی پیچشی نوک پره	۲۸۳/۹۴۰۷	۷/۶۹۹۹ e(-۴)	۱/۳۲۵۶ e(-۴)	۱/۲۹۱۰ e(-۴)	۵/۷۲۲۵ e(-۶)

جدول (۴) بیان می‌کند، میزان میانگین مربعی پاسخ سازه نسبت به تحریک اتفاقی حاصل از لرزش در مرکز سی دی ای مکزیکو بیشترین مقدار را دارا است. این مقدار به ترتیب تحت تحریک به لرزش در مرکز سی دی ای مکزیکو، اس سی تی مکزیکو، نیسکوالی و وایتر نرو کاهش یافته است. در مقدار میانگین مربعی پاسخ علاوه بر مدت زمان لرزش تکیه‌گاه، عواملی نظیر شدت و تعداد دفعات تغییر جهت راستای تحریک و مقدار دامنه تحریک، نیز می‌توانند مؤثر باشند.

بحث و نتیجه‌گیری

در این پژوهش دینامیک سازه توربین باد محور افقی با استفاده از تئوری تیر جدارنازک و به کمک روش اجزای محدود بررسی شده که شامل تحلیل ارتعاشات آزاد و اجباری سازه توربین باد و بررسی اثر پارامترهای مختلف طراحی بوده است. در نهایت این پژوهش منجر به ایجاد برنامه‌ای در نرم افزار متلب شد، که قابلیت تحلیل هر نوع توربین باد محور افقی را دارا است. نتایج حاصل از تحلیل به شرح زیر است.

افزایش طول پره موجب کاهش فرکانس‌های طبیعی سازه و افزایش سطح مقطع برج موجب افزایش فرکانس طبیعی اول سازه شده و بر روی فرکانس‌های طبیعی پره‌ها اثر محسوسی نداشته است. به علاوه افزایش مدول الاستیسیته، مدول برشی و چگالی مواد سازنده پره‌ها موجب افزایش فرکانس‌های طبیعی پره‌ها

شده است. از طرفی افزایش چگالی پره‌ها منجر به افزایش جرم مؤثر در بالای برج شده که این امر فرکانس طبیعی اول سازه را به شدت کاهش می‌دهد. افزایش طول پره‌ها موجب کاهش مقدار دامنه پاسخ نوک برج، افزایش مقدار پاسخ عرضی نوک پره‌ها و افزایش اندازه پاسخ جانبی نوک پره‌ها تحت تحریکات نیرویی شده است. افزایش سطح مقطع برج موجب کاهش جابه‌جایی نوک برج و تغییر شکل عرضی پره‌ها شده، درحالی که بر تغییر شکل جانبی نوک پره‌ها تحت تحریکات نیروی تقریباً بی‌اثر بوده است.

اثر تغییر سرعت جریان آزاد باد بر روی سازه ناچیز بوده است. این در حالی است که تغییر سرعت دورانی پره‌ها اثر بسیار زیادی بر پاسخ سازه داشته و افزایش آن مقدار پاسخ سازه را به شدت افزایش می‌دهد.

در مدل اصلی، مدل با طول افزایش یافته پره‌ها که فرکانس‌های طبیعی اول سازه در آنها نزدیک به فرکانس تابع تحریک هارمونیک بوده‌اند، پدیده تشدید به‌طور واضح در پاسخ نوک برج ظهور کرده است.

در تحریکات تکیه‌گاهی اتفاقی ناشی از لرزش‌های تکیه‌گاهی عوامل متعددی نظیر مدت زمان تحریک، شدت تحریک، دامنه و میزان تغییر جهت تحریک در یک بازه زمانی، نقش مهمی در مقدار میانگین مربعی پاسخ سازه دارند.

فهرست علائم و نشانه‌ها		کشسان	
dP, dT	کار مجازی نیروی برا و پسا	T_r	ماتریس انتقال صلب
l^e	طول المان	T_{br}	ماتریس انتقال از سیستم مختصات پره به سیستم مختصات روتور
$ox_1y_1z_1$	مختصات سطح مقطع تیر جدارنازک	T_{rn}	ماتریس انتقال از سیستم مختصات روتور به سیستم مختصات موتور
q, q'	بردار جابه‌جایی و مشتق آن	T_{no}	ماتریس انتقال از سیستم مختصات موتور به سیستم مختصات برج
q_b, q_t	بردار جابه‌جایی پره و برج	ε_{xs}	کرنش برشی تیر جدارنازک
u, v, w	تغییر شکل تیر در راستاهای	η, ξ	مختصه نقطه P در سیستم مختصات سطح مقطع
x_1, y_1, z_1	ارتفاع برج	$\eta \xi \chi \tau$	سیستم مختصات سطح مقطع تیر جدارنازک پس از تحمل تغییر شکل
H	ماتریس توابع شکل المان‌ها و مشتقات آن		کشسان
H, H_1, H_2	ماتریس تابع مختلط فرکانسی	φ	زاویه دوران صلب
$H(\omega)$	فاصله از محور برج تا صفحه دوران روتور		
L	جرم کلی در مد r ام		
	تابع چگالی طیفی تحریک		
M_r	ماتریس انتقال تغییر شکل جسم		
$S_F(\omega)$			
T_f			

مراجع

1. Chopra, I. and Dugundji, J., "Nonlinear dynamic response of wind turbine blade", *Journal of sound and vibration*, Vol. 63(2): pp. 265-286, (1997).
2. El Chazly, N.M., "Static and dynamic analysis of wind turbine blades using the finite element method", *Computers & Structures*, Vol. 48(2): pp. 273-290, (1993).
3. Younsi, R., El Batany, I., Tritsch, J., Naji, H. and Landjerit, B., "Dynamic study of wind turbine blade with horizontal axis", *Eur. J. Mech. A/Solids*, Vol. 20: pp. 241-252, (2001).
4. Baumgart, A., "A mathematical model for wind turbine blades", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 251(1):pp. 1-12, (2002).
5. Murtagh, P.J., Basu, B. and Broderick, B.M., "Along wind response of a wind turbine tower with blade coupling subjected to rotationally sampled wind loading", *Engineering Structures*, Vol. 27: pp. 1209-1219, (2005).
6. Park, J.H., Park, H.Y., Jeong, S.Y., Lee, S., Shin, Y.H., and Park, J.P., "Linear vibration analysis of rotating wind turbine blade", *Current Applied Physics*, Vol. 10: pp. S332-S334, (2009).
7. Baxevanou, C.A., Chaviaropoulos, P.K., Voutsinas, S.G., and Vlachos, N.S., "Evaluation study of a Navier Stokes CFD aeroelastic model of wind turbine airfoils in classical flutter", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamic*, Vol. 96: pp. 1425-1443, (2008).
8. Hoogedoorn, E., Jacobs, G.B., and Beyene, A., "Aero elastic behavior of a flexible blade for wind turbine application: A 2D computational study", *Energy*, Vol. 35: pp. 778-785, (2010).

9. Wang, J., Qin D. and lim, T.C., "Dynamic analysis of horizontal axis wind turbine by thin walled beam theory", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 329, pp. 3565-3586, (2010).
10. Liu. G.R. and Quek. S.S., "*The finite element method a practical course*", Butterworth-Heinemann, London, England, (2003).
11. Shabana, Ahmed A., "*Dynamics of multi-body system*", Cambridge University Press, New York, USA (2005).
12. Radcliffe, C.W. and Sush, H., "*Kinematics and Mechanisms Design*", John Wiley & Sons Inc, New Jersey, USA, (1987).
13. Potter M., Wiggert D., "*Fluid mechanics*", The McGraw-Hill Company, Michigan, US (1976).
14. Newland, D.E., "*An introduction to random vibrations, spectral and wavelet analysis*", John Wiley & Sons Inc., New Jersey, USA, (1975).
15. Lutes, D.L. and Sarkani, S.H., "*Random vibrations analysis of structural and mechanical systems*", Elsevier, Washington, USA (2004).
۱۶. مکانیک، ابوالقاسم، "ارتعاشات سیستم‌های مکانیکی و سازه‌ای با کاربردهای کامپیوتری"، انتشارات دانشگاه بوعلی سینا، (۱۳۸۲).
17. Saragoni, G.R. and Ruiz, S., "Free vibration of soils during large earthquakes", *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, Vol. 29:pp. 1-16, (2009).
18. Dowell, E.H. and Hodges, D.H., "Nonlinear equation of motion for the elastic bending and torsion of twisted non-uniform rotor blades", NASA TN-7818. (1974).
19. Somers, D.M., Design and experimental results for the S809 Airfoil., NREL/SR-440-6918, 199۹

بهینه‌سازی چندهدفه تبدیل یک نیروگاه بخار قدیمی به سیکل ترکیبی با استفاده از بویلرهای بازیاب حرارت

تک فشاره و دوفشاره به وسیله الگوریتم ژنتیک*

(یادداشت پژوهشی)

صادق نیک‌بخت ناصرآباد^(۱)عبدالله مهرپناهی^(۲)غلامحسین پایگانه^(۳)محمد رضا ارباب تفتی^(۴)

چکیده در تحقیق حاضر باتوجه به اهمیت نیروگاه بخار بندرعباس از لحاظ موقعیت و حجم برق تولیدی، به بررسی انجام بازتوانی کامل بر روی آن پرداخته شده است. روند کار به این صورت است که بعد از انجام مدل‌سازی و انطباق داده‌های مدل‌سازی با سیکل واقعی و راستی‌آزمایی مدل به ارائه نتایج حاصل از مدل‌سازی حالت‌های مورد نظر در انجام بازتوانی پرداخته شده است. بهینه‌سازی با استفاده از توابع راندمان آگزرژی و هزینه برق تولیدی و به وسیله روش الگوریتم ژنتیک انجام پذیرفته است. در نهایت نمودار به دست آمده (منحنی پارتو) نمایشی از روند تغییرات هزینه براساس تغییرات راندمان (آگزرژی) را ارائه خواهد داد که در تصمیم‌سازی و انتخاب حالت مد نظر و مطلوب سرمایه‌گذاری مؤثر خواهد بود. نتایج حاصل از بهینه‌سازی دوهدفه بازتوانی نیروگاه بخار با دو بویلر بازیاب حرارت تک‌فشاره و دوفشاره، نشان‌دهنده ارتقای راندمان آگزرژی نیروگاه تا مقداری بالاتر از ۴۶ درصد می‌باشد.

واژه‌های کلیدی سیکل ترکیبی؛ نیروگاه بخار؛ بویلر بازیاب حرارت؛ هزینه برق تولیدی؛ راندمان آگزرژی.

Multi Objective Optimization of Converting an Old Steam Power Plant to Combined Cycle Power Plant (CCPP) using Double and Single Pressure Heat Recovery Steam Generator (HRSG) via Genetic Algorithm

S. Nikbakht Naserabad
Gh. Payganeh

A. Mehrpanahi
M.R. Arbab Tafti

Abstract In this study, Given the importance of Bandar Abbas steam power plant in terms of Location and its electricity generating, it has been considered for applying the repowering method. After reference cycle modeling and assessing results accuracy, the applied repowering method has been implemented and it's results reported in four main scenarios. Exergy efficiency and electricity generation cost (per kWh) have been considered as objective functions. Based on the six independent variables and four different scenario multi objective optimization has been done. The final reported results can be implemented by the energy managements for making the best decision and choosing the adequate option. Multi objective optimization of proposed combined cycles with single and double pressure heat recovery boilers indicate that the exergy efficiency upgrades up to 46%.

Key Words Combined Cycle; Steam Power Plant; Heat Recovery Steam Generator (HRSG); Electricity Generation Cost; Exergy efficiency.

* تاریخ دریافت مقاله ۹۳/۲/۱۲ و تاریخ پذیرش آن ۹۳/۱۲/۱۱ می‌باشد.

(۱) دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران.

(۲) نویسنده مسئول: دانشجوی دکترا، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران. mehrpanahi@srttu.edu

(۳) دانشیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران.

(۴) استادیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران.

مقدمه

هدف کلی از اجرای روش‌های بازتوانی احیای سیستم با استفاده از بازیاب حرارت خروجی از توربین(های) گاز به وسیله بخش بخاری موجود است. یکی از روش‌های متداول بازتوانی، که برای نیروگاه‌های بخار با عمر بالای ۲۵ سال مناسب هستند، بازتوانی کامل گفته می‌شود. هزینه تأسیس چنین نیروگاه‌هایی ۷۰ تا ۸۰ درصد یک نیروگاه سیکل ترکیبی با توان مشابه است که اثر قابل ملاحظه‌ای در مدت زمان بازگشت سرمایه خواهد داشت. در صورت برنامه‌ریزی متولیان بخش تولید انرژی در کشور، روش‌های بازتوانی کامل پتانسیل افزایش توان تا ۱۳ گیگاوات نسبت به حالت موجود را داراست [1].

تحقیق حاضر با در نظر گرفتن امکان تولید تجهیزات بازتوانی در کشور انجام شده است به همین دلیل مبنای تولید مدل، استفاده از تجهیزات داخلی متداول در ساخت نیروگاه‌های سیکل ترکیبی بوده است. تجهیزات اصلی در تبدیل نیروگاه بخار به نیروگاه سیکل ترکیبی بویلر بازیاب حرارت و توربین گاز است. با توجه به توانایی و تجربه ساخت بویلرهای بازیاب تک فشاره و دوفشاره در کشور، این نوع از بویلرها برای بازیاب حرارت در نیروگاه بازتوانی‌شده استفاده می‌شود. از مهم‌ترین محدودیت‌های موجود در استفاده از بویلرهای بازیاب حرارت، تأمین فشار لازم در بخش فشار بالای نیروگاه‌های سیکل ترکیبی است که با وجود پیشرفت‌های سال‌های اخیر، امکان تولید بخار با فشار تا ۲۰ مگاپاسکال فراهم شده است [2].

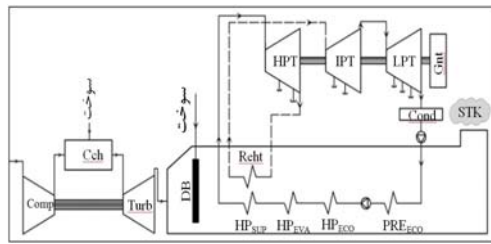
با توجه به تولید توربین‌های گاز صنعتی توان بالای V94.2 در کشور و استفاده گسترده از این توربین‌ها در ایجاد نیروگاه‌های سیکل ترکیبی، از این توربین‌ها در تولید انرژی ورودی به سیکل بازتوانی استفاده شده است. در نهایت و با انتخاب این

تجهیزات، به بهینه‌یابی سیستم بخار الحاقی با توجه به فلسفه کنترلی بهینه قابل دستیابی اقدام شده است. به این منظور در نظر داشتن محدودیت‌های سیکل موجود نظیر دبی بخار قابل پذیرش کندانسور و دمای گازهای خروجی از بویلر بازیاب حرارت در فرآیند مدل‌سازی سیکل جدید ضروری به نظر می‌رسد.

در زمینه بازتوانی نیروگاه‌های بخار علی‌رغم اهمیت این روش‌ها مقالات تحقیقی قابل ارجاع اندکی انتشار یافته است. از جمله موارد بررسی شده توسط براندر و همکاران است که موارد کلی در تغییر سیکل-های بخار به سیکل‌های ترکیبی حاصل از اعمال بازتوانی کامل را بیان نموده و نتایج حاصل نشان می‌دهد که تعدادی از نیروگاه‌های تحت بررسی به لحاظ اقتصادی قابلیت بازتوانی ندارند [3].

در این تحقیق برای بهینه‌یابی چندهدفه از دو تابع هدف فنی و اقتصادی استفاده شده است. به منظور ارائه نتایج ملموس‌تر، با وجود تنوع بالا در ارائه توابع هدف اقتصادی از تابع واحد هزینه برق تولیدی استفاده شده است. تابع هدف راندمان انرژی نیز به عنوان تابع هدف فنی سیستم انتخاب شده است. این پژوهش با اعمال محدودیت حداکثر هزینه برق تولیدی، راندمان انرژی بهینه را در هر حالت برای مقادیر متفاوت هزینه برق تولیدی به دست آورده و به صورت نمودارهای موسوم به نمودارهای پارتو ارائه نموده است. در انتها با توجه به رابطه رقابتی بین کاهش هزینه برق تولیدی و افزایش راندمان انرژی، نقطه کارکرد بهینه فنی-اقتصادی در هر حالت، و مشخصات سیکل بازتوانی در این نقطه مشخص شده است.

باتوجه به اهمیت موضوع تولید برق در کشور، نتایج تحقیق، دستاوردی مفید در راستای برنامه‌های اقتصادی کشور به خصوص برنامه پنج ساله پنجم توسعه اقتصادی-اجتماعی و سیاسی کشور می‌باشد، که مطابق این برنامه می‌بایست راندمان تولید برق در



شکل ۲ شکل تغییر ساختار یافته نیروگاه بخار بندرعباس پس از بازتوانی با بویلر بازیاب حرارت تک فشاره

توابع هدف

راندمان اگزرژی. با نادیده گرفتن انرژی هسته‌ای، مغناطیسی، الکتریکی و تأثیرکشش سطحی، در یک سیستم حرارتی، اگزرژی شامل چهار جزء است که به شرح زیر می‌باشد [5, 6]:

$$E = E^{PH} + E^{KN} + E^{PT} + E^{CH} \quad (1)$$

اجزای تشکیل دهنده اگزرژی کل در معادله بالا به ترتیب اگزرژی فیزیکی، اگزرژی جنبشی، اگزرژی پتانسیل و اگزرژی شیمیایی می‌باشند. بنابراین اگزرژی مخصوص یک سیستم از رابطه زیر پیروی می‌نماید:

$$e = e^{PH} + e^{KN} + e^{PT} + e^{CH} \quad (2)$$

برای یک فرآیند پایا مقادیر اگزرژی جنبشی و پتانسیل نادیده در نظر گرفته می‌شود [7]. اگزرژی فیزیکی برای بخار به صورت زیر تعریف می‌گردد [8].

$$e^{PH} = (h - h_0) - T_0(s - s_0) \quad (3)$$

به طور کلی برای گازها اگزرژی فیزیکی به صورت زیر تعریف می‌شود [8]:

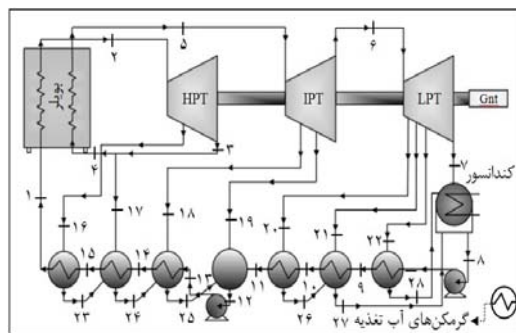
$$e^{PH} = C_{p(T)} \left[T - T_0 - T_0 \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) \right] + RT_0 \left(\frac{p}{p_0} \right) \quad (4)$$

اگزرژی شیمیایی گازهای سوخته شده و هوا نسبت به اگزرژی فیزیکی آنها مقادیری قابل صرف نظر

کشور تا پایان سال ۹۳ به ۴۱ درصد برسد [۴] و نیروگاه بخار بندرعباس با راندمان حرارتی ۲۵ درصد (راندمان کنونی)، مشمول این قانون می‌باشد.

معرفی نیروگاه بخار بندرعباس

این نیروگاه در کنار دریا احداث شده است و از آب دریا با دمای میانگین ۲۷ درجه سانتی‌گراد برای چگالش بخار استفاده می‌نماید. در حالت طراحی راندمان حرارتی نیروگاه معادل ۳۸/۷ درصد و حداکثر درجه حرارت محیط ۴۸ درجه سانتی‌گراد می‌باشد. مطابق شکل (۱) هر واحد نیروگاه بخار متشکل از بویلر، مجموعه توربین‌های بخار، کندانسور و گرمکن‌های آب تغذیه می‌باشد.



شکل ۱ شماتیک اصلی نیروگاه بخار بندرعباس

بازتوانی نیروگاه بخار

راندمان کنونی نیروگاه بخار بندرعباس ۲۲ تا ۲۵ درصد می‌باشد. همان‌گونه که در بخش مقدمه ذکر شد، از بویلرهای بازیاب حرارت دوفشاره متداول در نیروگاه‌های سیکل ترکیبی برای مدل‌سازی بازتوانی نیروگاه استفاده شده است. در این پژوهش بازتوانی برای دو ساختار تک فشاره و دوفشاره ارائه شده است (شکل ۲ و ۳). با در نظر گرفتن چنین روندی، در چهار سناریو و از ۲ تا ۵ توربین گاز در بازتوانی انتخاب و در هر حالت به بهینه‌یابی سیکل پرداخته شده است.

توان خالص خروجی از سیکل بازتوانی شده برابر مجموع توان خالص خروجی از توربین (های) گاز ($\dot{W}_{net,GT}$) و توربین بخار ($\dot{W}_{net,ST}$) می‌باشد.

$$\sum_i \dot{W}_i = \dot{W}_{net,GT} + \dot{W}_{net,ST} \\ = (N \cdot \dot{m}_{f,Ch} + \dot{m}_{f,DB}) \cdot \gamma_f \cdot LHV \quad (9)$$

تابع هزینه برق تولیدی

پارامتر هدف در مدل‌سازی اقتصادی هزینه هر کیلووات ساعت برق تولیدی می‌باشد. هزینه هر کیلووات ساعت برق تولیدی نیروگاه به‌صورت تابعی از هزینه سرمایه‌گذاری اولیه برای خرید تجهیزات (Z_c)، هزینه تعمیر و نگهداری (Z_{OM}) و هزینه سوخت (Z_f) به‌صورت زیر محاسبه می‌گردد:

$$Z_E = Z_c + Z_{OM} + Z_f \quad (10)$$

تجهیزات مورد نیاز شامل توربین گاز، بویلر بازیاب حرارت، داکت برنر و مبدل‌های آب-گاز می‌باشد. هزینه خرید هر کدام از این تجهیزات با واحد دلار در مرجع [12-15] ارائه شده است. قیمت هر کیلووات ساعت برق تولیدی در نهایت با ترکیب روابط به‌صورت زیر محاسبه می‌گردد:

$$Z_E = \left(\frac{TCL.CRF.\varphi}{\dot{W}.H} \right) + C_f.HR_{pp} [\$ / Kwh] \quad (11)$$

را به خود اختصاص می‌دهد، ولی در سوخت‌ها این انرژی از اهمیت بالایی برخوردار می‌باشد [9].

انرژی شیمیایی سوخت‌های هیدروکربنی با فرمول شیمیایی C_aH_b با استفاده از روابط (۵ و ۶) محاسبه می‌گردد [10]:

$$e_f^{CH} = LHV \cdot \gamma_f \quad (5)$$

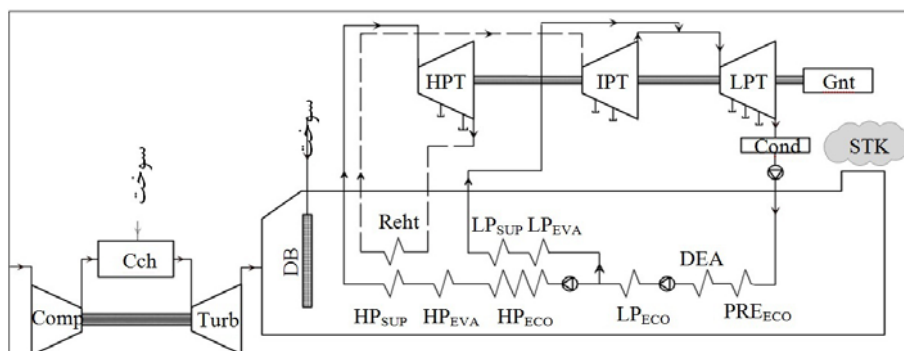
$$\gamma_f = 1.033 + 0.0169 \frac{b}{a} - \frac{0.0698}{a} \quad (6)$$

در روابط بالا γ_f به‌عنوان ضریب درجه انرژی سوخت و LHV به‌عنوان ارزش حرارتی پایین سوخت تعریف شده است [8, 11]. رابطه (۷) معرف تابع هدف راندمان انرژی سیستم می‌باشد.

$$\eta_{ex,RC} = \frac{\sum_i \dot{W}_i}{\sum_i \dot{E}_f} \quad (7)$$

در این معادله $\dot{E}_f$ انرژی سوخت ورودی به نیروگاه است که در برگرفته سوخت مصرفی محفظه احتراق توربین‌های گاز ($\dot{E}_{f,Ch}$) و داکت‌برنر ($\dot{E}_{f,DB}$) می‌باشد.

$$\sum_i \dot{E}_f = \dot{E}_{f,Ch} + \dot{E}_{f,DB} \quad (8)$$



شکل ۳ تغییر ساختار یافته نیروگاه بخار بندرعباس پس از بازتوانی با بویلر بازیاب حرارت دوفشاره

بهینه‌سازی سیکل جدید

در پژوهش حاضر از روش تکاملی الگوریتم ژنتیک برای انجام فرآیند بهینه‌سازی استفاده شده است. این الگوریتم به دلیل هم‌گرایی به کمینه‌های عمومی، با وجود عدم دستیابی به دقیق‌ترین جواب مسئله، با فاصله ناچیزی به مقدار بهینه کلی سیستم تحت بررسی همگرا خواهد شد. در انجام بهینه‌سازی شش متغیر مستقل در نظر گرفته شده است که مشخصات این متغیرها در جدول (۱) معرفی شده‌اند.

اعمال برخی محدودیت‌ها نیز در برنامه مدل‌سازی از موارد لازم برای انطباق واقعی‌تر سیکل مدل‌سازی با سیکل واقعی است. دمای خروجی از بویلر بازیاب حرارت از محدودیت‌های موجود در بهینه‌سازی سیکل بازتوانی است، که به دلیل جلوگیری از ایجاد نقطه شبنم حداقل این دما برابر با ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد در نظر گرفته شده است [16]. برخی محدودیت‌های موجود در سیکل بخار به عنوان متغیر مستقل مورد توجه قرار گرفته‌اند و محدوده مجاز این متغیرها با توجه به حدود موجود در سیکل بخار تعیین شده است.

نتایج و تحلیل

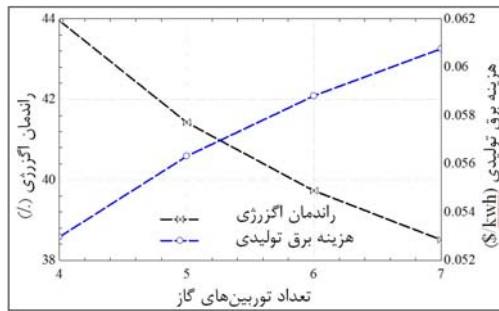
در این بخش به منظور تحلیل سیکل بهینه‌سازی به تحلیل تأثیر متغیرهای مستقل بر توابع هدف سیستم پرداخته شده است. این متغیرها به دلیل اهمیت و نقش تعیین‌کننده آنها در عملکرد بویلر مورد توجه قرار

گرفته‌اند. متغیر اول تعداد توربین‌های گاز مورد استفاده در بازتوانی است. همان‌گونه که از شکل‌های (۵ و ۴) نیز قابل مشاهده است، با افزایش تعداد توربین‌های گاز راندمان اگزرژی سیستم کاهش و هزینه برق تولیدی سیستم افزایش می‌یابد. این حالت به دلیل راندمان نسبتاً کم توربین‌های گاز قابل پیش‌بینی است زیرا با افزایش تعداد توربین‌های گاز اثر راندمان آنها در برآیند راندمان کلی سیکل بازتوانی اثر گذاشته و راندمان سیکل کلی کاهش یافته است. احتراق اضافی معمولاً برای بالا بردن پایداری سیستم در تولید توان در شرایط ایجاد تغییرات محیطی در سیکل‌های ترکیبی مورد توجه قرار می‌گیرد. احتراق سوخت اضافی چون در جهت بالا بردن توان تولیدی سیکل ترکیبی نیست، باعث کاهش راندمان کلی سیکل ترکیبی می‌شود. در نمودار شکل- (۷ و ۶) اثر احتراق اضافی بر راندمان و هزینه برق تولیدی نیروگاه نشان داده شده است. با افزایش دبی سوخت داکت برنر راندمان در حال کاهش و هزینه برق تولیدی سیستم افزایش یافته است. محدوده معرفی‌شده برای سوخت مصرفی داکت برنر باعث کاهش راندمان بیش از ۲ درصد نیروگاه بازتوانی شده است.

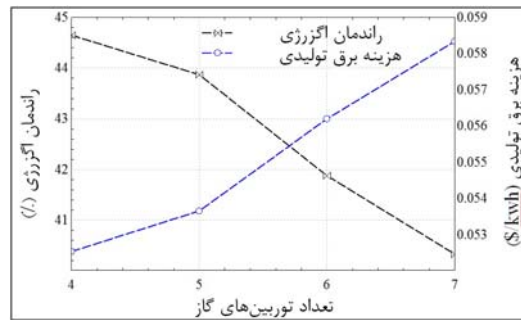
نسبت دبی بخار خروجی از بخش فشار بالا به کل بخار خروجی از بویلر بازیاب حرارت بر میزان جذب حرارت در بویلر، توان کلی سیستم و در نهایت بر راندمان سیکل بازتوانی مؤثر است.

جدول ۱ مشخصات و محدودیت‌های متغیرهای مستقل

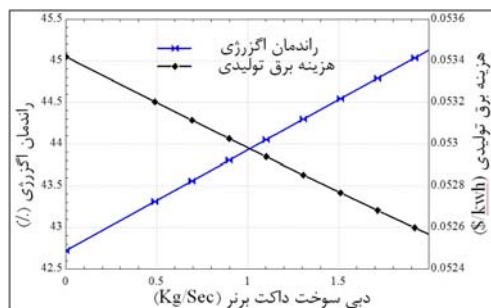
متغیر مستقل	نماد	محدوده بهینه‌یابی	دلیل بازه مورد توجه
دبی خروجی از توربین‌های بخار	L	۰/۳۵ تا ۱/۳۷۳	حداکثر دبی قابل پذیرش کندانسور
نسبت دبی بخار فشار بالا به دبی بخار تولیدی بویلر	y	۰/۶۴ تا ۰/۸۸	حدود دبی مجاز برای تولید در تولید بویلرهای بازیاب داخلی
محدوده دمای پینچ در سطوح فشاری مختلف بویلر	$T_{hp, pinch}, T_{lp, pinch}, T_{pre, pinch}$	۵ تا ۱۵ (oC)	در نظر داشتن راندمان سیستم و ساینز مبدل (بحث هزینه)
دبی سوخت داکت برنر (احتراق کمکی)	$\dot{m}_{f, DB}$	۰ تا ۲ (kg.sec-1)	سوختن سطوح حرارتی بویلر



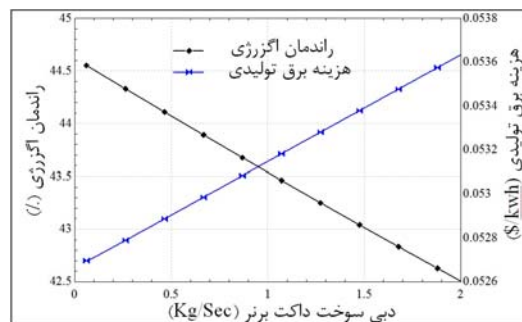
شکل ۵ بررسی تأثیر تعداد توربین‌های گاز بر راندمان آگزری و هزینه هر کیلووات ساعت برق تولیدی نیروگاه در حالت بازتوانی با بویلر بازیاب حرارت دوفشاره



شکل ۴ بررسی تأثیر تعداد توربین‌های گاز بر راندمان آگزری و هزینه هر کیلووات ساعت برق تولیدی نیروگاه در حالت بازتوانی با بویلر بازیاب حرارت تک‌فشاره

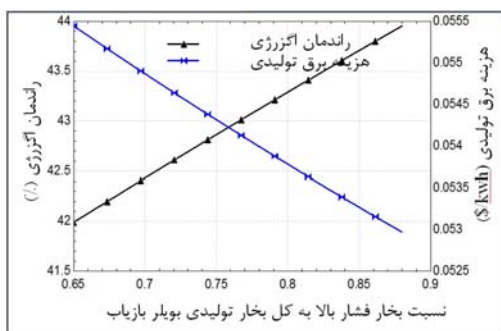


شکل ۷ نمودار تغییرات راندمان آگزری و هزینه برق تولیدی نیروگاه بر مبنای تغییرات دبی سوخت داکت برنر در بازتوانی با استفاده از بویلر بازیاب دوفشاره.



شکل ۶ نمودار تغییرات راندمان آگزری و هزینه برق تولیدی نیروگاه بر مبنای تغییرات دبی سوخت داکت برنر در بازتوانی با استفاده از بویلر بازیاب تک‌فشاره.

سیستم و از یک نقطه به بعد در جهت کاهش راندمان سیستم خواهد بود (شکل ۹ و ۱۰).



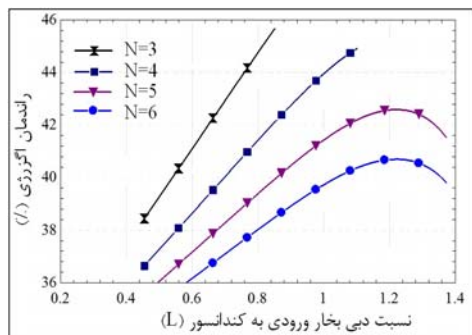
شکل ۸ نمودار تغییرات راندمان آگزری و هزینه برق تولیدی نیروگاه بر مبنای تغییرات دبی بخار ورودی به توربین فشار بالا

همان‌گونه که در نمودار شکل (۸) مشاهده می‌شود با افزایش این نسبت، راندمان سیکل بازتوانی به دلیل اثر افزایش توان بخش بخار نیروگاه، باعث افزایش راندمان نهایی سیکل ترکیبی شده است. روند افزایش این نسبت در جهت کاهش هزینه برق تولیدی نیروگاه است.

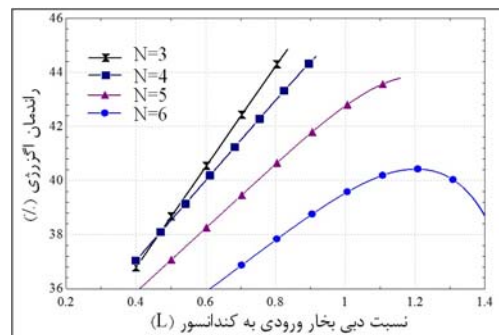
همان‌گونه که قبلاً نیز بیان شد، افزایش تعداد توربین‌های گاز در جهت کاهش راندمان کلی سیکل بازتوانی است. اما با توجه به نمودار خروجی برنامه مدل‌سازی، افزایش و بالا رفتن دبی کلی بخار خروجی از توربین‌های بخار (در محدوده مجاز ظرفیت کندانسور) در یک محدوده باعث افزایش راندمان

از بویلر بازیاب حرارت، راندمان نیروگاه به‌طور محسوسی کاهش می‌یابد. افت پله‌ای راندمان در شکل (۱۲) به دلیل افزایش تعداد توربین‌های گاز می‌باشد. همچنین اولین تصادف پینچ در بویلر بازیاب حرارت مربوط به اواپراتور خط فشار بالا می‌باشد. اهمیت این بخش به دلیل تأثیر آن بر سایر پینچ‌ها در بویلر بازیاب حرارت می‌باشد.

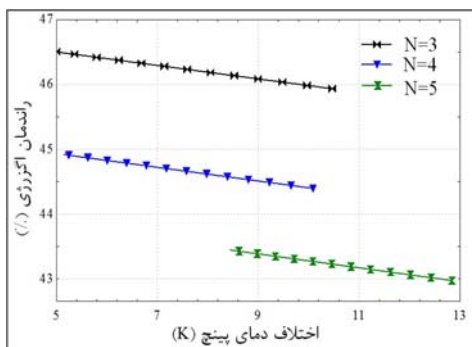
در این نمودار دیده می‌شود که در تمام حالات بازتوانی با تعداد توربین گاز متفاوت، افزایش اختلاف دمای پینچ اواپراتور فشار بالا، کاهش راندمان اگزورژی سیستم را در پی دارد.



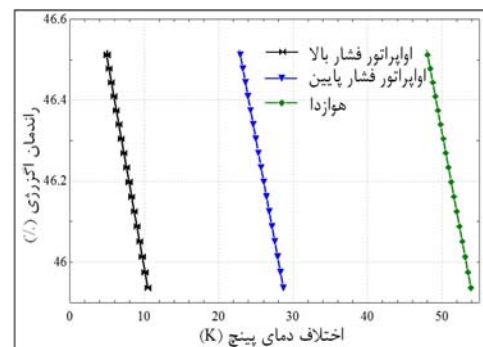
شکل ۹ بررسی اثر تغییرات نسبت دبی بخار ورودی به کندانسور (L) بر راندمان اگزورژی نیروگاه بازتوانی شده با بویلر دوفشار، در تعداد توربین‌های گاز متفاوت



شکل ۱۰ بررسی اثر تغییرات نسبت دبی بخار ورودی به کندانسور (L) بر راندمان اگزورژی نیروگاه بازتوانی شده با بویلر تک‌فشار، در تعداد توربین‌های گاز متفاوت



شکل ۱۱ بررسی اثر تغییرات اختلاف دمای پینچ بر راندمان اگزورژی نیروگاه بازتوانی شده با سه توربین گاز



شکل ۱۲ بررسی اثر اختلاف دمای پینچ بر راندمان اگزورژی نیروگاه بازتوانی شده با سه توربین گاز

نتایج بهینه سازی

نتایج بهینه سازی با در نظر گرفتن چهار سناریوی مختلف و با توجه به تعداد توربین های گاز متناسب با توان هر بخش انجام شده است. نتایج بهینه سازی دوهدفه در نمودارهای شکل های (۱۴ و ۱۳) نشان داده شده است. با اضافه شدن توربین های گاز در سیکل بازتوانی اثر راندمان این سیستم ها بر راندمان کلی سیکل تاثیر گذاشته است و میانگین راندمان به دست آمده در طی فرآیند بهینه یابی با افزایش تعداد توربین های گازی در حال کاهش و هم چنین هزینه تمام شده برق تولیدی نیز روندی صعودی دارد.

اساس کار و تولید این منحنی بدین گونه است که برای هر نقطه هزینه حداکثر را مشخص کرده و فرآیند بهینه سازی حداکثر راندمان آگزرژی را در این نقطه جستجو می نماید. در این جستجو راندمان آگزرژی با محدودیت هزینه به عنوان تابع هدف جهت به حداکثر رساندن انتخاب شده و با تغییر پارامترهای مستقل ارائه شده در جدول (۱) (در محدوده تغییرات مشخص شده)، مقدار حداکثر راندمان آگزرژی تعیین می گردد.

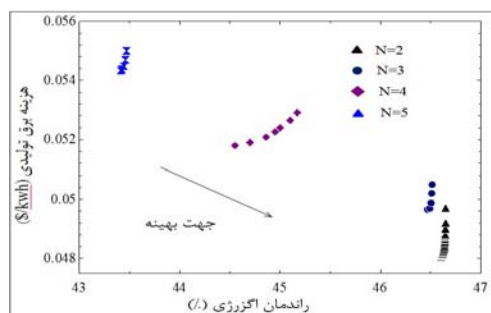
هدف از بهینه سازی دوهدفه در تحقیق حاضر، یافتن نقطه ای است که در آن سیستم با صرف حداقل هزینه برق تولیدی، حداکثر راندمان آگزرژی را به خود اختصاص دهد. مختصات این نقطه که با عنوان نقطه تعادل مشخص شده است، معرف هم زمان حداقل هزینه برق تولیدی و حداکثر راندمان آگزرژی می باشد. اگرچه این نقطه یک حالت ایده آل است و دستیابی

به آن امکان پذیر نمی باشد، در این جا در حالت های بهینه سازی انجام شده، نزدیک ترین نقطه به نقطه تعادل در منحنی پارتو، به عنوان نقطه بهینه فنی و اقتصادی سیستم در نظر گرفته شده است.

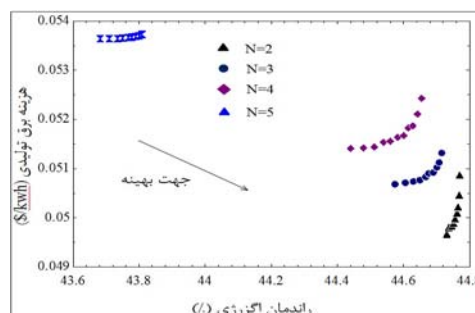
شکل (۱۴) نمونه ای از انتخاب این نقطه می باشد که در سایر حالات نیز چنین رویه ای به کار گرفته می شود. روش تعیین نقطه بهینه فنی و اقتصادی براساس پژوهش صیادی و مهرابی پور [17] انتخاب شده است که حالتی بهینه از راندمان آگزرژی و زمان بازگشت سرمایه را برای یک سیکل گازی بررسی نموده اند [17]. در نهایت خصوصیات نقاط بهینه فنی و اقتصادی سیستم در جدول (۲) به تفکیک حالت های مورد نظر بیان شده است.

با در نظر گرفتن این خصوصیات به ترتیب حالت های بازتوانی با دو، سه، چهار و پنج توربین گاز در بازتوانی سیکل مزیت نسبی خواهند داشت. رنج بهینه یابی شده برای هر کدام از حالت ها و نسبت این رنج ها در مقایسه با سایر حالت های بررسی شده در نمودار شکل های (۱۴ و ۱۳) بیان شده است.

استفاده از بویلر بازیاب حرارت تک فشاره در بازتوانی نیروگاه مطابقت بیشتری با سیکل اصلی دارد (شکل ۱ و ۳) ولی همان گونه که در داده های جدول (۲) دیده می شود، محدودیت اختلاف دمای پینچ در تبخیرکننده فشار بالا (حداقل مقدار پینچ برابر ۵ درجه کلونین [18]) مانع از افزایش بخار ورودی به بویلر بازیاب (L) و در نتیجه موجب تولید بخار کمتر، کاهش توان و افزایش هزینه برق تولیدی می گردد.



شکل ۱۴ نمودار پارتو برای ۲، ۳، ۴ و ۵ توربین های گاز در حالت استفاده از بویلر بازیاب حرارت دوفشاره



شکل ۱۳ نمودار پارتو برای ۲، ۳، ۴ و ۵ توربین های گاز در حالت استفاده از بویلر بازیاب حرارت تک فشاره

جدول ۲ مشخصات فنی و اقتصادی سیستم در نقاط بهینه

نام متغیر	واحد	بازتوانی با بویلر بازیاب حرارت تک‌فشاره				بازتوانی با بویلر بازیاب حرارت دوفشاره			
		۲ توربین	۳ توربین	۴ توربین	۵ توربین	۲ توربین	۳ توربین	۴ توربین	۵ توربین
دبی سوخت	Kg/sec	۱/۹۹۱	۱/۵۲۸	۰/۰۶۴	۰	۱/۶۸۸	۱/۲۴	۰/۷۲۸۳	۰
L	---	۰/۶۰۱۶	۰/۷۵۵۸	۰/۹۲۰۱	۱/۱۶۶	۰/۷۴۷۷	۱/۰۷۵	۱/۱۱۲	۱/۲۱۸
اختلاف دمای پینچ در اکونومایزر فشار بالا	K	۵/۰۴۲	۵/۰۲	۵/۰۲۸	۵/۰۱۳	۵/۰۱۵	۵/۰۰	۵/۱۷۹	۸/۴۵
اختلاف دمای پینچ در اکونومایزر فشار پایین	K	---	---	---	---	۲۹/۳۹	۲۲/۹۷	۸۰/۲۱	۱۰۲/۴
اختلاف دمای پینچ در هوازدا	K	---	---	---	---	۳۹/۰۳	۴۸/۱۴	۱۱۴/۲	۱۴۶/۴
Y	---	---	---	---	---	۰/۷۴۷	۰/۶۹۶۶	۰/۸۴۵۷	۰/۸۸
راندمان	%	۴۴/۶۸۴	۴۴/۶۹۱۱	۴۴/۶۲۲	۴۳/۷۷۴۶	۴۶/۶۳	۴۶/۵۰۴	۴۴/۹۱	۴۵/۴۴۷۵
هزینه برق تولیدی	\$/kWh	۰/۰۵۰۸۹	۰/۰۵۰۹۲	۰/۰۵۱۸۱	۰/۰۵۳۶۶	۰/۰۴۸۳	۰/۰۴۹۷۷	۰/۰۵۲۱۳	۰/۰۵۴۴۹
توان کل سیکل	MW	۵۰۴/۱	۷۱۰/۳	۹۱۶/۹	۱۱۲۲	۵۱۷/۵	۷۴۳/۴	۹۳۶/۲	۱۱۱۲
انهدام آگزرژی نیروگاه	MW	۶۲۴/۷	۸۸۲/۵	۱۱۴۲	۱۴۴۶	۵۹۴/۵	۸۵۸/۲	۱۱۵۵	۱۴۵۸
نرخ حرارت کل	kJ/kW.h	۷۸۰۲	۷۷۱۰	۷۸۲۰	۷۹۷۱	۷۴۸۹	۷۵۱۰	۷۷۷۵	۸۰۳۸
دمای دود خروجی از بویلر بازیاب حرارت	K	۴۷۳	۴۹۸/۵	۵۰۹/۶	۵۰۷/۹	۳۹۳/۱	۳۹۳/۵	۴۷۰	۵۰۲

همان‌گونه که قبلاً نیز بیان گردید با افزایش تعداد توربین‌های گاز در خصوصیات مطلوب فنی و اقتصادی سیکل بازتوانی کاهش می‌یابد. چنین روندی در نمودار شکل‌های (۱۴ و ۱۳) نشان داده شده است. جدول (۲) نشان می‌دهد که استفاده از هر بویلر در شرایط مختلف نتایج متفاوتی از شرایط فنی و اقتصادی نیروگاه بازتوانی ارائه می‌دهد. به‌طور کلی در تعداد توربین‌های کم (۲ و ۳ توربین گاز)، بهترین حالت فنی و اقتصادی (حداقل هزینه برق تولیدی و حداکثر راندمان آگزرژی) مربوط به استفاده از بویلر بازیاب دوفشاره می‌باشد.

به‌طور کلی میانگین هزینه تولید برق با سوخت یارانه‌ای و غیریارانه‌ای به‌ترتیب برابر ۴/۸۹ و ۱۰/۷۸ سنت به‌ازای هرکیلووات ساعت برق تولیدی محاسبه شده است [۴]. با فرض ۳۰ درصد هزینه‌های جانبی مانند هزینه توزیع و...، هزینه تمام‌شده برق تولیدی در نیروگاه، برابر ۷/۵۵ سنت (۰/۰۷۵۵ دلار) می‌باشد. نتایج ارائه‌شده در جدول (۲) برای هزینه برق تولیدی نیروگاه نشان می‌دهد که تغییر ساختار نیروگاه موجب ایجاد هزینه‌ای کمتر از میانگین هزینه‌ها شده است و این به‌معنای بهبود عملکرد نیروگاه در این حالت

می‌باشد. در بخش صنعت نیز به‌دلیل وابستگی این بخش به نیازهای روز کشور در جهت تأمین برق مورد نیاز شبکه، علاوه بر دو پارامتر راندمان آگزرژی و هزینه برق تولیدی، پارامتر توان تولیدی نیروگاه نیز از اهمیت بالایی برخوردار است. از این‌رو نتایج جدول (۲) امکان انتخاب سیکل مورد نظر توسط پیمانکاران و صاحبان صنایع تولیدی برق را فراهم می‌نماید.

نتیجه‌گیری

با توجه به نتایج به‌دست آمده اعمال بازتوانی کامل (با استفاده از تجهیزات متداول در احداث نیروگاه‌های سیکل ترکیبی در ایران)، قابلیت ارتقای راندمان آگزرژی نیروگاه بندرعباس را تا بیش از ۴۶٪ فراهم می‌نماید. با توجه به سناریوهای ارائه شده، صرف‌نظر از میزان توان تولیدی، خصوصیات مطلوب سیکل بازتوانی (ارتقای راندمان و کاهش هزینه برق تولیدی) با استفاده از دو عدد توربین گاز بیشتر از سه توربین گاز می‌باشد و این روند با افزایش تعداد توربین‌های گاز ادامه می‌یابد. در نهایت به‌نظر می‌رسد که با اجرایی شدن قانون هدفمندسازی یارانه‌ها و لزوم ارتقای

افزایش راندمان و کاهش هزینه برق تولیدی نیروگاه را در پی خواهد داشت، ولی به دلیل دارا بودن شرایط فنی-اقتصادی بهینه و همچنین توان تولیدی مناسب در بازتوانی با استفاده از بویلرهای بازیاب دوفشاره، به کارگیری این نوع از بویلرها در بازتوانی نیروگاه بخار بندرعباس پیشنهاد می گردد.

راندمان نیروگاه های حرارتی، استفاده از چنین روش هایی در بالا بردن کیفیت تولید برق در کشور از موارد ضروری خواهد بود، که انتخاب روش بازتوانی مناسب بر پایه توجه به میزان اهمیت سه تابع راندمان انرژی، هزینه برق تولیدی و توان خالص نیروگاه، صورت می گیرد. اگرچه استفاده از بویلرهای بازیاب تک فشاره در بازتوانی نیروگاه نسبت به سیکل مرجع

مراجع

1. Mehrpanahi, A., Hossienalipour, S.M. and Mobini, k., "Investigation of the effects of repowering options on electricity generation cost on Iran steam power plants", *International Journal of Sustainable Energy*, Vol. 32, No. 4, pp. 229-243, (2013).
2. Rackley, S., "Carbon Capture and Storage", Gulf Professional Publishing, (2009).
3. Brander, J.A. and Chase, D.L. "Repowering Application Considerations", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 114, pp. 643-652, (1992).
4. ترازنامه انرژی ایران، شرکت توانیر، ۱۳۸۹.
5. Dincer, I. and Rosen, M.A., "Exergy, Energy, Environment and Sustainable Development", Elsevier, 1st Edition, June (2007).
6. Bilgen, S. and Kaygusuz, K., "Second Law (Exergy) Analysis of Cogeneration System", *Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects*, Vol. 30, No. 13, pp. 1267-1280, (2008).
7. Bejan, A., Tsatsaronis, G. and Moran, M., "Thermal design and optimization", New Yourk: John wiley & Sons, (1996).
8. Balli, O., Aras, H. and Hepbasli, A., "Exergetic performance evaluation of a combined heat and power (CHP) system in Turkey", *International Journal of energy research*, Vol. 31, pp. 849-866, (2007).
9. Szargut, J., Morris, D.R. and Steward, F.R., "Exergy analysis of thermal, chemical, and metallurgical processes", New York: Hemisphere, (1988).
10. Aljundi, I., "Energy and exergy analysis of a steam power plant in Jordan", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 29, pp. 324-328, (2009).
11. Dincer, I. and Cengel, Y.A., "Energy, entropy and exergy concepts and their roles in thermal engineering", *Entropy*, Vol. 3, pp. 116-149, (2001).
12. حسینعلی پور، سید مصطفی، مهرپناهی، عبدالله و مبینی، کامران، "بررسی اثر انجام بازتوانی کامل بر ارتقاء خصوصیات فنی-اقتصادی یک نیروگاه بخار"، *مجله مهندسی مکانیک مدرس*، دوره ۱۱، شماره ۱، صص. ۱-۱۸، (۱۳۹۰).
13. Ahmadi, P. and Dincer, i., "Exergoenvironmental analysis and optimization of a cogeneration plant system using Multimodal Genetic Algorithm (MGA)", *Energy*, Vol. 35, pp. 5161-5172, (2010).
14. حسینعلی پور، سید مصطفی و مهرپناهی، عبدالله، "بررسی اقتصادی بازتوانی نیروگاه های بخار در مقایسه با احداث نیروگاه های گازی"، *نشریه انرژی ایران*، دوره ۱۲، شماره ۴، صص. ۴۱-۶۲، (۱۳۸۸).

15. Dixon, S.I., "*Fluid Mechanics, Thermodynamics of Turbomachinery*", 4TH Edition, pergamon press, (1998).
16. Escosa, J.M. and Romeo, L.M. "Optimizing CO₂ avoided cost by means of repowering", *Applied Energy*, Vol. 86, pp. 2351-2358, (2009).
17. Sayyaadi, H. and Mehrabipour, R., "Efficiency enhancement of a gas turbine cycle using an optimized tubular recuperative heat exchanger", *Energy*, Vol. 38, pp. 362-375, (2012).
18. Godoy, E., Benz, S.J. and Scenna, N.J., "A strategy for the economic optimization of combined cycle gas turbine power plants by taking advantage of useful thermodynamic relationships", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 31, pp. 852-871, (2011).

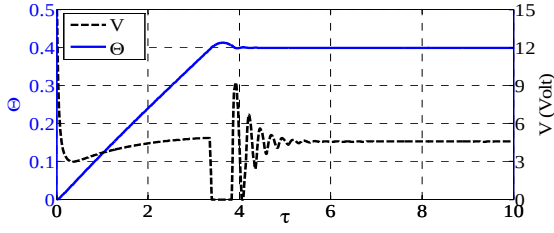


Fig. 3. Within the pull-in control of the system, and the corresponded control signal V , versus normalized time

Because of the inherent instability of the actuator at angles greater than the pull-in angle, controlling the system in this area is extremely difficult. However, because of the smartness of the fuzzy controllers and also the suitable design of the fuzzy rule-base, the same control scheme utilized for within pull-in control, may be used for beyond pull-in control of the system. In Fig. 4, the simulation outcomes for the step commands greater than static pull-in angle are presented. Like the case of within pull-in stabilization, the system can acceptably follow the command and reach the desired angle value. The only difference between these two simulations is that in the beyond pull-in control, the control voltage does not converge to a certain amount. The cause is that in beyond the pull-in region, the actuator has a kind of inherent instability and the controller shall continue its effort to keep it at the set point angle value.

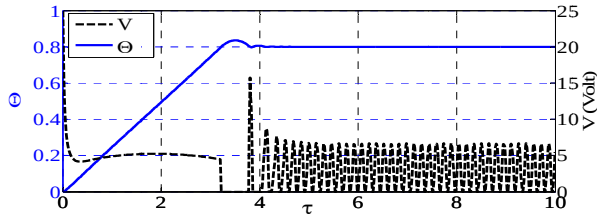


Fig. 4. Beyond pull-in control of the system and the corresponded control signal V , versus the normalized time

6-Comparing the fuzzy controller with a classic PID

In order to check the effectiveness and performance of the fuzzy controller, a classic PID controller is proposed. The schematic of PID block diagram is as follows:

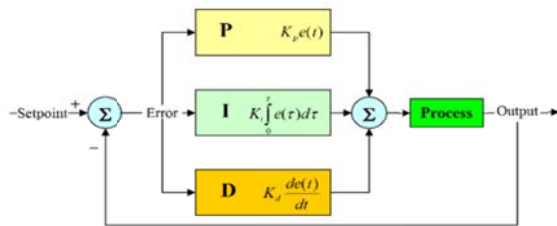
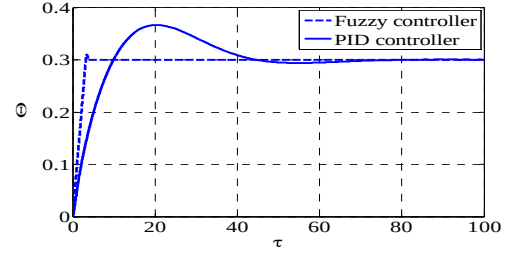
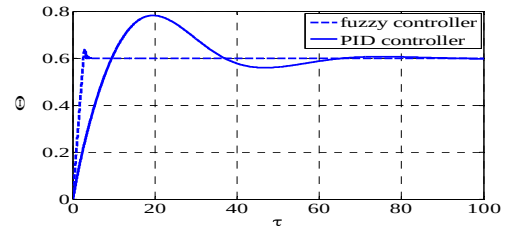


Fig. 5. Schematic of PID controller

The comparison is shown for both within and beyond pull-in situation in Fig. 6. As it is expected, the fuzzy controller has improved all control specifications such as settling time and overshoot.



(a)



(b)

Fig. 6. Comparing the fuzzy controller with PID (a) within pull-in (b) beyond pull-in

7- Conclusion

The significance of studying the dynamics and control of torsional micro actuators to better address their design and optimization is well-recognized. However, the existence of the effects, such as pull-in instability and coupled translational-rotational dynamics, can make this investigation complicated and nontrivial. From the designer's viewpoint, the tilting range of such actuators remarkably suffers from the pull-in instability. Also, the translational dynamics of the mirror which is commonly ignored, can efficaciously change the stability range of the actuator. In this paper, by considering both translational and rotational DOFs, a new fuzzy controller is designed to control the tilting angle of a micro actuator within and beyond its pull-in limits. The efficiency of the designed controller is studied by simulating a sample actuator. It was demonstrated that the controlled system was able to follow the step command effectively immediately. Also in order to examine the superior features of the fuzzy controller, a classic PID controller is proposed. It was indicated that fuzzy controller is better in all control specifications. The 2-DOF model as well as the fuzzy controller reported in this paper can be utilized for efficacious and precise modeling, stabilizing and designing optimization of torsional micro actuators.

Beyond Pull-in Stabilization of a Torsional Micro-Actuator

A.R. Khorshidi¹, H. Moeenfar²

1- Introduction

Electrostatic MEMS-based torsional micro-mirrors, with the role of actuators, have several optical network usages such as optical switches and cross-connects, etc. In optical switching applications, the torsional micro-actuators are required to have the least possible overshoot and settling time and reducing the time between two effective switching actions. Besides, the tilting limited area of a micro actuator that is restricted by the “pull-in” phenomenon, must be increased.

In the literature, some control algorithms are available for electrostatic torsional micro actuators. Chu and Pister stabilized a micro-gripper theoretically. Juneau et al. marked out tilt angle control of a dual-axis optical mirror from the perspective of a fully integrated solution. Zhao et al. applied a feedback control method called Integral Sliding Mode Control (ISMC) to stabilize the dual-axis micro-mirror beyond the pull-in point. Moeenfar et al. designed a fuzzy controller to stabilize the tilting angle of a dual-axis torsion micro-mirror beyond its pull-in range. Using a 1-DOF model, Malmir and Salarieh proposed a robust adaptive critic-based neuro-fuzzy controller for electrostatic torsional micro-mirrors. In this paper, an attempt is made to present a 2-DOF model considering both DOF's of the actuator to design a more powerful fuzzy controller.

2- Two DOF micro-mirrors

The micro-actuator shown in Fig. 1 is considered.

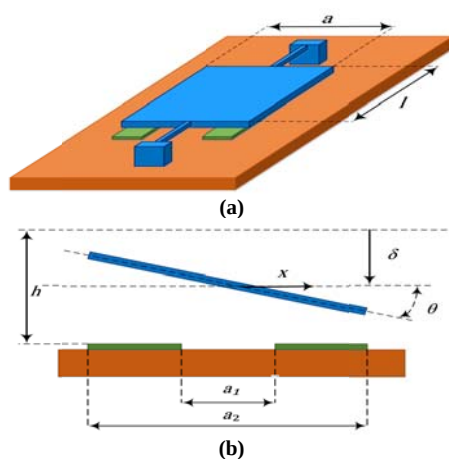


Fig. 1. Schematic (a) perspective and (b) front view of a torsional micro actuator

When voltage is applied between the actuator plate and the underneath substrate, the actuator is rotated by an angle θ . Since the actuating electrostatic force is applied in the vertical direction, the center line of the actuator plate will also be deflected by an amount δ .

3- Dynamic study of the system

By solving the system of differential equations, one can show the effect of the applied voltage to the normalized tilt angle of the actuator.

Fig. 2, the greater the input voltage, the higher the amplitude of the vibrating tilting angle. It is also observed that increasing the voltage more than a certain amount causes a kind of dynamic inconsistency of the actuator in which the normalized tilt angle goes through its maximum physically possible amount. So in physical perspective, the actuator has failed.

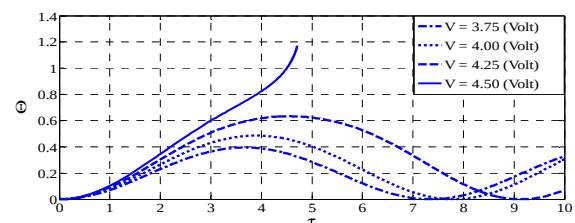


Fig. 2. Effect of voltage on the dimensionless tilting angle and the stability range of the system

4- Development of the fuzzy controller

Fuzzy systems are knowledge-based or rule-based systems. The main part of a fuzzy system is a knowledge base consisting of the so-called fuzzy IF-THEN rules.

As far as the value of the tilt angle is the control objective, θ and $\dot{\theta}$ could be considered as the inputs. Based on these definitions, the fuzzy IF-THEN rules are presented. Using these rules and the famous combination of singleton fuzzifier, product inference engine and center average de-fuzzifier, the control signal of the controller is derived.

5- Result and discussion

A micro-actuator with certain physical and geometrical properties is considered. As it was obtained, the normalized static pull-in angle of this actuator is 0.49. So, in order to show the effectiveness of the performance of the designed fuzzy controller, two different step commands are used. Firstly, it is desired that the micro-actuator is settled down at some tilt angle smaller than the static pull-in one which is called “within pull-in”. After that the micro-actuator is commanded to be set at some tilt angle larger than the static pull-in angle which is usually called “beyond pull-in” control.

In Fig.3, Fig. the dynamic behavior of the microactuator under the step commands $\theta = 0.4$ is shown. It is discovered that the actuator perfectly follows the commands with acceptable overshoot and small settling time.

1- M. Sc. student, School of Mechanical Engineering, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran.

2- Corresponding Author: Assistant professor, School of Mechanical Engineering, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran.

Table 2. Shell and skeleton properties for wings A and B

Skeleton diameter (mm)	Skeleton material	Shell thickness (mm)	Shell material	wing
2	Carbon	0.03	Plastic	A
2	Carbon	0.09	Plastic	B

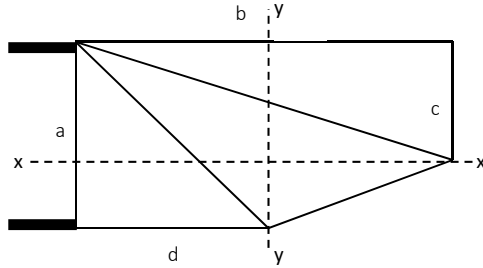


Fig. 3. Marking the wing dimension on a schematic of a prototype wing

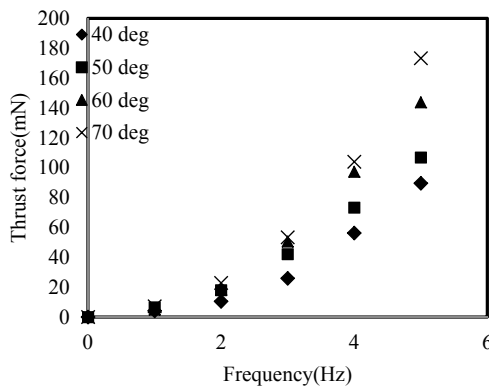


Fig. 4. The measured thrust versus the flapping frequency for wing A

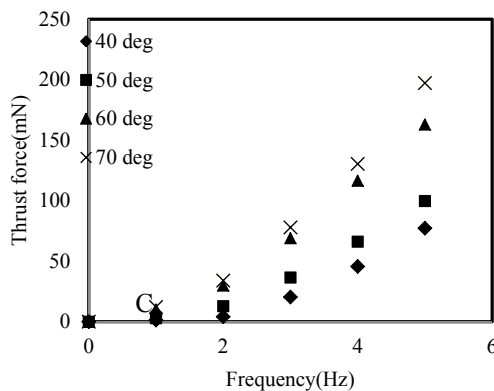


Fig. 5. The measured thrust versus the flapping frequency for wing B

4- Results and Discussion

As it can be seen in Figures 4 and 5, the measured thrust forces versus the flapping frequency are illustrated for wings A and B in different flapping angles including 40, 50, 60 and 70 degrees. It is noted that the wing angle of

attack is equal to zero in all of the tests. Having scrutinized the data attentively, we can clearly assert that the amount of thrust force increases as flapping frequency and flapping angle increase so that a second order polynomial can be fitted in these data.

In order to compare the aerodynamics results of the two wings including generated thrust and power consumption, the endurance factor can be defined by T/P as a unique parameter. Figures 6 and 7 reveal the endurance factor for two flapping angles of 40 and 50 degrees in the flapping frequency of up to 5 Hz.

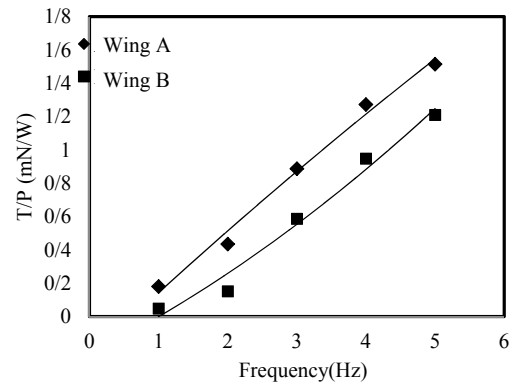


Fig. 6. The endurance factor versus the flapping frequency for wings A and B in the flapping angle of 40 degrees

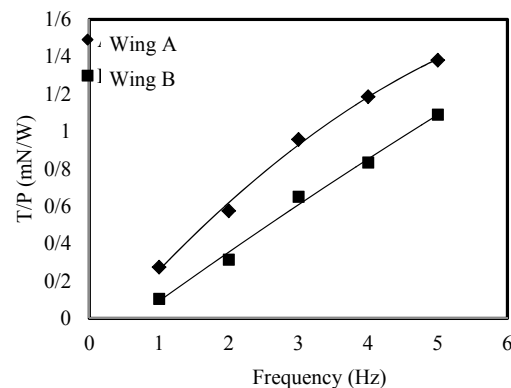


Fig. 7. The endurance factor versus the flapping frequency for wings A and B in the flapping angle of 50 degrees

5- Conclusion

In this research, the flapping amplitude effect and flexible shell on the MAV aerodynamic performance in the hovering flight are experimentally investigated. For this purpose, a flapping membrane wing mechanism and an experimental measurement setup for measuring the generated thrust were designed and constructed. In these tests, for two wings with different flexibilities, the generated thrust and power usage were measured in the range of the flapping frequency and the amplitude. In general, flapping wing which generated thrust increases with a raising flapping amplitude. The thrust force for a more flexible wing is more than other wings in the flapping amplitude of below 50 degrees, but for an amplitude of more than 50 degrees this trend becomes reversed.

Experimental Study of the Flapping Amplitude Effect and Flexible Shell on the MAV Aerodynamic Performance in Hovering Flight

Z. S. Alavi¹, M. H. Djavareshkian², S. Mahmoudi³

1-Introduction

Flapping wings are a type of aerovehicles which generate the required aerodynamic forces for their own flight with the utilization of flexible wings and a mechanism supplying flapping motion. The oscillating motion of the wings is the main source of generating aerodynamic forces in birds including translational and rotational motions with two or more DOFs. Thereby, the generated wake flow creates the thrust force. In recent decades, flapping wings among other types of the aerovehicles have attracted more attention due to their high maneuvering ability, high thrust efficiency and the minimal rate of energy consumption.

Since thousands of years ago, mankind has observed birds' flight and made the aerovehicles by imitating their flying mechanism. However, no scientific study has been reported until around the nineteenth century. Consequently, the rate of investigations carried out by researchers has had a very gradual growth.

In the latest research works in MAV's (Micro Air Vehicle) area, Mazaheri and Ebrahimi (2010, 2011) used a flapping system and some sensors in measuring the aerodynamic forces and the usage power in order to experimentally investigate the unsteady forces including the generated lift and thrust. Thereby, the number of parameters for several kinds of wings were measured comprising unsteady aerodynamics and inertia forces, consumption power and angular velocity of the flapping motion in different flapping frequencies and a range of wind velocities in the forward flight.

In this paper, an experimental setup has been designed and constructed including a flapping mechanism with the ability of flapping amplitude variation and a load cell for measuring the generated unsteady thrust force of the flapping motion in the hovering flight and different flapping frequencies. Hence, the mechanism has been used in order to examine the effect of the flapping angle and wings' flexibility in a variety of conditions.

2- Test setup

The flapping mechanism is the main part of the setup which makes the flapping motion. This mechanism

consists of a system for converting rotational motion to translational motion (Fig. 1).

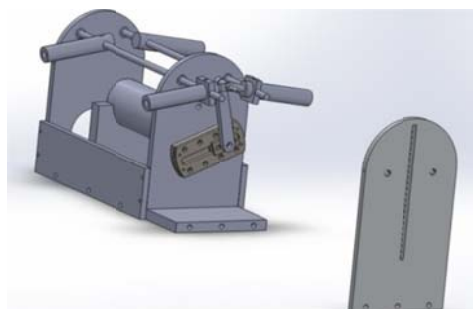


Fig. 1. The flapping mechanism

The mechanism is attached to a DC servo motor (BLD10-R-42BL105L2) in order to adjust the rpm and or flapping frequency up to 5 Hz via the special software (SCLUtility). Moreover, a one-axis load cell (S-type STC Lasoux) is used for measuring the thrust force generated by the flapping motion. The experimental test setup is shown in Fig.2.



Fig. 2. The experimental test setup constituted flapping wing and load-cell

3- Prototype wings

In this part of the present research, two wings with different shell materials have been utilized in order to study the effect of the flapping angle (flapping amplitude) on generating thrust force in the hovering flight. Therefore, two types of wings were constructed with the same dimensions and area and different wing materials, as shown in Tables 1 and 2. A schematic of these wings and marking their dimensions are presented in Fig. 3.

Table 1. Dimension characteristics of the wings A and B

Aspect ratio	Area (m ²)	d (cm)	c (cm)	b (cm)	a (cm)
2.18	0.0309	15	13	26	7.8

1- Master of Science in Aerodynamic Engineering, Ferdowsi University, Mashhad, Iran.

2- Corresponding Author: Associate Professor, Department of Mechanical Engineering, Ferdowsi University, Mashhad, Iran. javareshkian@um.ac.ir

3- Master of Science in Aerodynamic Engineering, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran.

Fig. 3 shows the effect of Reynolds number on the local Nusselt number distribution along S-axis.

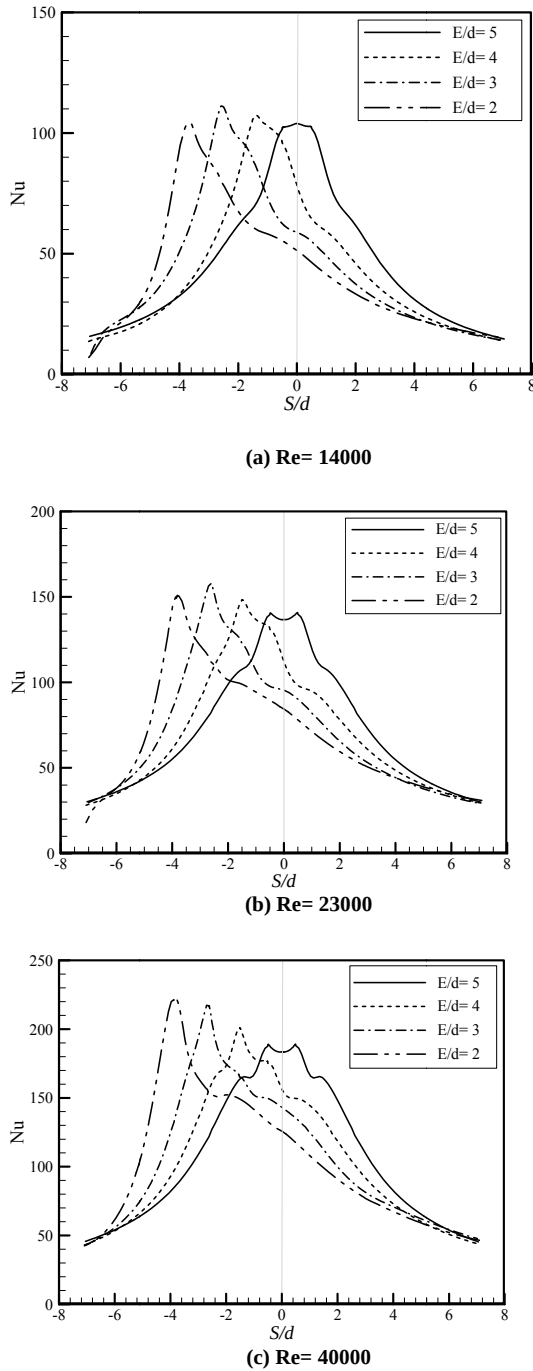


Fig. 3. Nusselt number distribution on the concave surface for different E/d

The results demonstrated that, for the case where $E/d=5.0$, distribution of the Nusselt number along s-axis was completely symmetrical and, at Reynolds of 23,000 and 40,000, the maximum Nusselt number occurred further away from the impinging point. By decreasing E/d ratio, the maximum value of the Nusselt number occurring at the impinging point deviated to the upstream direction. In Fig. 4, the distribution of the

Nusselt number is compared for different Reynolds numbers.

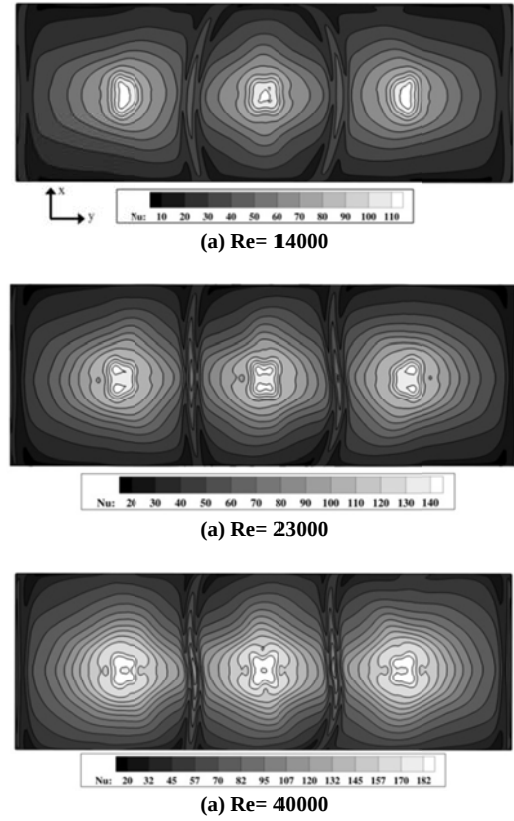


Fig. 4. Nusselt number contours on the concave surface

4- Discussion of Results

In this study, we discuss the effect of the horizontal movement of impinging jets on the convective heat transfer from a cylindrical concave surface. The results of the present study show that the decrease in the distance of the jets' center to the outlet edge of the concave surface lead to the transfer of the maximum amount of the Nusselt number to the upstream flow. And the approach of the main flow of the jet to the recirculation region formed in the upstream flow results in increase in the turbulent kinetic energy of this area and the Nusselt number in the stagnation point so that for the Reynolds number 40000, with decreasing the distance of the center of the jets to the outlet edge of the concave surface, the 21 % increase in the Nusselt number was achieved with respect to the reference state. This is while by increasing the relative curvature of 0.1 to 0.15, no significant increase has been observed for the Nusselt number at the impinging point.

The Numerical Simulation of the Effect of the Location of Impinging Jets on the Convective Heat Transfer from a Cylindrical Concave Surface

R. Tarighi¹, M. Rajabi Zargarabadi^{2*}

1- Introduction

In today's industry, one of the relatively modern and effective methods for cooling hot parts is impingement heat transfer. Impinging jets have attracted a great deal of attention from researchers due to having a high heat transfer rate.

In this method, by applying a considerable momentum to a fluid exiting from a nozzle and then forming a thin hydrodynamic and thermal layer on the impinging surface, considerable improvement was obtained in the increase of mass, heat, and momentum transfer.

The main application of impinging jets to concave surfaces is related to cooling of inferior front surface of turbine blade, which is heavily influenced by hot gasses and its need for cooling. Extensive studies have been conducted on the effective parameters for flow and heat transfer in single jets or an array of jets.

2- Geometry and Boundary Conditions

Fig. 1 shows the computational domain and boundary condition of the present study. The impinging surface was in a semi-cylindrical shape with the diameter of 100 mm and length of 28 times of the jet diameter, which was extended in the direction of z-axis by two flat plates with the width of 50 mm and the length of 28mm. The tube length of the jets was considered so long that the flow exiting from the jets could be completely developed.

In the experimental study, a supporting plate was placed in the outlet of the jets, which prevented their vibration (due to high velocity of the outlet fluid) and impingement of the returning flow towards the wall of the jets. In this study, this supporting plate was considered with the same length as a concave surface and width of 30 mm.

Velocity boundary condition was considered at the inlet of jets. Inlet air temperature of jets and turbulence intensity at their inlet were 298 K and 5%, respectively.

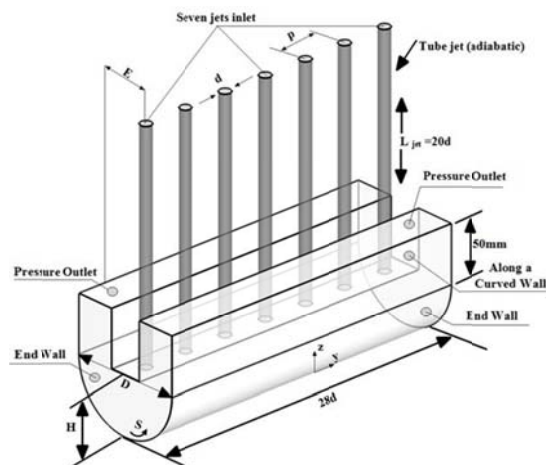


Fig. 1. Geometry and boundary conditions of the present study

3- Discussion of Results

In order to investigate the validity of the numerical solution, the Nusselt number distribution in the Reynolds number 23000 obtained in this study was compared with the experimental results. The SST k- ω model predicts the turbulence kinematic energy and intensity lower than those of other models, and it seems that this is the best option for investigating the behavior of impinging jets on the concave surface due to its 11.47% error in the Nusselt number prediction in the impinging point and acceptable prediction of the Nusselt number distribution behavior along the curve.

The decrease in the distance among the center of jets and the outer edge of the concave surface (E/d) resulted in the increase in the kinematic energy of the impinging point. Therefore, it caused that by decreasing E/d from 5 to 2 in the Reynolds number 40000, the Nusselt number in the impinging point increases to 21%. It should be noted that according to Fig. 2, the averaged Nusselt number of the whole concave surface decreases to 6.49% as E/d decreases.

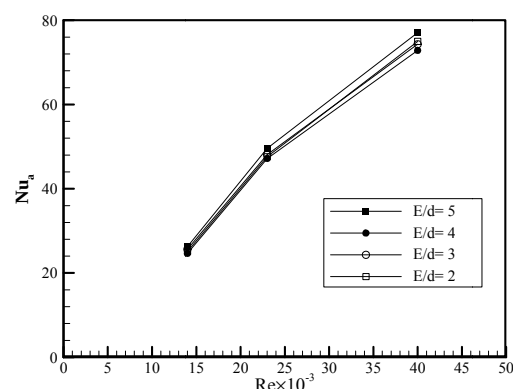


Fig.2. Average Nusselt Number on the concave surface, $C_T = 0.1$

1- Master of Science in Mechanical Engineering, Semnan University, Semnan, Iran.

2- Corresponding Author: Assistant Professor, Semnan University, Semnan, Iran. rajabi@semnan.ac.ir

The results also show that by increasing the relative curvature from 0.1 to 0.15, no significant change occurs quantitatively and qualitatively in the Nusselt number distribution in the impinging point and along the curve.

observed that the two-phase models predict higher heat exchange than the single-phase model while this trend is more severe in the Eulerian-Eulerian model in comparison with the mixture model. It is evident that in all cases, increasing the Reynolds number leads to heat exchange enhancement. Moreover, by increasing the Reynolds number, slopes of the mixture model curves increase more than the other curves and become closer to the Eulerian-Eulerian results.

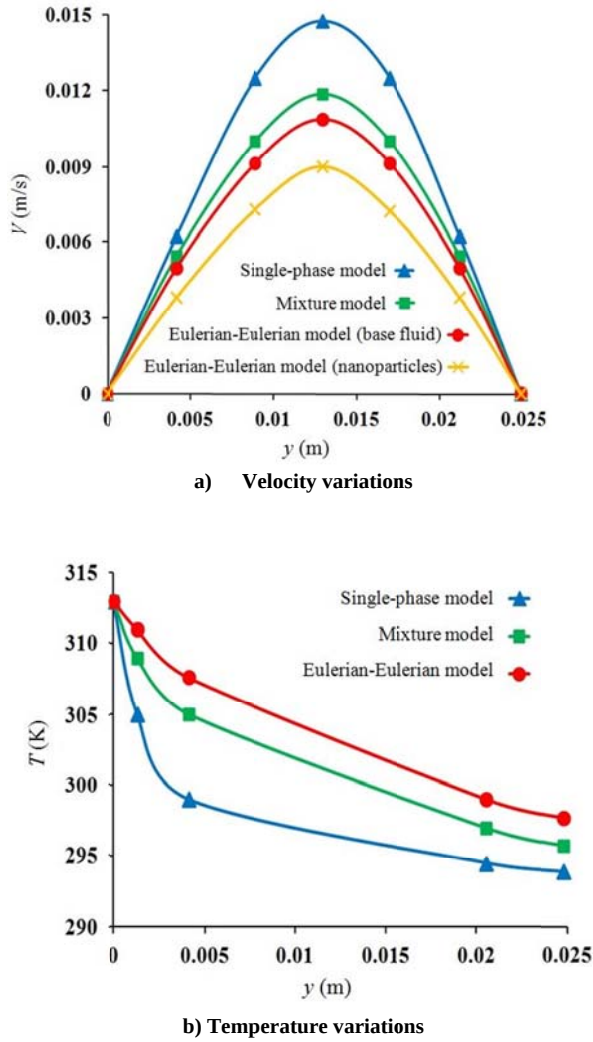


Fig. 2. Variations of velocity and temperature at the section of $x=0.15m$ for $\phi_p = 5\%$

5- Conclusion

Based on the presented results, nanofluid velocity in the single-phase model is higher than the two-phase approaches. Moreover, the mixture model predicts higher velocities than the Eulerian-Eulerian model. Additionally, it was found that the two-phase models predict faster temperature rise in the incoming nanofluid, with a more pronounced trend in the Eulerian-Eulerian model. Furthermore, it was observed that the Eulerian-Eulerian two-phase model provides the possibility of studying the appearance of local thermodynamic non-equilibrium between the nanoparticles and the base fluid. Hence, it can be used as an effective method for the numerical simulation of nanofluid flows.

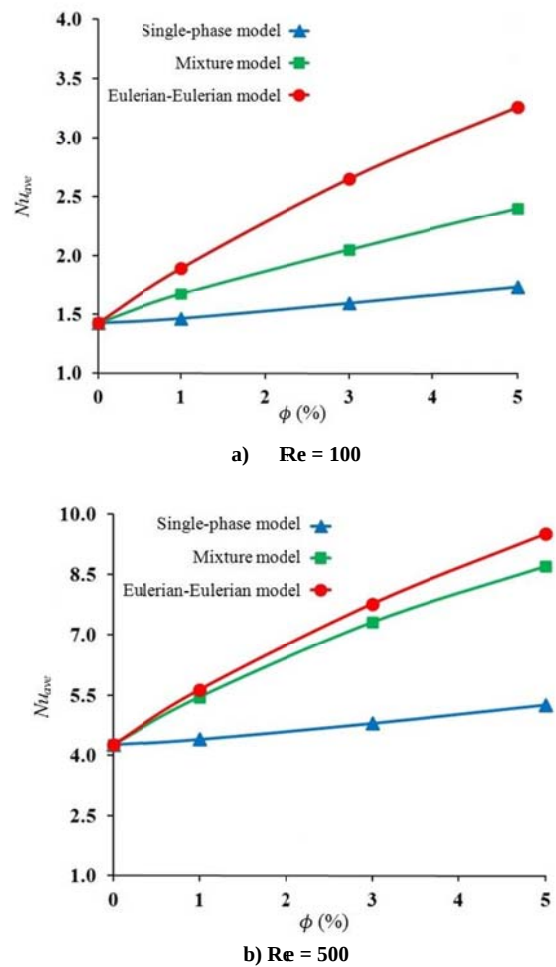


Fig. 3. Comparing the results of the current models in terms of the averaged Nusselt number

Comparison between Single-Phase, Two-Phase Mixture and Eulerian-Eulerian Models for the Simulation of Jet Impingement of Nanofluids

E. Torshizi¹, I. Zahmatkesh²

1- Introduction

Increasing heat exchange in industries has always been of interest to designers and engineers. One of the procedures for heat exchange enhancement of conventional thermal fluids goes back to distributing metal or metal oxide particles with high thermal conductivities in the base fluid. Improvement of convective heat transfer as a result of nanoparticle addition has motivated many researchers to concentrate on studying the use of nanoparticles in a wide range of engineering problems.

In a transport process, boundary layer resistance has a significant impact on the transport rate such that any reduction in the boundary layer thickness leads to substantial improvement in the momentum, heat and mass transfer rates. One way to achieve this goal is to use impinging jets. Despite the extensive analysis conducted on impinging jets, less attention has been paid to nanofluids jet impingement.

To analyze nanofluid flows, the single-phase model and two-phase models can be used. Two-phase approaches used in this paper are the mixture model and the Eulerian-Eulerian model. The Eulerian-Eulerian model has been used less in previous studies of nanofluid flows, owing to the complexity of the relations and computations.

2- The governing equations

The single-phase model

In this formulation, all of the governing equations used for pure fluid flow are employed for the nanofluids. But, the effective properties of nanofluid must be used in the aforementioned equations.

The two-phase mixture model

In the two-phase mixture simulation, in addition to solving the continuity, momentum, and energy equations for the mixture, the equation governing the nanoparticles volume fraction has also been solved.

The Eulerian-Eulerian two-phase model

By applying the Eulerian-Eulerian model to nanofluid flows, the base fluid and the nanoparticles are considered as two distinct phases and the continuity, momentum and energy equations are solved separately for each of the constituents. Moreover, phase interactions are computed. Thus, in this approach, the base fluid and the nanoparticles can have different velocities and temperatures in the flow field.

3- Numerical solution

The schematic of the problem is given in Fig. 1. As can be observed, the considered geometry is a two-dimensional confined slot jet. All computations in this study have been performed for Al_2O_3 -water nanofluid with nanoparticle diameters of 30 nm.

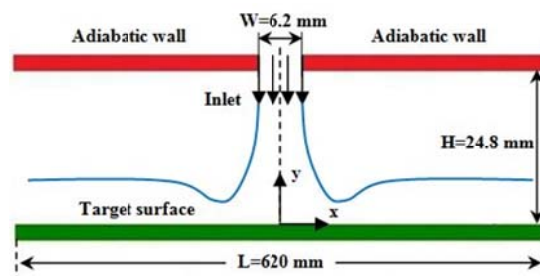


Fig. 1. Schematic of the jet impingement problem

At the inlet section of the jet, local thermodynamic equilibrium has been assumed between the nanoparticles and the base fluid and uniform profiles of velocity and temperature are applied.

In order to numerically solve the governing equations in all of the three models, the finite volume method is used. The averaged Nusselt number is obtained from the following equation:

$$\text{Nu}_{\text{ave}} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{h_x W}{k_f} dx \quad (1)$$

4- Simulation results

Variations of velocity and temperature with distance from the target surface (y) are presented in Fig. 2. Since the temperatures of the nanoparticles and the base fluid are identical, only one temperature curve is plotted here for the Eulerian-Eulerian model.

It is obvious that among the current models, maximum and minimum velocities are predicted by the single-phase model and the Eulerian-Eulerian model, respectively. Furthermore, it can be seen that the fastest temperature rise in the incoming nanofluid is predicted by the Eulerian-Eulerian model while the slowest one belongs to the single-phase model.

Figure 3 shows the variations of the averaged Nusselt number at the target surface with the nanoparticles volume fraction. The curves gradually diverge from each other by the addition of the nanoparticles. It can be

1- M.Sc., Department of Mechanical Engineering, Mashhad Branch, Islamic Azad University, Mashhad, Iran

2- Corresponding Author: Assistant Professor, Department of Mechanical Engineering, Mashhad Branch, Islamic Azad University, Mashhad, Iran. Zahmatkesh5310@mshdiau.ac.ir

Table1. Parameters of damage model

$\epsilon_{\text{Threshold}}$	$\epsilon_{\text{Rupture}}$	D_{Cr}	α	E (GPa)	ν	s
0.0129	0.11164	0.36	0.75	70	0.3	0.5

In the simple tensile test, according to the loading condition, the agreement between simulation and experiment is good. When the “s” parameter is changed to 0.7, compatibility is increased and the accuracy is improved.

In the second case, in plastic deformation zone a cyclic load was applied to a component. In this test, the force direction is constant. Fig.2 shows the experimental and simulation results of the second test.

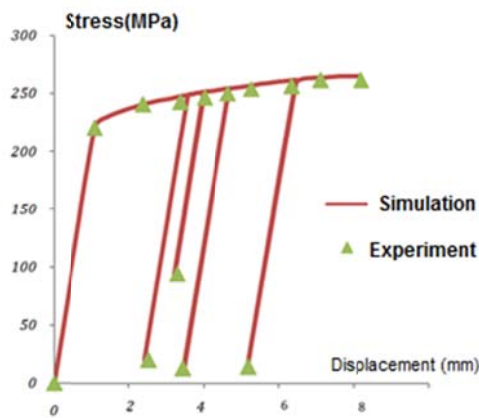


Fig.2 Test and simulation results for the second case

In the third case, to study the capability of the model to 3D stress modeling, a component with a hole is studied. In this case, stress distribution is varied around the hole due to stress concentration. Damage modeling is very complex and error is increased in the calculations. To reduce the errors, the average value of stress in two outer elements around the hole is used to determine stress and D parameter. Fig.3 shows the results in this case.

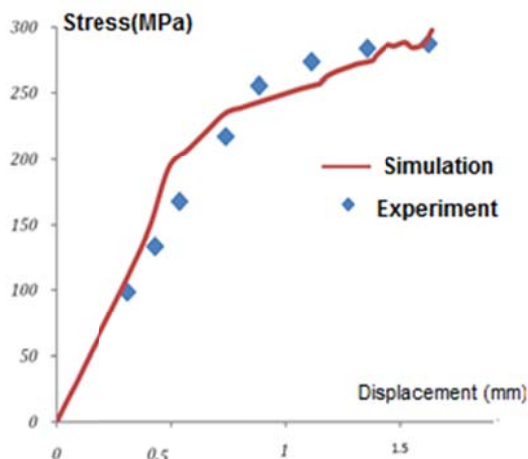


Fig.3 Test and simulation results for the third case

6- Conclusion

Continuum damage mechanics has received widespread acceptance as a reliable methodology due to the consistent modeling of the stress-strain history of material degradation. The coupled solution of the constitutive equation and damage ensures a proper description of the interaction of the involved phenomena. In this paper, the continuum damage mechanics principles are studied. Nucleation, development and propagation of damage in Al 5083 are investigated based on the Bonora model as a non-linear model. FE Simulation of material behavior during failures is carried out by the ABAQUS software package and USDFLD subroutine. The results are validated with experimental tests. This comparison shows that the simulation results are verified by experimental tests. Also the Bonora model (Non-linear damage model) can be used for damage modeling in AL 5083. However, agreement of FEM results and the experiment in the 3-D stress case is lower than the one dimensional case. Therefore, in the next works, the effect of 3-D stress should be considered along with consideration of the coupling between the damage and plasticity dissipation potentials.

The Experimental and Numerical Study on Aluminum Damage using a Non-linear Model of Continuum Damage Mechanics

M. A. Farsi¹, A. R. Sehat²

1-Introduction

Fracture mechanics is one of the most important fields in solid mechanics engineering. Failures have occurred for many reasons, including uncertainties in the loading or environment, defects in the materials, inadequacies in the design, and deficiencies in construction or maintenance. Design against fracture has a technology of its own, and this is a very active area of current research. Failure parameters and failure modeling are studied by several researchers.

Fracture in structures can be divided into two types: ductile and brittle fracture. Ductile failure has significant importance in practical engineering, and the possibility to develop a criterion able to predict the fracture processes associated with large plastic deformation fields has attracted the interest of many authors.

Continuum Damage Mechanics (CDM) is a powerful tool to solve problems such as large plastic deformation. Fracture mechanics is feeble to analyze its effects. Continuum damage mechanics is extracted in terms of the internal variable theory of thermodynamics and this model is based on the experimental results performed on material properties.

In the present paper, a constitutive model for plasticity damaged material, using a dissipation potential formulation, is used. The model discussed in this paper can be implemented in a finite element code in order to follow ductile crack growth according to a fully coupled calculation scheme.

In this respect, Aluminum has an important role in designing and constructing aerospace structures and device, since its density and strength are suitable for aerospace missions. Al 5083 is one of the most widely used materials in the construction of space vehicles and sound rocket structures. In this paper, the continuum damage mechanics principles are studied. Nucleation, development and propagation of damage in Al 5083 are investigated based on the Bonora model as a non-linear model along with several experimental cases.

2- Non-linear damage model

Damage is a thermodynamics state variable that takes into account the progressive loss of the load carrying

capability of the material as a result of irreversible modifications, such as but not exclusively, the nucleation and growth of micro-voids, initiated under plastic material deformation.

From the physical standpoint, damage can be defined as the reduction of the nominal section area of a given reference volume element (RVE) as a result of the nucleation and growth of micro-cavities, micro-cracks, etc.:

$$D(\vec{n}) = 1 - \frac{A_{eff}^{(\vec{n})}}{A_0^{(\vec{n})}} \quad (1)$$

Where for a given normal n , D is the damage parameter, $A_0^{(\vec{n})}$ is the nominal section area of the RVE and $A_{eff}^{(\vec{n})}$ is the effective resisting area reduced by the presence of micro-flaws and their mutual interactions.

Several authors have tried to model and determine D . Bonora proposed a model as equation (2) to describe D in the proportional loading condition. This model is implied in this study.

$$D = D_0 + (D_{cr} - D_0) \left(1 - \left[1 - \frac{\ln(P/p_{th})}{\ln(\varepsilon_{cr}/\varepsilon_{th})} \right]^s \right) \quad (2)$$

In this model, D_{cr} is determined by experimental test and D_0 is assumed zero. The threshold strain under multi-axial stress, p_{th} is taken to be equal to that in the uniaxial case, ε_{th} .

3- Experimental study

This model requires knowledge of the parameters to be applied. To determine these parameters for Al 5083, several tests should be done. Also, for verification of this model, the authors have used 3 types of tests (simple tensile, cyclic and test with hole). Fig.1 shows a component with a hole after the tensile test.



Fig.1 The fracture of the component with a hole in the tensile test

4- Numerical simulation

The Abaqus software package is used for the numerical study of ductile damage in aluminum alloy 5083. Subroutine USDFLD is developed for D parameter determination and material behavior modelling. C3D8 element is used in the simulations.

5- Verification of the model

According to the experimental test, the parameters used in the model are extracted as shown in Table1.

1- Corresponding Author: Assistant Professor, Mechanic Engineering, Aerospace Research Institute, Ministry of science, research and technology, Tehran, Iran. farsi@ari.ac.ir

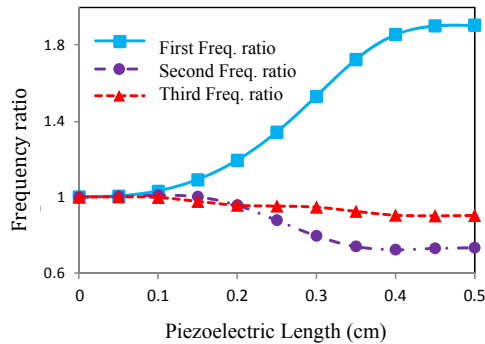
2- Ms. Aerospace Engineering, Aerospace Research Institute, Tehran, Iran.

beam with two piezoelectric patches attached symmetrically to its upper and the lower surfaces is carried out.

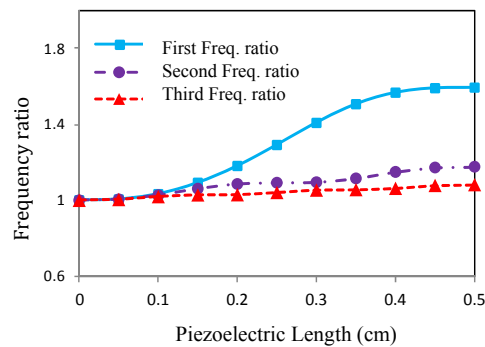
Fig.2 shows changes of the frequency ratio against piezoelectric patches length. As it is seen, by increasing piezoelectric patches length, the effect of the patches on natural frequencies is increased.

Piezoelectric patches which are shorter than 20% of the beam's length have an ignorable effect on the natural frequencies. By increasing the length of the patches, their effect on natural frequencies increases and finally after a certain length ratio (80%) the effect tends to reach a constant value.

Fig.3 shows the effect of the position of the piezoelectric patches on the natural frequency ratio of the beam. As the patches approach the clamped end of the beam, the patches effect on the resultant stiffness of the structure decreases and it has less effect on the natural frequencies of the structure. In addition, piezoelectric patches have more effect on the first natural frequency of the beam than other natural frequencies.



(a)



(b)

Fig.2 The effect of piezoelectric actuator length on frequency ratio of the (a) Cantilever beam (b) Simply supported beam

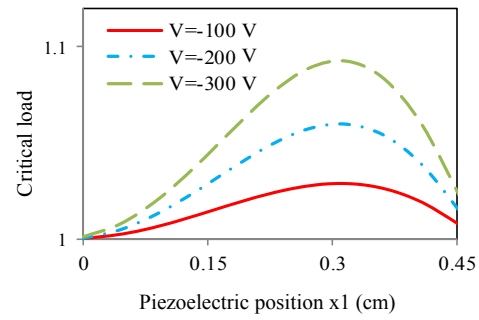


Fig.4 The Effect of piezoelectric actuator position on critical load ratio of the clamped beam

Fig.4 shows the effect of the position of the 4.5 mm long piezoelectric patches on the critical load ratio of the beam. The results show that with fixed actuator length and applied voltage, as the position of the patches approaches the free end of the clamped beam, the effect of the piezoelectric patches on the beam critical load increases.

According to the results, piezoelectric patches at 0.4 cm from the clamped end of the beam have the greatest effect on the natural frequency of the beam.

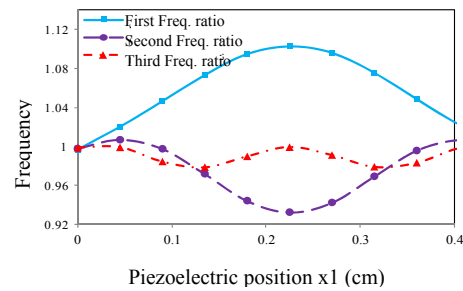


Fig.3 The effect of piezoelectric actuator position on the frequency ratio of the clamped beam

4- Conclusion

In this paper, using analytical model, the effects of two symmetrically attached piezoelectric actuators on the vibration behavior of an Euler-Bernoulli beam is investigated. The results shows that the applied voltage, the position and the length of the actuator as well as the piezoelectric actuator material have effects on natural frequencies of the beam. Setting optimizes the position and the length of piezoelectric actuators. By applying minimum electric voltage, changes in the natural frequencies and the critical load are maximized. This method is one of the applied methods for increasing load capacity and making changes in the natural frequencies in order to avoid resonance areas in structures under forced vibrations.

The effect of Piezoelectric Patches on the Vibration and the Buckling of Euler-Bernoulli Beam under Axial Load

H. Bighlari¹, V.A. Maleki², N. Jafarzadeh Aghdam³

1- Introduction

Recently, by improvement of technology using piezoelectric materials to increase load capacity, the enhancement of beam characterization has gained great attention.

In this paper two piezoelectric patches have been attached to an Euler-Bernoulli beam in order to investigate the effects of the position and the length of piezoelectric actuator and also the effects of boundary conditions on natural frequency, vibration behavior and mechanical stability of the beam under axial force. The patches have been attached symmetrically to upper and lower surfaces of the beam. The derived equation of motion is solved and the vibration behavior and the effects of different parameters like axial load, applied voltage, position and length of piezoelectric patches on natural frequencies and the critical load of the beam are investigated.

2- The Mathematical model of Euler-Bernoulli beam with piezoelectric actuator

An Euler-Bernoulli beam under axial load with two piezoelectric patches attached symmetrically to it is shown in Fig.1.

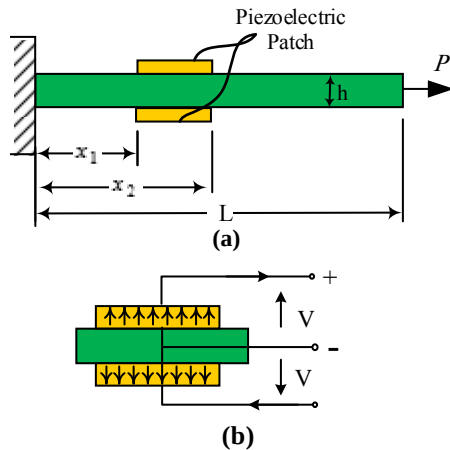


Fig. 1. Euler-Bernoulli beam (a) Clamped beam with piezoelectric actuator (b) Electric circuit of piezoelectric layer

By applying electric voltage to the piezoelectric patches the resultant applied axial force can be calculated by the following formula:

$$F = P + F_p \{H(x - x_1) - H(x - x_2)\} \quad (1)$$

By placing Eq.4 in Eq.3 and the proposed the answer as $w(x,t) = W(x)e^{i\omega t}$, the equation of motion would be as follows:

$$EI \frac{d^4 W(x)}{dx^4} - \rho A \omega^2 W(x) - \left(P + F_p \{H(x - x_1) - H(x - x_2)\} \right) \frac{d^2 W(x)}{dx^2} = 0 \quad (2)$$

Since the above equation could not be solved analytically, the Galerkin method is used. The answer of the equation is supposed to be as follows:

$$W(x) = \sum_{i=1}^n c_i \phi_i(x) \quad (3)$$

Where, $\phi_i(x)$ are comparative functions and satisfy the boundary conditions of the equation. c_i ($i = 1 \rightarrow n$) are unknown constants obtained by solving the characteristic equation. Placing the supposed answer (3) into the equation of motion and using the Galerkin method leads to:

$$EI \sum_{i=1}^n \int_0^L \phi_j(x) \frac{d^4 \phi_i(x)}{dx^4} dx - P \sum_{i=1}^n \int_0^L \phi_j(x) \frac{d^2 \phi_i(x)}{dx^2} dx - F_p \sum_{i=1}^n \int_{x_1}^{x_2} \phi_j(x) \frac{d^2 \phi_i(x)}{dx^2} dx - \rho A \omega^2 \sum_{i=1}^n \int_0^L \phi_j(x) \phi_i(x) dx = 0 \quad (4)$$

This equation can be written in matrix form as follows:

$$([K] - \omega^2 [M])\{C\} = 0 \quad (5)$$

The above equation is the characteristic equation of the system. ω is the natural frequency of the system and $[K]$ and $[M]$ are stiffness and mass matrices. In order for the homogeneous algebraic equation (5) to have nontrivial and nonzero answers, the determinant of the coefficient matrix should be zero. So, the characteristic equation of the system is as follows:

$$\det([K] - \Omega_n^2 [M]) = 0 \quad (6)$$

Solving the above equation results in the obtained natural frequencies of the system. The natural frequencies are functions of not only the dimensions and the mechanical properties of the beam but also the magnitude of the axial force and the applied voltage of the piezoelectric actuators.

3- Numerical Results

In this section, the numerical analysis of vibration behavior and mechanical stability of the Euler-Bernoulli

1- Assistant Professor, Department of Mechanical Engineering, University of Tabriz, Tabriz, Iran

2- Corresponding Author: Ph.D. student, Department of Mechanical Engineering, University of Tabriz, Tabriz, Iran, Vahid_maleki@tabrizu.ac.ir

3- Young Researchers and Elite Club, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran

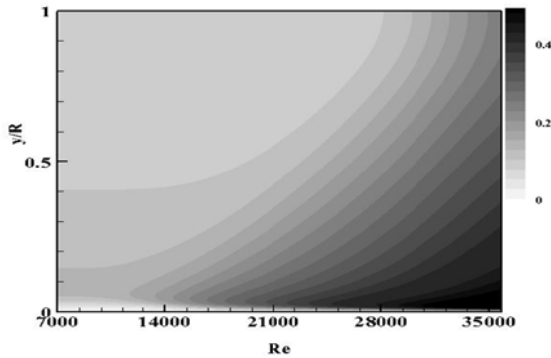


Fig. 2 Distribution of normalized turbulence kinetic energy
(k - ϵ - v^2 results) ($Re = 7000 - 35000$, $T=3.8$ sec)

3- Conclusion

In this paper, linear accelerated turbulent pipe flow has been simulated at various Reynolds numbers using five common turbulence models. A closer study of the efficiency and reliability of these models in predicting the wall shear stress, Reynolds stress, turbulence viscosity and mean velocity was desired. In order to verify the results, experimental and numerical (turbulence modeling and Large Eddy Simulation) results of the other researchers were employed. The results of this study are as follows:

- Delay in the response predicted by turbulent models (except BL Model) was relatively in good agreement with experimental data.
- Comparing the distribution of mean velocity, turbulent kinetic energy and turbulent viscosity showed that k - ϵ - v^2 model has better accuracy than the other models.
- Shear stress showed nonlinear behavior during linear acceleration.
- Comparing quantities like mean velocity, turbulent kinetic energy and its production term with the corresponding results of Large Eddy Simulations and experiments showed the accuracy of one-dimensional models (except Model BL) at accelerated turbulent flows.
- One-dimensional turbulence models (except BL Model) can be used as an appropriate tool for accelerating turbulent pipe flow predictions compared to the other costly procedures such as Large Eddy Simulation and experiments.

Accelerated Turbulent Pipe Flow Study Using Various Turbulence Models

M. Afsari¹, M. MalekJafarian²

1-Introduction

The study of unsteady turbulent pipe flow is valuable because it provides insight information to understand the phenomenon of turbulence. In such flows certain fundamental features of turbulent flow exist, which although present in steady turbulent flows are not apparent under such conditions. Unsteady turbulent pipe flows can be conveniently classified into two groups, namely periodic pulsating flows and non-periodic transient flows. Pulsating turbulent pipe flow has been studied mainly because of its practical applications and also because it can be easily generated. Non-periodic transient pipe flows have received little attention compared to pulsating pipe flows. The few works related to this kind of flow involved the effect of imposed excursions of flow rate. The fact that turbulence is out of equilibrium and that the re-laminarization and re-transition are dependent on the flow frequency makes a crucial difficulty for conventional Unsteady Reynolds - Averaged Navier-Stokes (URANS) models. Thus, a better understanding of the capabilities and limitations of URANS models is required.

The purpose of this study is to compare the predictions of five popular turbulence models applied to the flow in a pipe with experimental and numerical results. This benchmark satisfies a one-dimensional unsteady problem and contains many of the problems associated with transient pipe flow. It allows us to assess the models for pipe flow with defined boundary and initial conditions in an acceptable Reynolds number range. The goal is to evaluate the performance and precision of these models for prediction of the wall shear stress, Reynolds stress, turbulence viscosity, delay time in response and mean velocity.

2- Results

Acceleration results (Evaluation with Experiments and Numerical Results)

He and Jackson studied the accelerating and decelerating ramp-type turbulent flows in a pipe with 25.4 mm diameter. The ramp-up experiments were performed in which the ramp rate was varied by imposing excursions of flow rate during which the bulk velocity increased linearly with time from an initial value 0.138 m/sec to a final value of 0.891 m/sec in periods of time which ranged from 2 sec to 90 sec. The initial and final Reynolds numbers were constant at the values 7000 and 45200. Their experimental results not only showed how

mean flow and turbulence respond to imposed transients but also provide new insight into turbulence dynamics. The present paper compares the predictions of the URANS models with the experimental data of He and Jackson mentioned above for 5 second ramp-up flow excursions. The results reveal that the response of the local velocity is different in core and wall regions. The performance of the BL model is poor and very underestimated for the prediction of turbulent transient flow at these conditions. The agreement between the other models and the experimental one is excellent for all radial positions, except in the core ($Re > 32000$). All the models tend to underestimate the velocity at the end of the acceleration stage at the centerline.

Acceleration results (Evaluation with LES)

The normalized axial velocity fluctuations of LES results of Jung and Chung for 3.8 sec acceleration from $Re=7000$ to $Re=35000$ is shown in Fig. 1. The velocities are normalized by the initial bulk-mean velocity. One of the important features of the response of velocity fluctuations to acceleration is the delay effect. It is clear from Fig. 1 that the magnitudes of axial velocity fluctuations change very little during the early acceleration, indicating that the turbulence is frozen in this early stage. This clearly indicates that turbulence production is delayed at the early stage of the transient (see also Fig. 2). Jung and Chung found that the response to the temporal acceleration of different velocity components is different from each other. This suggests that the anisotropy of the turbulence near the wall becomes manifested during the transient moving towards a single component state. A strong increase in axial velocity fluctuations occurs in the near-wall region, and this is closely associated with the turbulence production near the wall. The radial and azimuthal velocity fluctuations also show delayed responses compared to the axial velocity fluctuations. The distribution of normalized turbulence kinetic energy along the diameter is shown in Figure 2. This parameter is representative of all velocity fluctuations of LES results. Only $k-\epsilon-v^2$ results are shown in this Figure. The other model results are qualitatively the same as $k-\epsilon-v^2$. This Figure shows the delay effect at the early stage of acceleration like the LES results of Jung and Chung. Remember that the present results are taken from one dimensional code, so they are much faster than the LES codes.

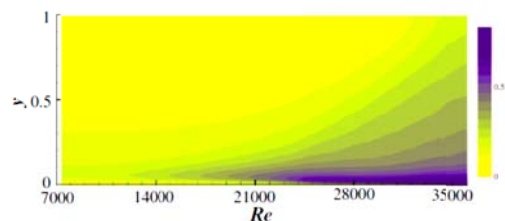


Fig. 1 Distribution of normalized axial velocity fluctuations (LES Results) ($Re = 7000 - 35000$, $T=3.8$ sec)

1- M. Sc. Student, University of Birjand

2- Corresponding Author, Assistant Professor, University of Birjand, mmjafarian@birjand.ac.ir

4-Finite Element Analysis

Mesh and Boundary Conditions

The mesh sensitivity analysis is carried out in order to obtain the appropriate mesh size. The mesh was created with an increasing level of refinement towards the crack tip region as shown in Fig. 3.

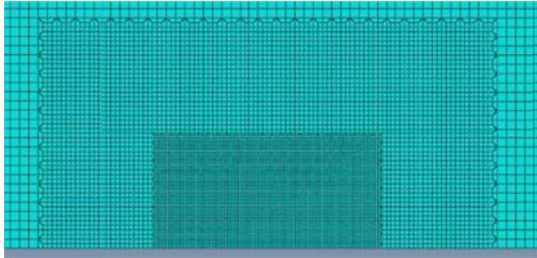


Fig. 3. Mesh detail close to crack tip.

5- Results

Fig. 4 and Fig. 5 present the change of J integral with an increase in the number of cycles during fatigue loading for different amplitudes of fatigue loading. The J integral of specimen with residual stress continues to decrease with the increase of cycles. After a few cycles, the J integral reaches a stable value. Its stable value is greater than the specimen with no residual stress.

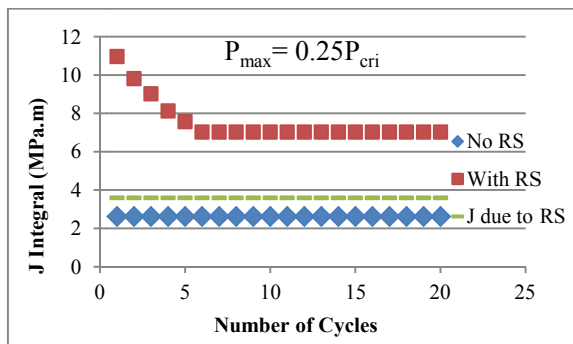


Fig. 4. The J integral during fatigue in $\Delta P = 3.6$ kN.

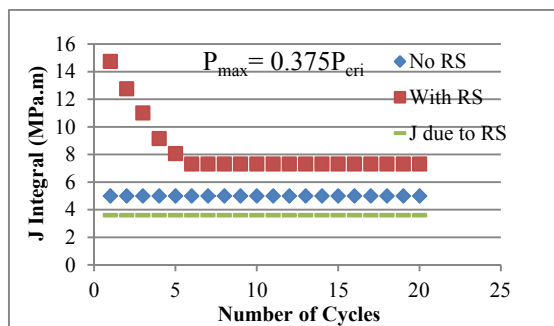


Fig. 5. The J integral during fatigue in $\Delta P = 5.4$ kN.

Fig. 6 and Fig. 7 present the change of the plastic zone area with the increase in the number of cycles during fatigue loading for two different loading conditions. The plastic zone area continues to decrease

with the increase in cycles. After a few cycles, the plastic zone area reaches a stable value.

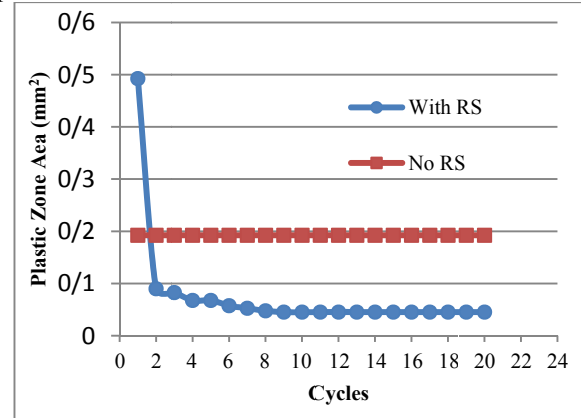


Fig. 6. The crack tip plastic zone size during fatigue in $\Delta P = 3.6$ kN.

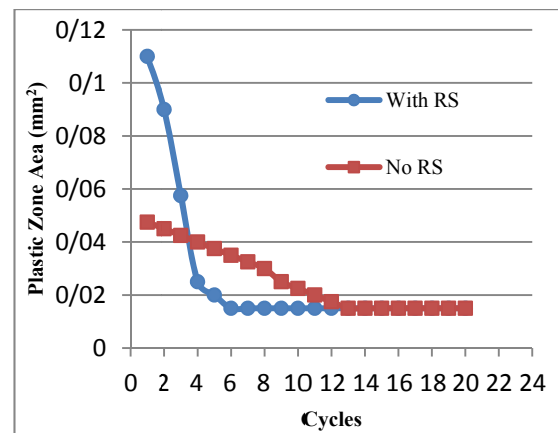


Fig. 7. The crack tip plastic zone size during fatigue in $\Delta P = 5.4$ kN.

6- Conclusion

Fatigue crack growth from a fatigue pre-cracked under the influence of mechanical residual stress field was investigated using FEM. The FEM results were compared with the experimental data. It is concluded from this study that the tensile mechanical residual stress increases the fatigue crack growth rate. From the numerical results, we can deduce the following conclusions:

- The initial mechanical residual stresses decrease rapidly after a few number of cycles. In a higher amplitude loading, redistribution of the initial residual stress is done faster.
- The J integral of specimen with residual stresses decreases after fatigue loading. The rate of decrease depends on the loading amplitude.

The Effect of Fatigue Crack Growth on Mechanical Residual Stress Redistribution

M. Noghabi¹, I. Sattarifard², H. HosseiniTodeshki³

1- Introduction

Fatigue life is an important dynamic property and it is affected by the residual stress field near the crack tip. Residual stresses can be produced during many manufacturing processes such as forming, welding and machining. Residual stresses have a significant influence on the fatigue life of structures. It is well-known that tensile residual stresses will reduce the fatigue life of the structure by increasing the fatigue crack growth rate, while compressive residual stresses will decrease the growth of the fatigue crack. In the last decades, several efforts have been devoted to the investigation of residual stress effects on fatigue crack growth rates. Farrahi et al. have presented crack propagation tests using compact tension specimens to investigate the effects of the residual stress field resulting from shot peening and the indentation technique on crack growth behavior. They concluded that residual stress affected the fatigue crack growth behavior by delaying crack propagation. The effect of the residual stress obtained by cold expansion process on the crack growth in aluminum alloy was studied by Semari et al. They found that compressive residual stresses near crack tip reduce the effect of the applied stress field and have a tendency to decrease the crack growth rate.

There are two common methods to calculate FCG rates in residual stress fields. One employs the superposition rule to determine the effective stress ratio to account for the residuals stress effect. The other is based on the crack closure concept originally proposed by Elber by calculating the crack opening stress intensity factor and then the effective stress intensity factor range in a combined stress field of the applied force and residual strain. The validity of both methods has been generally accepted.

The initial induced residual stresses relax during component's operating life and it is important to consider the relaxation phenomenon in the design of the component. A relatively small number of investigators have considered the redistribution of initial residual stress during fatigue crack growth. In this work, fatigue crack growth in CT specimens is considered under the influence of mechanical residual stress. The fatigue crack growth is simulated with the commercial finite element software ABAQUS. The results were compared

with experimental data.

2- Material and Test Procedure

The tested CT specimens are prepared by the wire-cut process with the dimensions as shown in Fig. 1 from 8.4 mm thickness of 5000 series of the Al Alloy plate with mechanical properties according to Table 1.

Table 1. Mechanical properties of Al Alloy

Young's Modulus E (GPa)	Poisson's Ratio ν	Yield Stress S_y (MPa)	Ultimate Strength S_{ut} (MPa)
70	0.3	200	350

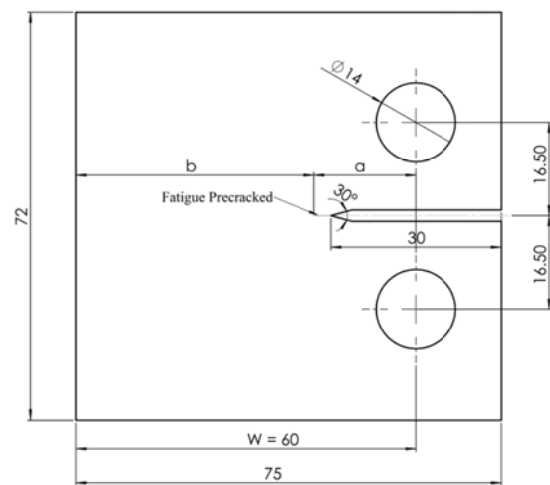


Fig. 1. Geometry of CT specimen.

3- Experimental Study

Fatigue Crack Growth Tests

All fatigue tests were conducted at a frequency of 10 Hz, stress ratio of 0.1 with different load ranges of $\Delta P=3.6$ kN and $\Delta P=5.4$ kN. The visual observation method was used for the calculation of crack length during the fatigue tests.

Fatigue crack growth behavior is illustrated in Fig. 2 for both specimens with and without the mechanical residual stress.

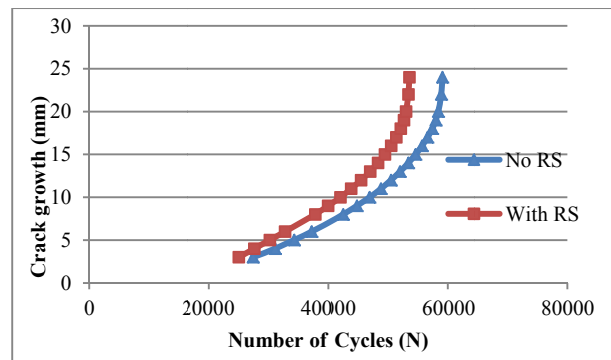


Fig. 2. Crack growth versus the number of cycles.

1- Ph.D. Student, Amirkabir University of Technology, Department of Mechanical Engineering

2- Corresponding Author, Assistant professor, Amirkabir University of Technology, Department of Mechanical Engineering, sattari@aut.ac.ir

3- Professor, Amirkabir University of Technology, Department of Aerospace Engineering

CONTENTS

The Effect of Fatigue Crack Growth on Mechanical Residual Stress Redistribution	M. Noghabii I. Sattari-far H. Hosseini Todeshki	1
Accelerated Turbulent Pipe Flow Study using Various Turbulence Models	M. Afsari M. Malek-Jafarian	11
Effect of Piezoelectric Patches on the Vibration and Buckling of Euler-Bernoulli Beams under Axial Load	H. Bighlari V. A. Maleki N. Jafarzade Aghdam	29
Experimental and Numerical Study on Aluminum Damage Using a Nonlinear Model of Continuum Damage Mechanics	M.A. Farsi A.R. Sehat	41
Comparison between Single-Phase, Two-Phase Mixture and Eulerian-Eulerian Models for the Simulation of Jet Impingement of Nanofluids	E. Torshizi I. Zahmatkesh	55
Numerical Simulation of the Effect of the Location of Impinging Jets on the Convective Heat Transfer from a Cylindrical Concave Surface	R. Tarighi M. Rajabi Zargarabadi	71
Experimental Study of the Flapping Parameters on the MAV Aerodynamic Performance in Hovering Flight	Z.S. Alavi M.H. Djavareshkian S. Mahmoudi	87
Beyond Pull-in Stabilization of a 2-DOF Torsional Micro-Actuator using a Fuzzy Controller	A. Khorshidi H. Moeenfard	99
Investigation of the Effect of Geometrical and Mechanical Properties of Horizontal Wind Turbines on its Dynamic Behavior for Free and Forced Vibration Cases (Research Note)	A. Shooshtari K. Hashemi	113
Multi Objective Optimization of Converting an Old Steam Power Plant to Combined Cycle Power Plant (CCPP) using Double and Single Pressure Heat Recovery Steam Generator (HRSG) via Genetic Algorithm (Research Note)	S. Nikbakht Naserabad A. Mehrpanahi Gh. Payganeh M.R. Arbab Tafti	129



JOURNAL OF APPLIED AND COMPUTATIONAL SCIENCES IN MECHANICS

Ferdowsi University of Mashhad

ISSN: 2008-918X

Editor-in-Chief: Dr. M.R. Mahpeykar

General Director: Dr. H. Niazmand

Published: Ferdowsi University of Mashhad

Editorial Board:

M.H. Abolbashari	Professor	Ferdowsi University of Mashhad
H. Ahmadian	Professor	Iran University of Science & Technology
A. Baradaran Rahimi	Professor	Ferdowsi University of Mashhad
M. Boroomand	Associate professor	AmirKabir University of Technology
M. Pasandideh Fard	Associate professor	Ferdowsi University of Mashhad
M. Taj Far	Associate professor	AmirKabir University of Technology
M.R. Khalili	Professor	K. N. Toosi University of Technology
M. Salimi	Professor	Isfahan University
E. Shirani	Professor	Isfahan University of Technology
M. Tahani	Professor	Ferdowsi University of Mashhad
A. Abedian	Associate professor	Sharif University of Technology
M. Kadkhodayan	Professor	Ferdowsi University of Mashhad
M.R. Mahpeykar	Professor	Ferdowsi University of Mashhad
H. Niazmand	Professor	Ferdowsi University of Mashhad

Text Editor: Dr. M.H. Abolbashari and E. Dehghan

Administrative Director: T. Hooshmand

Journal of Applied and Computational Sciences in Mechanics
Department of Mechanical Engineering, Ferdowsi University of Mashhad

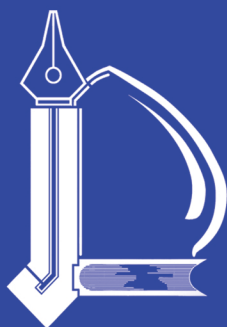
P. O. Box: 91775-1111, Mashhad, I.R. IRAN

Tel : +98 51 38806024

Fax : +98 51 38763301

Email : ejour@um.ac.ir

Web site : <http://mechanic-ferdowsi.um.ac.ir>



Ferdowsi University
of Mashhad

Journal of
Applied and
Computational Sciences
in Mechanics

(Journal of Faculty of Engineering)

Serial No. 14

ISSN 2008 - 918X

The Effect of Fatigue Crack Growth on Mechanical Residual Stress Redistribution	1
M. Noghabii - I. Sattari-far - H. Hosseini Todehski	
Accelerated Turbulent Pipe Flow Study using Various Turbulence Models	11
M. Afsari - M. Malek-Jafarian	
Effect of Piezoelectric Patches on the Vibration and Buckling of Euler-Bernoulli Beams under Axial Load	29
H. Bighlari - V. A. Maleki - N. Jafarzade Aghdam	
Experimental and Numerical Study on Aluminum Damage Using a Nonlinear Model of Continuum Damage Mechanics	41
M.A. Farsi - A.R. Sehat	
Comparison between Single-Phase, Two-Phase Mixture and Eulerian-Eulerian Models for the Simulation of Jet Impingement of Nanofluids	55
E. Torshizi - I. Zahmatkesh	
Numerical Simulation of the Effect of the Location of Impinging Jets on the Convective Heat Transfer from a Cylindrical Concave Surface	71
R. Tarighi - M. Rajabi Zargarabadi	
Experimental Study of the Flapping Parameters on the MAV Aerodynamic Performance in Hovering Flight	87
Z.S. Alavi - M.H. Djavareshkian - S. Mahmoudi	
Beyond Pull-in Stabilization of a 2-DOF Torsional Micro-Actuator using a Fuzzy Controller	99
A. Khorshidi - H. Moeenfard	
Investigation of the Effect of Geometrical and Mechanical Properties of Horizontal Wind Turbines on its Dynamic Behavior for Free and Forced Vibration Cases	113
A. Shooshtari - K. Hashemi	
Multi Objective Optimization of Converting an Old Steam Power Plant to Combined Cycle Power Plant (CCPP) using Double and Single Pressure Heat Recovery Steam Generator (HRSG) via Genetic Algorithm	129
S. Nikbakht Naserabad - A. Mehrpanahi - Gh. Payganeh	
M.R. Arbab Tafti	

Vol. 27, No.2,
Spring & Summer, 2016