

رفتار رئولوژیکی سازه ساندریچی مرتعش تحت تأثیر رویه‌های مگنتوستریکتیو

زهرا خدای مرقی^{۱*}، علی قربان‌پور آرانی^۲

^۱ استادیار گروه مهندسی مکانیک، مرکز آموزش عالی محلات، محلات

^۲ استاد دانشکده مهندسی مکانیک، گروه مکانیک جامدات، دانشگاه کاشان، کاشان

*مسئول مکاتبات: z.khoddami@gmail.com

چکیده

واژگان کلیدی

ارتعاشات
ورق ساندریچی
سیال الکترورئولوژیکی
کویل الکترومغناطیسی
کنترل پسخورد سرعت

تاریخچه مقاله

تاریخ دریافت: ۱۳۹۷/۰۳/۲۰

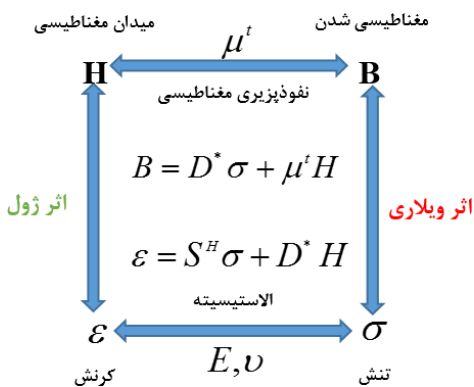
تاریخ پذیرش: ۱۳۹۹/۰۳/۲۱

این مقاله به بحث و بررسی ارتعاشات یک ورق ساندریچی متشکل از دو رویه از جنس مواد مگنتوستریکتیو و هسته الکترورئولوژیکی می‌پردازد. هسته الکترورئولوژیکی توسط سیال پلاستیک بینگهام و به کمک دو تابعیت مختلف از میدان الکتریکی، مدل‌سازی می‌شود. به دلیل وجود کوپلینگ مگنتومکانیکی در رویه‌ها از یک پارامتر تنظیم‌کننده فرکانس در تحلیل ارتعاشات سیستم بهره‌برده می‌شود. معادلات حرکت در سه لایه به کمک روابط کرنش-جابجایی برای لایه‌های الاستیک و هسته الکترورئولوژیکی، روش انرژی و اصل هامیلتون استخراج شده و از روش تفاضل مربعات دیفرانسیلی با تبدیل دستگاه معادلات دیفرانسیلی حرکت به معادلات جبری برای محاسبه فرکانس ارتعاشات ورق ساندریچی استفاده می‌شود. از مهم‌ترین نتایج این تحقیق می‌توان به اثرات پارامتر تنظیم‌کننده ارتعاشات (پارامتر کنترل پسخورد سرعت) در کاهش مقدار فرکانس و تأثیر میدان الکتریکی بر سیالات الکترورئولوژیکی در افزایش مقدار فرکانس ورق ساندریچی و کاهش ضریب اتلاف اشاره کرد. نتایج این پژوهش می‌تواند در صنایع دریایی، هوافضا و عمران مورد استفاده قرار گیرد.

۱ مقدمه

است. در رابطه میدان مغناطیسی N تعداد دورهای سیم‌پیچ، I شدت جریان الکتریکی و L طول سیم‌پیچ است.

مغناطش^۱ تغییر شکل ظاهری در موادی است که تحت تأثیر یک میدان مغناطیسی خارجی قرار می‌گیرند. اثر مگنتوستریکتیو برای اولین بار در قرن نوزدهم به وسیله فیزیک‌دان انگلیسی جیمز ژول مورد بحث قرار گرفت [۱]. او یک نمونه از مواد فرومغناطیس را که تحت میدان مغناطیسی تغییر طول می‌دادند را مشاهده کرد. این تغییرات در راستای میدان مغناطیسی، نتیجه چرخش حوزه‌های کوچک مغناطیسی است. این چرخش و نامنظم بودن حوزه‌های مغناطیسی باعث می‌شود تا کرنش‌های داخلی در ساختار ماده پدید آید. همچنین میدان مغناطیسی قوی‌تر سبب می‌شود که حوزه‌های مغناطیسی در جهت میدان مغناطیسی قرار گرفته و این فرایند تا زمانی که تمام حوزه‌های مغناطیسی هم‌جهت شوند ادامه می‌یابد تا به حالت اشباع برسد. اثر ژول یکی از ویژگی‌های برگشت‌پذیر مواد مگنتوستریکتیو است که پس از حذف میدان مغناطیسی شکل نمونه به اندازه اصلی خود برمی‌گردد، این افزایش کرنش طولی یا جانبی با میدان مغناطیسی متناسب است. تغییرات در چگالی شار مغناطیسی می‌تواند توسط یک سیم‌پیچ ایجاد شده و این تغییرات با تنش اعمالی متناسب است. اثر ویلاری خاصیتی برگشت‌پذیر است و در حسگرها مورد استفاده قرار می‌گیرد. شکل ۱ ارتباط بین اثرات فوق را در قالب نموداری جامع به تصویر کشیده است.



شکل ۱: ارتباط بین اثرات مغناطیسی.

در سال ۲۰۰۹ و ۲۰۱۰ هانگ [۲، ۳] پاسخ گذرای یک ورق مگنتوستریکتیو را مورد بررسی و تحلیل قرارداد. ورق او متشکل از سه لایه بود که لایه بالایی آن از جنس ترفنول-دی انتخاب شده بود. او معادلات حرکت ورق مگنتوستریکتیو را با استفاده از تئوری برشی مرتبه اول در حضور میدان مغناطیسی عرضی استخراج کرد. او همچنین به پیروی از کار لی [۴] از یک سیستم کنترل پسخورد نیز استفاده کرد و پاسخ گذرا و خیز میانی ورق را با تغییر پارامترهایی مانند نسبت جانبی، بهره کنترلی و اثر برش در حضور بارهای حرارتی مورد بررسی قرارداد. در این مقاله نیز از روابط تنش-کرنش ارائه شده در مقالات هانگ برای مواد مگنتوستریکتیو استفاده شده است.

در شکل ۱، B چگالی شار مغناطیسی، D^* ثابت مگنتوستریکتیو، σ تنش ورودی، μ^* نفوذپذیری مغناطیسی است. ϵ کرنش مکانیکی، S^H عکس مدول یانگ، D^* ثابت مگنتوستریکتیو و $H = \frac{NI}{L}$ میدان مغناطیسی

¹magnetostriction

رفتار رئولوژیکی قابل کنترل این مواد در بسیاری سیستم‌ها و سازه‌های مهندسی با کاربردهای چندکاره سودمند است. هنگامی که یک محصول موزون بر اساس رفتار الکترورئولوژیکی برای رسیدن به قابلیت‌های حسی و کنترلی طراحی می‌شود، در نتیجه یک سیستم هوشمند و یا یک ساختار تطبیقی به مرحله اجرا درآمده است. به‌طور کلی چنین سیستم‌ها و یا سازه‌هایی می‌توانند محرک‌های خارجی را شناسایی کرده و واکنش‌های مناسب و بهینه را به معیارهای عملکردی از پیش تعیین شده نشان دهد.

سیال الکترورئولوژیکی به‌عنوان هسته ساندویچ در مقاله حاضر مورد توجه قرار گرفته‌اند. برای بررسی رفتار مکانیکی این نوع سیالات، غالباً آنها را محبوس شده بین لایه‌های الاستیک فرض کرده و به شکل یک سازه ساندویچی مورد تحلیل قرار می‌دهند، همانند آنچه در این مقاله انجام شده است. مقالاتی که در این بخش ارائه شده است همگی به تحلیل ارتعاشات، پاسخ دینامیکی و پایداری سازه‌های ساندویچی اعم از تیر و ورق حاوی این نوع سیالات می‌پردازد.

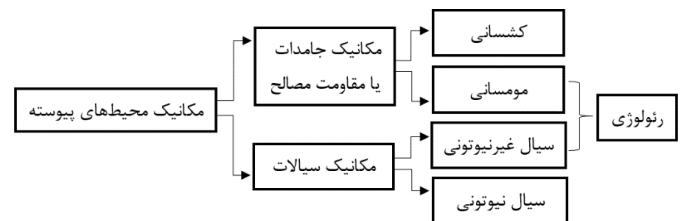
در سال ۲۰۰۴ یه و چن [۸] به بررسی ارتعاشات ورق ساندویچی حاوی سیال الکترورئولوژیکی پرداختند. ساندویچ آنها شامل سه لایه و لایه‌های بالایی و پایینی آن از جنس آلومینیم انتخاب شده بود. آنها به بررسی فرکانس طبیعی، بارکمانشی استاتیکی و اثر ضریب اتلاف بر روی پایداری ورق ساندویچی پرداختند. بر اساس تحقیق آنها از آنجا که خواص رئولوژیکی این مواد از جمله لزجت، خواص الاستیک و پلاستیک آنها تابعی از میدان الکتریکی اعمالی است، این مواد اثرات مهمی را بر پایداری ورق ساندویچی می‌گذارند. آنها نشان دادند با اعمال میدان الکتریکی، میرایی سیستم مؤثرتر عمل می‌کند. در سال ۲۰۰۵ نیز بار دیگر یه و چن [۹]، پایداری دینامیکی ورق ساندویچی مستطیلی اورتوتروپ را با در نظر گرفتن هسته الکترورئولوژیکی بررسی کردند. این بار آنها از روش المان محدود و هارمونیک بالانس استفاده کردند و اثر پارامترهایی همچون نسبت ضخامت، نسبت سختی و شدت میدان الکتریکی را بر مناطق پایداری مطالعه کردند.

یه [۱۰] در سال ۲۰۰۷ به تحلیل ارتعاشات آزاد یک ورق دایره‌ای حاوی سیال الکترورئولوژیکی پرداخت. او این بار از روش المان محدود برای بررسی معادلات حرکت ورق ساندویچی استفاده کرد. در این تحقیق مدول‌های برشی و کششی سیال الکترورئولوژیکی به کمک کمیت‌های مختلط تخمین زده شد و فرکانس مختلط به همراه ضریب اتلاف شناسایی و ترسیم شدند. بر اساس یافته‌های او در این مقاله، هسته الکترورئولوژیکی نقش مهمی در پایداری ورق ساندویچی دایره‌ای دارد.

وای و همکاران [۱۱] در سال ۲۰۰۷، مشخصات ارتعاشات در تیر ساندویچی دوار با هسته الکترورئولوژیکی را مورد تحلیل قرار دادند. آنها روابط تنش- کرنش برای ماده الکترورئولوژیکی را با توجه به مدول برشی مختلط آن و به کمک تئوری ویسکوالاستیسیته خطی به دست آوردند. معادلات غیرخطی حرکت با استفاده از اصل هامیلتون استخراج و به کمک روش المان محدود مورد بررسی قرار گرفت. آنها در این تحقیق اثر پارامترهایی همچون شدت میدان الکتریکی و سرعت چرخش تیر را بر روی فرکانس طبیعی و ضریب اتلاف گزارش دادند. نتایج آنها افت محسوس ارتعاشات را در سرعت‌های

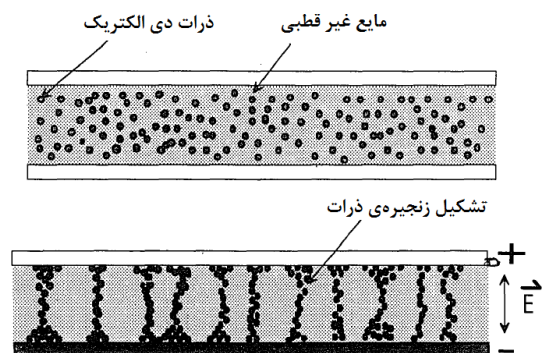
در سال ۲۰۱۳ سیونگ و همکاران [۵] اثر موج برشی تمام‌جهته ناشی از تکه‌های مگنتوستریکتیو را بر ورق آلومینیومی به‌صورت عملی و تئوری بررسی کردند. تحقیق آنها تطابق خوب نتایج تئوری و عملی را نشان می‌داد. در این مقاله کوپلینگ مگنتومکانیکی به‌صورت خطی در نظر گرفته شده، کاری که در مقاله حاضر نیز انجام شده است. همچنین هانگ [۶] به بررسی پاسخ گذرا و ارتعاشات حرارتی ورق‌های مگنتوستریکتیو مدرج تابعی بدون در نظر گرفتن اثر برش پرداخت. او روابط تنش- کرنش حرارتی را با استفاده از توابع توانی برای مواد مدرج تابعی و میدان مغناطیسی عرضی، برای مواد مگنتوستریکتیو بازنویسی کرد. او همچنین از یک سیستم پسخورد برای کنترل رفتار لایه مگنتوستریکتیو و از توابع هارمونیک برای توزیع بار حرارتی بهره گرفت. نتایج او اثر بهره کنترل و ثابت سیم‌لوله (به‌عنوان مولد میدان مغناطیسی) را بر کنترل ارتعاشات ورق به‌خوبی نشان داد. در این مقاله نیز روابط تنش- کرنش لایه‌های مگنتوستریکتیو مشابه مقاله هانگ بازنویسی شده است.

هوشمندی در مواد، خاصیتی است که مختص به گروه خاصی نیست و در اغلب گروه‌های مواد دیده می‌شود. رئولوژی به زیرمجموعه‌ای از مکانیک محیط‌های پیوسته گفته می‌شود که به مطالعه جریان مواد در مایعات، جامدات نرم و جامدات در حالت موم‌سان می‌پردازد. آنچنان که شکل ۲ نشان می‌دهد رئولوژی علم بررسی جریان و تغییر شکل سیالات تحت اثر میدان تنش اعمال شده بر آنها می‌باشد.



شکل ۲: دسته بندی مکانیک محیط پیوسته.

مواد الکترورئولوژیکی همانند شکل ۳ سوسپانسیون‌هایی هستند از ذرات دی‌الکتریک در سیالات قطبی و زمانی که تحت میدان الکتریکی خارجی قرار می‌گیرند، تغییرات قابل برگشتی را در پاسخ رئولوژیکی به وجود می‌آورند. تعبیر ساده فیزیکی این مسئله تبدیل یک مایع به ژلی شبیه جامد است که تحت میدان خارجی صورت می‌گیرد. سازوکار این تغییر شکل تشکیل زنجیره ذرات چیده شده بر اساس میدان الکتریکی خارجی است؛ همان‌طور که در شکل ۳ نیز قابل مشاهده است [۷].



شکل ۳: پدیده الکترورئولوژیکی در حضور میدان الکتریکی [۷].

۲ رویه‌های مگنتوستریکتیو

معادلات تنش- کرنش برای ماده مگنتوستریکتیو ایزوتروپ در معادله زیر نشان داده شده است. معادلات زیر، کوپلینگ مگنتومکانیکی موجود در این مواد را تأیید می‌کند [۲، ۱۵]:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{Q}_{11} & \bar{Q}_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \bar{Q}_{21} & \bar{Q}_{22} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{Q}_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \bar{Q}_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{Q}_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{xy} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$- \begin{bmatrix} 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{32} \\ 0 & 0 & e_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_z \end{bmatrix},$$

$$\bar{Q}_{11} = \frac{E_m}{1-\nu^2}, \quad \bar{Q}_{12} = \bar{Q}_{21} = \frac{\nu E_m}{1-\nu^2},$$

$$\bar{Q}_{44} = \bar{Q}_{55} = \bar{Q}_{66} = \frac{E_m}{1+\nu},$$

که در آن ϵ_{ij} و σ_{ij} به ترتیب درایه‌های ماتریس تنش و کرنش هستند. همچنین Q_{ij} معرف درایه‌های ماتریس سختی ماده است. همچنین E_m و ν مدول یانگ و نسبت پواسون ماده هستند. معرف ضرایب کوپلینگ مگنتوستریکتیو هستند و به شکل زیر تعریف می‌شوند [۲، ۳، ۱۵]:

$$e_{31} = \tilde{e}_{31} \cos^2 \theta + \tilde{e}_{32} \sin^2 \theta,$$

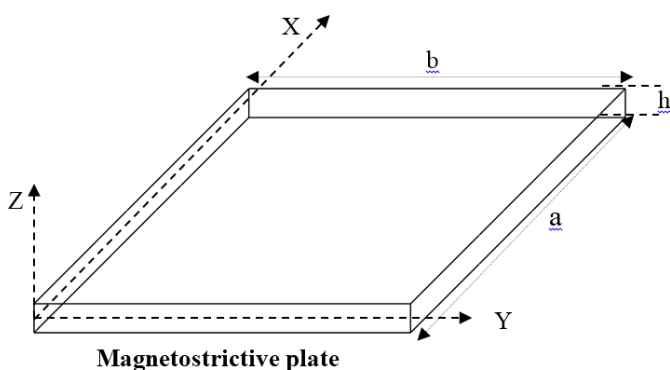
$$e_{32} = \tilde{e}_{31} \sin^2 \theta + \tilde{e}_{32} \cos^2 \theta, \quad (2)$$

$$e_{36} = (\tilde{e}_{31} - \tilde{e}_{32}) \sin^2 \theta.$$

جایی که θ جهت مغناطش ماده را نشان می‌دهد و H_z معرف شدت میدان مغناطیسی است. چنانچه میدان مغناطیسی موردنظر توسط سیم‌لوله الکتریکی تولید شده باشد، می‌توان از رابطه زیر برای بیان شدت میدان ($\frac{A}{m}$) حاصل کمک گرفت [۲، ۳]:

$$H_z = K_c I(x, y, t) = K_c C(t) \frac{\partial w(x, y, z, t)}{\partial t}. \quad (3)$$

در رابطه فوق K_c و $I(x, y, t)$ ثابت سیم‌لوله و جریان الکتریکی عبوری از سیم‌لوله هستند. $C(t)$ را بهره کنترل و عبارت $K_c C(t) (\frac{As}{m^2})$ را بهره بازگشت سرعت (پارامتر کنترل پسخورد سرعت) در یک حلقه کنترلی می‌نامند. از آنجاکه در این مقاله مقدار این پارامتر ثابت فرض شده، نماد $K_{vfc} (\frac{As}{m^2})$ برای نمایش آن معرفی می‌شود.



شکل ۴: مشخصات هندسی ورق مگنتوستریکتیو.

چرخش مختلف تیر با افزایش شدت میدان الکتریکی نشان داد. آنها همچنین ادعا کردند از چنین سیستمی می‌توان در کنترل ارتعاشات تیرهای دوار بهره گرفت.

رضایی پژند و پهلوان [۱۲] در سال ۲۰۰۸ پاسخ گذرای یک ساندویچ سه لایه حاوی سیال الکترورنولوژیکی را مورد مطالعه قرار دادند. آنها دریافتند زمانی که میدان الکتریکی به ساندویچ اعمال می‌شود مشخصات دینامیکی آن دچار تغییر می‌گردد به طوری که که از این ویژگی می‌توان برای فرونشاندن ارتعاشات و کاهش زمان نشست در چنین سازه‌ای بهره گرفت. آنها از روش المان محدود و الگوریتم انتگرال مستقیم برای شبیه‌سازی پاسخ ضربه در تیر ساندویچی استفاده کردند. آنها به منظور بررسی فرکانس طبیعی و زمان نشست، سیال الکترورنولوژیکی را با مدل پلاستیک بینگهام شبیه‌سازی کرده و اثر نسبت‌های ضخامت مختلف را با اعمال میدان‌های الکتریکی مختلف بر روی آن نشان دادند.

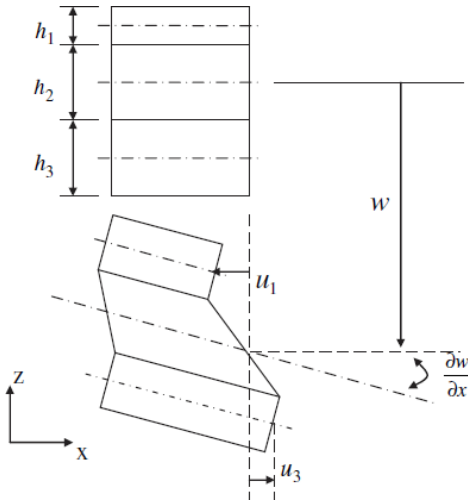
رامکومار و گانسان [۱۳] در سال ۲۰۰۹ به بررسی ارتعاشات و میرایی یک ستون ساندویچی کامپوزیتی با مقطع مستطیل و توخالی پرداختند. آنها از سیال الکترورنولوژیکی به عنوان لایه ویسکوالاستیک در این سازه استفاده کردند. روش انرژی کرنشی مدال و المان محدود برای پیش‌بینی ضریب اتلاف و فرکانس لایه‌های ساندویچ کامپوزیتی مورد استفاده قرار گرفت. در این تحقیق اثر پارامترهایی همچون ضخامت هسته، زاویه الیاف در لایه‌های کامپوزیت، ولتاژ اعمالی و چیدمان لایه‌ها تحت شرط مرزی گیردار-آزاد بر روی فرکانس ارتعاشات ورق مطالعه شد.

اللهوردی زاده و همکاران [۱۴] در سال ۲۰۱۳ به بررسی رفتار دینامیکی یک تیر ساندویچی با رویه‌های مدرج تابعی و هسته الکترورنولوژیکی پرداختند. چنین سازه‌ای تا آن زمان مورد بررسی قرار نگرفته بود. آنها به کمک روش المان محدود پاسخ دینامیکی تیر ساندویچی را استخراج کرده و در شرایطی خاص با سایر مراجع مقایسه کردند. آنها نیز اذعان کردند که مدول برشی مختلط سیال الکترورنولوژیکی به عنوان یک هسته ویسکوالاستیک نقش تعیین‌کننده‌ای در رفتار تیر ساندویچی دارد. لازم به ذکر است این مقاله حاوی نتایج آزمایشگاهی نیز می‌باشد.

امروزه استفاده از سازه‌های سبک و مقاوم که دارای نسبت سختی به وزن و استحکام به وزن بالایی هستند، در مصارف مهندسی بسیار رایج و متداول شده است. از جمله کاربردهای این نوع سازه‌ها می‌توان به بدنه اجسام پرنده مانند هواپیماها، موشک‌ها و فضاپیماها، بدنه کشتی‌ها، قطارها و خودروها، سقف‌ها، دیواره‌ها، تیرهای ساختمانی، ستون‌ها و پل‌ها و مصارف عمده دیگر نام برد. یکی از جدیدترین و رایج‌ترین سازه‌های مستحکم و سبک مهندسی، تیرها و ورق‌های ساندویچی می‌باشد.

تحلیل ارتعاشات ورق‌های ساندویچی مرکب از لایه‌های مگنتوستریکتیو و هسته الکترورنولوژیکی کار نوینی است که تاکنون مشابه آن انجام نشده است. این مقاله شامل رویه‌هایی هوشمند است که در کنار هسته الکترورنولوژیکی می‌تواند نقش تنظیم‌کنندگی در مقدار فرکانس ارتعاشات داشته باشد.

است.



شکل ۷: تنظیمات لایه‌ها پس از تغییر شکل [۱۲].

همان‌طور که از شکل ۷ پیداست، روابط کرنش-جابجایی برای لایه‌های الاستیک و هسته الکتروژئولوژیکی، به صورت زیر است [۹، ۱۱، ۱۲]:

$$\epsilon_{xxi} = \frac{\partial u_i}{\partial x} - z_i \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad (4)$$

$$\epsilon_{yyi} = \frac{\partial v_i}{\partial y} - z_i \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}, \quad i = 1, 3 \quad (5)$$

$$\gamma_{xz\gamma} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u_\gamma}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\gamma_{yz\gamma} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v_\gamma}{\partial z} \quad (7)$$

(u_i, v_i) جابجایی‌های صفحه میانی در راستای (x, y) هستند.

هندسه تغییر شکل منتهی به روابط (۸) می‌شود. در این روابط، مجموع برش ناشی از چرخش و ازدیاد طول می‌باشد و به شکل زیر محاسبه می‌شود [۷]:

$$\gamma_{xz\gamma} = \frac{d}{h_\gamma} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{u_1 - u_\gamma}{h_\gamma}, \quad (8)$$

$$\gamma_{yz\gamma} = \frac{d}{h_\gamma} \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{v_1 - v_\gamma}{h_\gamma}.$$

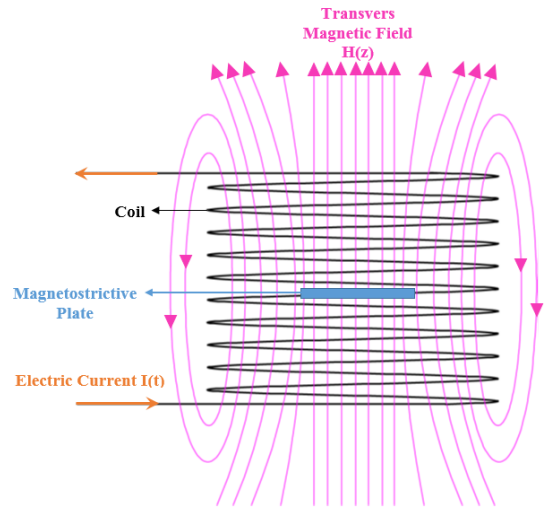
در این روابط $d = \frac{h_1}{\gamma} + h_2 + \frac{h_3}{\gamma}$. با توجه به توضیحات فوق، روابط انرژی کرنشی و جنبشی، با در نظر گرفتن سازه ساندریچگی شکل ۷ تشکیل داده می‌شود. با توجه به شکل $h_3 = h_c$ و $h_1 = h_2 = h_m$ به عبارت دیگر $(h_c > h_m) \quad i = 1, 3 \rightarrow m$ و $i = 2 \rightarrow c$.

انرژی کرنشی برای سه لایه به صورت جداگانه نوشته می‌شود [۱۶]:

$$U_{Sand} = U_{Face} + U_{ER}, \quad (9)$$

$$U_{Face} = U_{Face}^B + U_{Face}^T = \frac{1}{2} \int_{-h_\gamma}^{\frac{h_\gamma}{\gamma}} \int_0^b \int_0^a (\sigma_{ii} \epsilon_{ii} + \tau_{ij} \gamma_{ij}) dx dy dz + \frac{1}{2} \int_{\frac{h_\gamma}{\gamma}}^{\frac{h_\gamma}{\gamma} + h_1} \int_0^b \int_0^a (\sigma_{ii} \epsilon_{ii} + \tau_{ij} \gamma_{ij}) dx dy dz, \quad (10)$$

$$U_{ER} = \int_V G_\gamma (\gamma_{xz\gamma}^2 + \gamma_{yz\gamma}^2) dV. \quad (11)$$

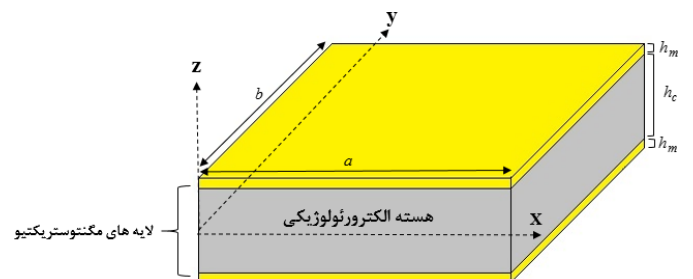


شکل ۵: سیم‌لوله حامل جریان الکتریکی و مولد میدان مغناطیسی.

شکل ۵ میدان حاصل از سیم‌لوله و موقعیت ورق را داخل میدان مغناطیسی نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل مشخص شده است با عبور جریان الکتریکی از داخل سیم‌لوله مطابق با قانون دست راست میدان مغناطیسی داخل و خارج سیم‌لوله تولید می‌شود به طوری که سیم‌لوله دو قطب مغناطیسی N و S را در دو انتهای خود ایجاد کرده و خطوط میدان مغناطیسی از قطب S به سمت قطب N جریان پیدا می‌کنند. خطوط میدان مغناطیسی در نواحی مرکزی سیم‌لوله یکنواخت و هر چه به سیم‌لوله نزدیک‌تر می‌شود، این خطوط انحنای یافته و از حالت یکنواخت خارج می‌شوند. بنابراین میدان میانی سیم‌لوله با عنوان یک میدان یکنواخت تک جهت‌مورد استفاده قرار می‌گیرد.

۳ هسته الکتروژئولوژیکی

شکل ۶ سازه ساندریچگی با هسته الکتروژئولوژیکی را نشان می‌دهد. در این حالت سیال الکتروژئولوژیکی بین دو لایه مگنتوستریکتیو محبوس شده است.



شکل ۶: هندسه ورق ساندریچگی با رویه‌های مگنتوستریکتیو و هسته الکتروژئولوژیکی.

مدل ریاضی این سازه بر اساس فرضیات زیر شکل می‌گیرد [۱۲]:

- هسته الکتروژئولوژیکی همانند ماده پلاستیک بینگهام عمل می‌کند.
- اینرسی چرخشی و تغییر شکل برشی لایه‌های الاستیک نادیده گرفته می‌شود.
- هیچ تنش نرمالی در هسته تولید نمی‌شود.
- هیچ لغزشی بین لایه‌ها اتفاق نمی‌افتد.
- کرنش‌های مستقیم عرضی در هسته و رویه‌ها کوچک هستند، به طوری که جابجایی عرضی همه نقاط روی یک سطح مقطع برابر

در مدل یالسینتاس [۱۸]، هر دو بخش حقیقی و موهومی تابعی از میدان الکتریکی هستند، با این تفاوت که بخش حقیقی تابعیت غیرخطی و بخش موهومی تابعیت خطی دارد.

$$G = G' + iG'' \rightarrow \begin{cases} G' \approx 50000 E^2 \\ G'' \approx 26000 E + 17000 \end{cases} \quad (17)$$

در مدل ژانگ [۱۹] تنش تسلیم در سیال بینگهام تابعی غیرخطی از میدان الکتریکی خارجی ارائه می‌شود:

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_0(E) + \eta \dot{\gamma}, \\ \tau_0(E) &= \alpha E^\beta, \\ \alpha &= 427, \quad \beta = 1/2 \end{aligned} \quad (18)$$

بر اساس مدل‌های مختلف ارائه‌شده، در مقاله حاضر، مدول برشی مختلط فرض شده و از مدل‌های دان و یالسینتاس استفاده می‌شود.

معادلات حرکت به کمک اصل هامیلتون و گروه‌های بی بعد زیر استخراج می‌شود:

$$\begin{aligned} (\zeta, \eta) &= \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b} \right), \quad (U_i, V_i, W) = \left(\frac{u_i}{a}, \frac{v_i}{b}, \frac{w}{h_r} \right), \\ (\alpha_i, \beta_i) &= \left(\frac{h_i}{a}, \frac{h_i}{b} \right), \quad \gamma = \frac{a}{b}, \quad Q_{ij} = \frac{\bar{Q}_{ij}}{Q_{11}}, \\ \bar{G} &= \frac{G_r}{Q_{11}}, \quad \epsilon = \frac{h_r}{h_r}, \quad \delta = \frac{h_1}{h_r}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho_r}{\rho_{11} h_r} = \frac{\rho E}{\rho m}, \\ G_{ij} &= \frac{e_{ij} K_{vfc}}{\sqrt{E_m} Q_{11}}, \quad \tau = \frac{t}{a} \sqrt{\frac{Q_{11}}{\rho_m}}, \quad \bar{I}_i = \frac{I_i}{h_i^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

معادلات حرکت ورق ساندویچی با هسته الکتروئولوژیکی عبارتند از:

δU_1 :

$$\begin{aligned} & 2\alpha_r \bar{G} \frac{d}{d\zeta} W + \bar{G} \delta \alpha_r \frac{d}{d\zeta} W + \bar{G} \epsilon \alpha_r \frac{d}{d\zeta} W - \alpha_1 \frac{d^2}{d\zeta^2} U_1 \\ & - \frac{1}{4} Q_{1r} \alpha_1 \frac{d^2}{d\eta d\zeta} V_1 + \frac{1}{4} S_{r1} \alpha_1 \alpha_r \frac{d^2}{d\tau d\zeta} W \\ & - \frac{1}{4} Q_{r1} \alpha_1 \frac{d^2}{d\eta d\zeta} V_1 + \frac{1}{4} \bar{\rho} \bar{I}_r \alpha_r \alpha_1 \frac{d^2}{d\tau^2 d\zeta} W \\ & + \frac{1}{4} \bar{\rho} \bar{I}_r \alpha_r \alpha_1 \frac{d^2}{d\tau^2 d\zeta} W + \bar{\rho} \bar{I}_r \alpha_r \frac{d^2}{d\tau^2 d\zeta} W \\ & + \alpha_1 \frac{d^2}{d\tau^2} U_1 = 0, \end{aligned} \quad (20)$$

δU_r :

$$\begin{aligned} & -2\alpha_r \bar{G} \frac{d}{d\zeta} W - \bar{G} \epsilon \alpha_r \frac{d}{d\zeta} W - \bar{G} \delta \alpha_r \frac{d}{d\zeta} W - \alpha_r \frac{d^2}{d\zeta^2} U_1 \\ & - \frac{1}{4} Q_{1r} \alpha_r \frac{d^2}{d\eta d\zeta} V_r + \frac{1}{4} S_{r1} \alpha_r \alpha_1 \frac{d^2}{d\tau d\zeta} W \\ & - \frac{1}{4} Q_{r1} \alpha_r \frac{d^2}{d\eta d\zeta} V_r - \frac{1}{4} \bar{\rho} \bar{I}_r \alpha_r \alpha_1 \frac{d^2}{d\tau^2 d\zeta} W \\ & - \frac{1}{4} \bar{\rho} \bar{I}_r \alpha_r \alpha_1 \frac{d^2}{d\tau^2 d\zeta} W - \bar{\rho} \bar{I}_r \alpha_r \frac{d^2}{d\tau^2 d\zeta} W \\ & + \alpha_r \frac{d^2}{d\tau^2} U_1 = 0, \end{aligned} \quad (21)$$

U_{Face} انرژی کرنشی لایه‌های مگنتوستریکتیو است. G_r مدول برشی هسته الکتروئولوژیکی است و در بخش ۱.۳ محاسبه می‌شود. انرژی جنبشی شامل ۳ بخش است:

۱. انرژی جنبشی متناظر با جابجایی داخل صفحه‌ای:

$$K_{Face} = \frac{1}{4} \int_A [\rho_1 h_1 \left(\left(\frac{\partial u_1}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} \right)^2 \right) + \rho_r h_r \left(\left(\frac{\partial u_r}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} \right)^2 \right)] dx dy \quad (12)$$

۲. انرژی جنبشی متناظر با جابجایی عرضی:

$$K_{F\&C} = \frac{1}{4} \int_A [\rho_1 h_1 + \rho_r h_r + \rho_r h_r] \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 dx dy \quad (13)$$

۳. انرژی جنبشی متناظر با چرخش لایه الکتروئولوژیکی:

$$K_{ER} = \frac{1}{4} \int_A I_r [\dot{\gamma}_{xz}^2 + \dot{\gamma}_{yz}^2] dx dy \quad (14)$$

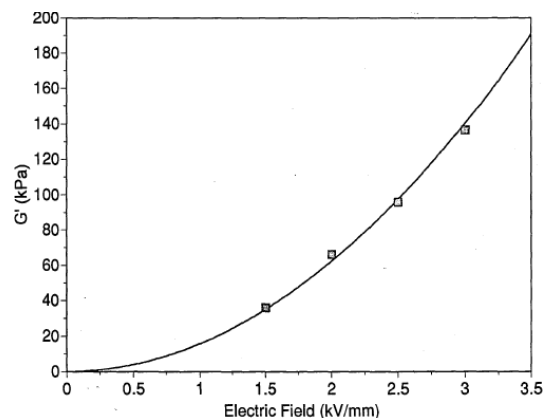
۱.۳ مدل‌سازی خواص سیال الکتروئولوژیکی

مدل پلاستیک بینگهام اغلب تعریف دقیق و کاملی را از رفتار مواد الکتروئولوژیکی ارائه می‌کند. بر این اساس مدول برشی مختلط ارائه می‌شود. مدول برشی مختلط به دو قسمت حقیقی و موهومی تقسیم‌بندی می‌شود. برای مواد الکتروئولوژیکی، این خواص وابسته به میدان الکتریکی خارجی است. تابعیت میدان الکتریکی توسط روابط متفاوتی از محققین مختلف ارائه شده است:

در مدل گماتا و فیلیسکو [۱۷] که برگرفته از آزمون‌های تجربی نشان داده‌شده در شکل ۸ است، مدول برشی حقیقی تابعی درجه دوم از میدان الکتریکی است:

$$G' = k E^2, \quad (15)$$

که در آن k یک ثابت است.



شکل ۸: نتایج آزمایشگاهی از تغییرات مدول برشی حقیقی نسبت به میدان الکتریکی [۱۷].

در مدل دان [۷] تنها بخش حقیقی تابعی درجه دوم از میدان الکتریکی است و بخش موهومی مقدار ثابتی دارد.

$$G = G' + iG'' \rightarrow \begin{cases} G' \approx 15000 E^2 \\ G'' \approx 6900 \end{cases} \quad (16)$$

$\delta V_1 :$

$$\begin{aligned} & \int \bar{G} \beta_{\tau} \frac{d}{d\eta} W - \int \bar{G} V_{\tau} + \beta_{\tau} \epsilon G b \frac{d}{d\eta} W + \int \bar{G} V_1 + \delta \beta_{\tau} \bar{G} \frac{d}{d\eta} W - Q_{1\tau} \beta_1 \frac{d^{\tau}}{d\eta d\zeta} U_1 - Q_{2\tau} \beta_1 \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} V_1 + \frac{1}{\gamma} S_{\tau\tau} \beta_1 \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau d\eta} W \\ & + \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_1 \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} W + \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} W + \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} W - \frac{\bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau}}{\gamma} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} V_{\tau} + \frac{\bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau}}{\gamma} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} V_1 + \frac{\alpha_{\tau}}{\gamma} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} V_1 = 0, \quad (22) \end{aligned}$$

$\delta V_{\tau} :$

$$\begin{aligned} & - \int \bar{G} V_1 - \int \bar{G} \beta_{\tau} \frac{d}{d\eta} W - \beta_{\tau} \epsilon \bar{G} \frac{d}{d\eta} W - \delta \beta_{\tau} \bar{G} \frac{d}{d\eta} W + \int \bar{G} V_{\tau} - \frac{1}{\gamma} Q_{1\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta d\zeta} U_1 - \frac{1}{\gamma} Q_{2\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta d\zeta} U_1 - Q_{2\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} V_{\tau} \\ & + \frac{1}{\gamma} S_{\tau\tau} \beta_{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau d\eta} W - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_1 \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} W - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} W - \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} W - \frac{\bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau}}{\gamma} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} V_1 \\ & + \frac{\bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau}}{\gamma} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} V_{\tau} + \frac{\alpha_{\tau}}{\gamma} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} V_{\tau} = 0, \quad (23) \end{aligned}$$

$\delta W :$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\gamma} \alpha_1 S_{\tau 1} \frac{d^{\tau}}{d\tau d\zeta} U_1 - \int \bar{G} \beta_{\tau}^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} W + \alpha_{\tau}^{\tau} \rho \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} W - \int \bar{G} \alpha_{\tau}^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\zeta^{\tau}} W + \alpha_{\tau} \alpha_1 \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} W + \alpha_{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau}} W + \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\zeta^{\tau}} W + \bar{I}_1 \alpha_1^{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\zeta^{\tau}} W \\ & - \int \bar{G} \beta_{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} W - \int \bar{G} \alpha_{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\zeta^{\tau}} W - \int \bar{G} \beta_{\tau} \beta_1 \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} W - \int \bar{G} \alpha_{\tau} \alpha_1 \frac{d^{\tau}}{d\zeta^{\tau}} W - \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\zeta^{\tau}} W - \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} V_1 \\ & + \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} V_{\tau} + \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau} \alpha_1 \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} V_{\tau} + \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} V_{\tau} - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau} \alpha_1 \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} V_1 - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta} V_1 - \int \bar{G} \frac{d}{d\eta} V_1 \\ & + \int \bar{G} \frac{d}{d\eta} V_{\tau} + \bar{I}_1 Q_{2\tau} \alpha_1^{\tau} \beta_1 \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau} d\zeta^{\tau}} W + \bar{I}_1 Q_{1\tau} \alpha_1^{\tau} \beta_1 \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau} d\zeta^{\tau}} W + \bar{I}_{\tau} Q_{1\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau} d\zeta^{\tau}} W + \bar{I}_{\tau} Q_{2\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau} d\zeta^{\tau}} W \\ & - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \alpha_{\tau} \alpha_1 \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\zeta^{\tau}} W - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau} \beta_1 \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta^{\tau}} W - \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau}^{\tau} \delta \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta^{\tau}} W - \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau}^{\tau} \epsilon \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta^{\tau}} W - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau}^{\tau} \delta^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta^{\tau}} W \\ & - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau}^{\tau} \epsilon^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta^{\tau}} W - \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \epsilon \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\zeta^{\tau}} W - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\zeta^{\tau}} W - \frac{1}{\gamma} \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \alpha_1^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\zeta^{\tau}} W - \frac{1}{\gamma} \bar{G} \epsilon \beta_{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} W \\ & - \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \alpha_1 \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\zeta^{\tau}} W - \bar{\rho} \bar{I}_{\tau} \alpha_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau}^{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau^{\tau} d\eta^{\tau}} W - \frac{1}{\gamma} \bar{G} \delta \alpha_1 \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\zeta^{\tau}} W - \frac{1}{\gamma} \bar{G} \delta \beta_1 \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} W - \bar{G} \delta \beta_{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} W - \bar{G} \delta \alpha_{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\zeta^{\tau}} W \\ & - \frac{1}{\gamma} \bar{G} \epsilon \alpha_{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\zeta^{\tau}} W + \bar{I}_{\tau} Q_{2\tau} \beta_{\tau}^{\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} W + \bar{I}_1 Q_{2\tau} \alpha_1^{\tau} \alpha_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\eta^{\tau}} W + \frac{1}{\gamma} \beta_{\tau} S_{\tau 1} \frac{d^{\tau}}{d\tau d\zeta} U_1 + \frac{1}{\gamma} \alpha_1 S_{\tau\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau d\eta} V_1 - \bar{G} \epsilon \frac{d}{d\eta} V_1 - \bar{G} \delta \frac{d}{d\eta} V_1 \\ & + \bar{G} \epsilon \frac{d}{d\eta} V_{\tau} + \frac{1}{\gamma} S_{\tau\tau} \beta_{\tau} \frac{d^{\tau}}{d\tau d\eta} V_{\tau} + \bar{G} \delta \frac{d}{d\eta} V_{\tau} = 0. \quad (24) \end{aligned}$$

دیفرانسیلی، معادلاتی که در هر مرحله به کمک اصل هامیلتون به دست آمده‌اند به شکل زیر بازنویسی می‌شوند [۲۰]:

$$[M]\{\ddot{y}\} + [D]\{\dot{y}\} + [K]\{y\} = 0 \quad (25)$$

که در آن $[M]$ ، $[D]$ و $[K]$ به ترتیب ماتریس‌های مربوط به جرم، میرایی و سختی و $\{y\}$ معرف بردار جابجایی هستند. حل عمومی معادله (۲۵) به صورت زیر است:

$$y = \bar{y} e^{\bar{\omega} t} \quad (26)$$

که در آن $\bar{\omega}$ فرکانس مختلط سیستم است $(\bar{\omega} = \Re(\bar{\omega}) + i\Im(\bar{\omega}))$. با جایگذاری رابطه (۲۶) در معادله (۲۵)، معادلات زیر حاصل می‌شود:

$$\begin{aligned} & ([M]\bar{\omega}^{\tau} + [D]\bar{\omega} + [K])\{\bar{y}\} = 0 \\ & \Rightarrow \bar{\omega}^{\tau} ([M]_b\{y\}_b + [M]_d\{y\}_d) + \bar{\omega} ([D]_b\{y\}_b + [D]_d\{y\}_d) \\ & + ([K]_b\{y\}_b + [K]_d\{y\}_d) = 0, \quad (27) \end{aligned}$$

۴ شکل دهی و حل معادلات

گسسته‌سازی عددی معادلات پاره‌ای وابسته به زمان به دو بخش تقسیم می‌شود، گسسته‌سازی مکانی و گسسته‌سازی زمانی. در گسسته‌سازی مکانی روش‌های بسیاری توسط محققان استفاده می‌شود، که از آن جمله می‌توان به روش‌های تفاضل محدود، اجزای محدود، حجم محدود، طیفی و روش مربعات دیفرانسیل اشاره کرد. از میان این روش‌ها سه روش اول جزء روش‌های مرتبه پایین به حساب می‌آیند، درحالی‌که روش‌های طیفی و مربعات دیفرانسیل به عنوان روش‌های مرتبه بالا شناخته می‌شوند. روش‌های مرتبه پایین برای به دست آوردن دقت کافی در محاسبات نیازمند تعداد گره‌های محاسباتی بسیاری‌اند. این در حالی است که در روش‌های مرتبه بالا، حتی با استفاده از تعداد گره‌های محاسباتی کم نیز، نتایج عددی از دقت خوبی برخوردار است. تفاضل مربعات دیفرانسیلی از جمله روش‌های عددی است که در آن‌ها با استفاده از ضرایب وزنی معادلات دیفرانسیلی حاکم، به دسته‌ای از معادلات جبری مرتبه اول تبدیل می‌شوند. در روش تفاضل مربعات

و معادله شروط مرزی، به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$[B]\{y\} = 0 \Rightarrow [B]_b\{y\}_b + [B]_d\{y\}_d = 0$$

$$\Rightarrow \{y\}_b = -[B]_b^{-1}[B]_d\{y\}_d \quad (28)$$

در معادلات به شکل زیر جایگذاری می‌شود:

$$([M_m]\bar{\omega}^2 + [D_m]\bar{\omega} + [K_m])\{\bar{y}\} = 0$$

$$\Rightarrow [M_m] = [M]_d - [M_m]_b[B]_b^{-1}[B]_d,$$

$$\Rightarrow [D_m] = [D]_d - [D_m]_b[B]_b^{-1}[B]_d,$$

$$\Rightarrow [K_m] = [K]_d - [K_m]_b[B]_b^{-1}[B]_d,$$

برای حل معادله (۲۹)، از رابطه $\{\dot{y}_d\} = \bar{\omega}\{y_d\}$ که با نام متغیر فضای حالت معرفی می‌شود بهره برده و رابطه به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\bar{\omega}[M_m]\{\dot{y}\} + [D_m]\{\dot{y}\} + [K_m]\{y\} = 0 \quad (30)$$

با تقسیم کل عبارت بر $[M_m]$ ، رابطه زیر حاصل می‌شود:

$$\bar{\omega}\{\dot{y}_d\} = -[M_m^{-1}D_m]\{\dot{y}_d\} - [M_m^{-1}K_m]\{y_d\} \quad (31)$$

با استفاده از روابط فوق، معادله فضای حالت به شکل زیر بازنویسی می‌شود:

$$\bar{\omega} \begin{Bmatrix} y_d \\ \dot{y}_d \end{Bmatrix} = [A] \begin{Bmatrix} y_d \\ \dot{y}_d \end{Bmatrix}$$

$$\Rightarrow [A] = \begin{bmatrix} 0 & I \\ -M_m^{-1}K_m & -M_m^{-1}D_m \end{bmatrix}. \quad (32)$$

مقادیر ویژه ماتریس فضای حالت $[A]$ بیانگر فرکانس‌های مختلط سیستم است. اولین گام برای شروع حل به کمک روش تفاضل مربعات دیفرانسیلی استفاده از روابط زیر است:

$$U_1(\zeta, \eta, \tau) = U_1(\zeta, \eta)e^{\omega\tau},$$

$$U_2(\zeta, \eta, \tau) = U_2(\zeta, \eta)e^{\omega\tau},$$

$$V_1(\zeta, \eta, \tau) = V_1(\zeta, \eta)e^{\omega\tau}, \quad (33)$$

$$V_2(\zeta, \eta, \tau) = V_2(\zeta, \eta)e^{\omega\tau},$$

$$W(\zeta, \eta, \tau) = W(\zeta, \eta)e^{\omega\tau},$$

که در آن ω معرف فرکانس بی‌بعد و برابر با $\bar{\omega}a\sqrt{\frac{\rho_m}{E_m}}$ است. با اعمال روابط فوق در مجموعه معادلات حرکت، یک دستگاه معادله حرکت ارتعاشی استاندارد با توجه به توضیحات ذکر شده و شرط مرزی ساده (SSSS)، به شکل زیر حاصل می‌شود:

$$[M]\omega^2\bar{y} + [D]\omega\bar{y} + [K]\bar{y} = 0, \quad (34)$$

$$\omega^2\bar{y} + \frac{[D]}{[M]}\omega\bar{y} + \frac{[K]}{[M]}\bar{y} = 0, \quad (35)$$

$$\omega = -\xi\omega_n \pm \omega_n\sqrt{\xi^2 - 1}. \quad (36)$$

جایی که $\xi = \frac{D}{2\sqrt{KM}}$ را ضریب میرایی و $\omega_n = \sqrt{\frac{K}{M}}$ را فرکانس طبیعی می‌نامند. بر این اساس چهار حالت مختلف ایجاد می‌شود:

۱. اگر $\xi = 0$ آنگاه $\omega = \pm i\omega_n$ و دو ریشه موهومی داریم؛

۲. اگر $0 < \xi < 1$ آنگاه $\omega = -\xi\omega_n \pm i\omega_n\sqrt{1 - \xi^2}$ و دو ریشه مزدوج مختلط حاصل می‌شود؛

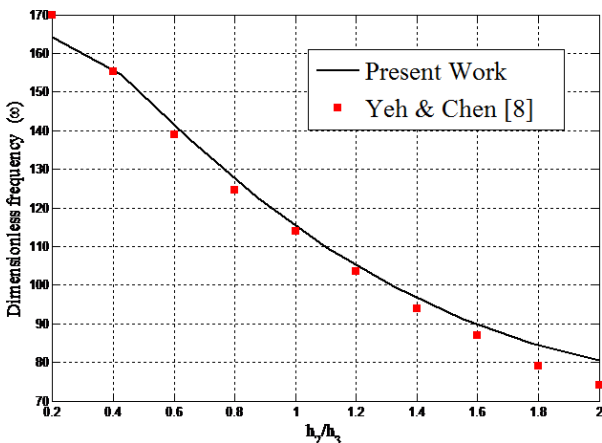
۳. اگر $\xi = 1$ آنگاه $\omega = -\omega_n$ و یک ریشه حقیقی حاصل می‌شود؛

۴. اگر $\xi > 1$ آنگاه $\omega = -\xi\omega_n \pm \omega_n\sqrt{\xi^2 - 1}$ و دو ریشه حقیقی حاصل می‌شود.

بنابراین قسمت حقیقی فرکانس در حالت دوم برابر با $-\xi\omega_n$ و قسمت موهومی آن عبارت $\omega_n\sqrt{1 - \xi^2}$ است.

۵ صحت سنجی

شکل ۹ تغییرات فرکانس بی‌بعد را نسبت به ضخامت هسته به رویه در تحقیق حاضر و مرجع [۸] با یکدیگر مقایسه می‌کند. در مرجع [۸] ارتعاشات یک سازه ساندویچی مورد بررسی قرار گرفته است که در آن سیالی الکترورنولوژیکی در لایه میانی و دو لایه بالا و پایین از جنس آلومینیم انتخاب شده‌اند. با تغییر جنس رویه‌ها در مقاله حاضر و ایجاد شرایط هندسی و مرزی مشابه با مرجع [۸]، در مُد ارتعاشاتی اول و نتایج زیر حاصل شده است. بدین منظور مقادیر فرکانس برای ده نقطه با نسبت ضخامت متفاوت به کمک نرم‌افزار Getdata از شکل ۹ مرجع [۸] استخراج و با مقادیر حاصل از روش تفاضل مربعات مقایسه شده است. بیشترین میزان خطاها در مقایسه دو منحنی مربوط به نقطه پایانی و حدوداً برابر با ۰/۰۷ است، در سایر نقاط خطا مقداری کمتر و در بعضی از نقاط نتایج تقریباً یکسان است.

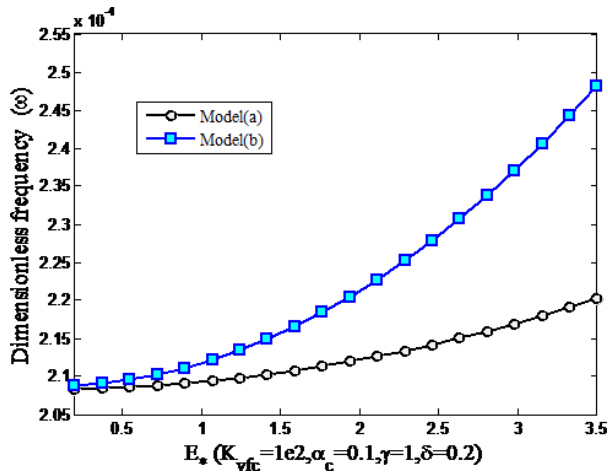


شکل ۹: ارزیابی نتایج به‌دست‌آمده با مرجع [۸].

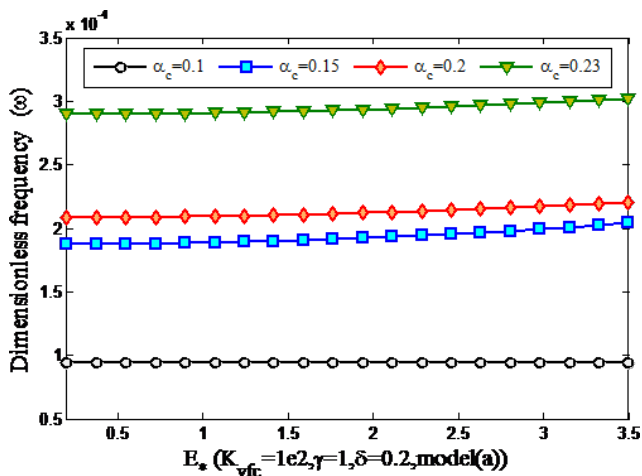
۶ بحث و بررسی نتایج

معادلات حرکت به‌دست‌آمده از بخش قبل به کمک روش تفاضل مربعات دیفرانسیلی حل و فرکانس ارتعاشات ورق ساندویچی از آن استخراج می‌شود. در ادامه تغییرات فرکانس بی‌بعد نسبت به پارامترهای هندسی و میدان الکتریکی و مغناطیسی مورد بررسی قرار می‌گیرد. از آنجاکه رویه‌های ورق ساندویچی از جنس مواد مگنتوستریکتیو (ترفنول-دی) انتخاب شده است خواص در جدول ۱ ارائه شده است:

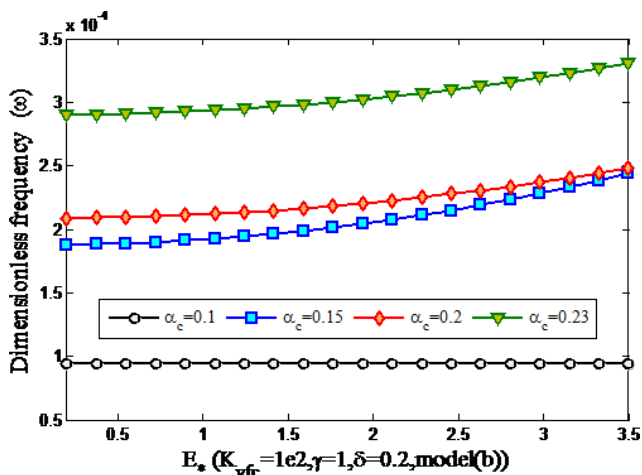
(b) نشان می‌دهد. با مقایسه دو شکل می‌توان نتیجه گرفت که در میدان‌های الکتریکی با شدت پایین، مقادیر فرکانس در دو مدل به یکدیگر نزدیک است، ولی با افزایش میدان الکتریکی، مقادیر فرکانس مدل (b) از ماده (a) فاصله گرفته و شیب منحنی‌ها در آن تندتر از مدل (a) است.



شکل ۱۰: تغییرات فرکانس بی‌بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در دو مدل مختلف.



شکل ۱۱: تغییرات فرکانس بی‌بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در alpha_c های مختلف در مدل (a).



شکل ۱۲: تغییرات فرکانس بی‌بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در alpha_c های مختلف در مدل (b).

جدول ۱: خواص مگنتومکانیکی ترفنول-دی [۱۵].

خواص	E_f (GPa)	ν	ρ_f ($\frac{kg}{m^3}$)	$\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2}$ ($\frac{N}{mA}$)
Terfenol-D	۳۰	۰/۲۵	$9/25 \times 10^3$	۴۴۲/۵۵

این‌گونه می‌توان تصور کرد که سیال الکترورنولوژیکی در بین دوجداره ترفنول-دی محبوس شده است. شدت و ضعف میدان الکتریکی حاکم بر این ساندویچ اثرات مکانیکی جالبی را در پی خواهد داشت. در این بخش برای مدل‌سازی سیال الکترورنولوژیکی از دو مدل زیر استفاده شده است [۸]:

• مدل دان (Model a):

$$G_a \approx (15000 E_*^2) + i(6900)$$

• مدل یالسینتاس (Model b):

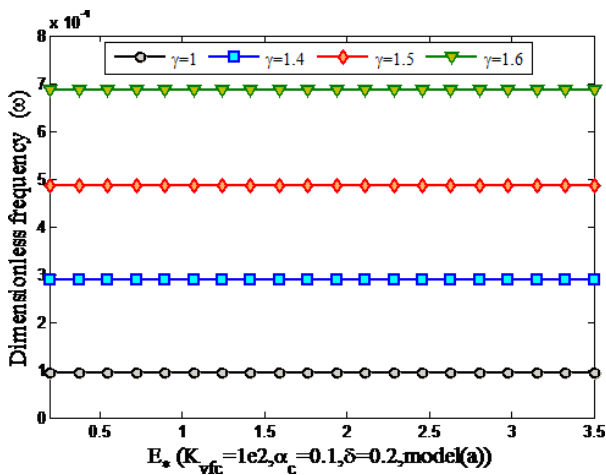
$$G_b = (50000 E_*^2) + i(2600 E_* + 1700)$$

چگالی و نسبت پواسون سیال الکترورنولوژیکی بنا بر مرجع [۸]، برابر برای $\rho = 1700 \frac{kg}{m^3}$ و $\nu = 0/3$ است. از آنجاکه سیال الکترورنولوژیکی بنا بر خواص ذاتی خود، در محدوده معینی از میدان الکتریکی (E_*) عمل می‌کند، این محدوده برای ماده‌ی انتخابی در این بخش با توجه به مرجع [۸] $0/2 \leq E_* (kV/mm) \leq 3/5$ انتخاب شده است. یادآوری می‌شود در این شکل $\epsilon = \frac{h_r}{h_v} = \frac{h_m}{h_c} = \delta$ و $\delta = \frac{h_1}{h_r} = \frac{h_m}{h_c}$ است.

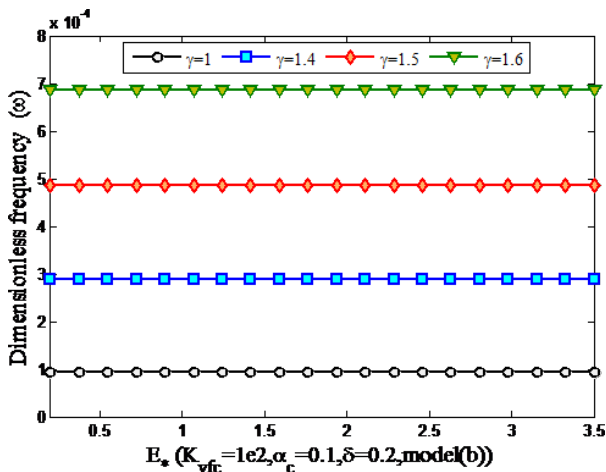
در شکل‌های ۱۰ تا ۱۸ تغییرات فرکانس بی‌بعد ورق ساندویچی نسبت به میدان الکتریکی اعمالی برای پارامترهای مختلف مورد بررسی قرار می‌گیرد. در شکل ۱۰ نتایج دو مدل دان (Model a) و یالسینتاس (Model b) نشان داده شده است. در مدل (b) هر دو بخش حقیقی و موهومی مدول برش نسبت به میدان الکتریکی خارجی، متغیر است. منحنی‌ها در دو مدل مختلف نشان می‌دهد با افزایش شدت میدان الکتریکی فرکانس بی‌بعد ورق ساندویچی افزایش می‌یابد. چنین روندی با نتایج به‌دست‌آمده توسط سایر محققین در این زمینه تطبیق دارد. چراکه با افزایش شدت میدان الکتریکی، مدول برش سیال افزایش‌یافته و لزجت آن دچار تغییر می‌شود، در نتیجه توده‌های داخل سیال، تشکیل زنجیره‌های جامدی را می‌دهند و منجر به تبدیل سیال به ژلی شیبه جامد شده و نهایتاً فرکانس بی‌بعد ورق را افزایش می‌دهند. با توجه به شکل ۱۰ می‌توان دریافت که مقادیر فرکانس بی‌بعد و شیب تغییرات آن در مدل (b) بیشتر از (a) است.

شکل ۱۱ تغییرات فرکانس بی‌بعد ورق را نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در نسبت‌های ضخامت مختلف هسته الکترورنولوژیکی برای مدل (a) نشان می‌دهد. از آنجاکه بازه تغییرات فرکانس بی‌بعد نسبت به میدان الکتریکی در مقابل تغییرات آن نسبت به α_c کوچک است نمایش تغییرات به شکل خط درآمده است. با توجه به شکل، افزایش نسبت ضخامت هسته منجر به افزایش فرکانس می‌شود. البته در ساندویچ حاوی سیال الکترورنولوژیکی این روند منحنی‌ها به دلیل تأثیر میدان الکتریکی بر مقادیر فرکانس در بازه‌های مختلف متغیر است.

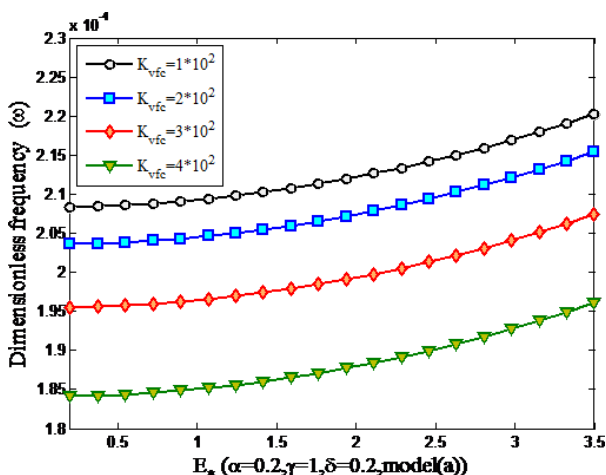
شکل ۱۲ تغییرات فرکانس بی‌بعد ورق را نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در نسبت‌های ضخامت مختلف هسته الکترورنولوژیکی برای مدل



شکل ۱۵: تغییرات فرکانس بی بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در γ های مختلف در مدل (a).



شکل ۱۶: تغییرات فرکانس بی بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در γ های مختلف در مدل (b).

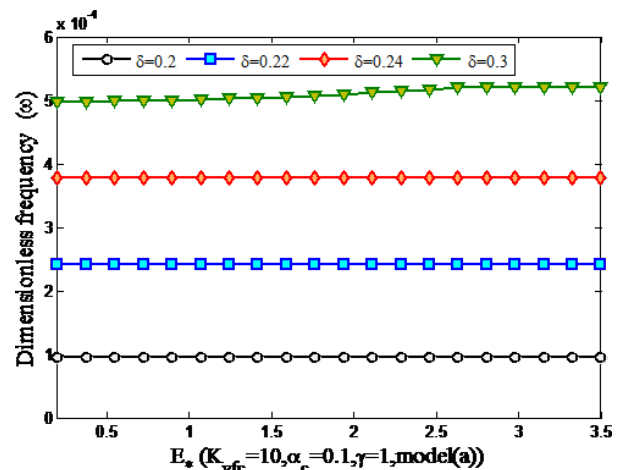


شکل ۱۷: تغییرات فرکانس بی بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در K_{vfc} های مختلف در مدل (a).

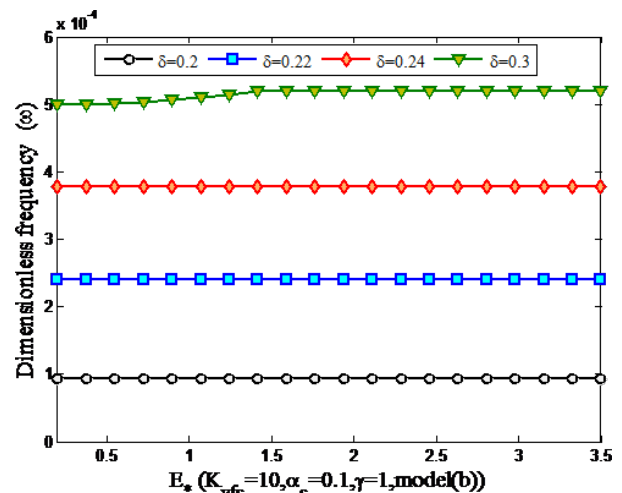
دو شکل ۱۷ و ۱۸ برای چهار مقدار مختلف از پارامتر کنترل پس خورد سرعت ترسیم شده است که میزان اثربخشی آن را بر روی فرکانس بی بعد ورق ساندویچی در حضور میدان الکتریکی اعمالی بر هسته الکترورنولوژیکی نشان می دهد.

شکل های ۱۳ و ۱۴ تغییرات فرکانس بی بعد ورق را نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در نسبت های مختلف ضخامت هسته الکترورنولوژیکی به رویه برای مدل (a) و (b) نشان می دهد. با توجه به شکل، افزایش δ منجر به افزایش فرکانس می شود. با این توصیف افزایش ضخامت هسته الکترورنولوژیکی ($\delta \downarrow$) منجر به کاهش مقدار فرکانس بی بعد ورق می شود. شکل های ۱۵ و ۱۶ تغییرات فرکانس بی بعد ورق را نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در نسبت های جانبی مختلف هسته الکترورنولوژیکی برای مدل های (a) و (b) نشان می دهد. با توجه به شکل، افزایش نسبت جانبی منجر به افزایش فرکانس می شود. برای این پارامتر نیز به دلیل تفاوت در شیب تغییرات فرکانس نسبت به میدان الکتریکی و نسبت جانبی، منحنی ها شکل یک خط نمایش داده می شود.

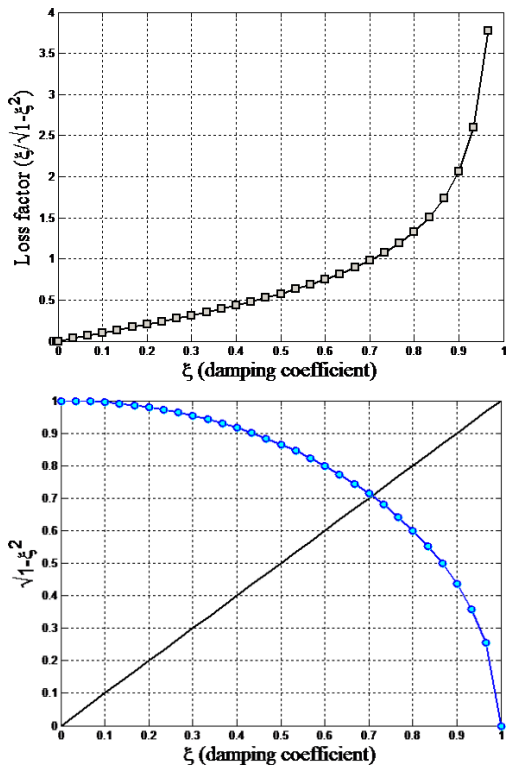
شکل های ۱۷ و ۱۸ تغییرات فرکانس بی بعد ورق را نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در نسبت های مختلف پارامتر کنترل پس خورد سرعت برای مدل های (a) و (b) نشان می دهد. این پارامتر معرف شدت میدان مغناطیسی اعمالی بر رویه های مگنتوستریکتیو است و افزایش آن منجر به کاهش فرکانس بی بعد ورق ساندویچی می شود به طوری که از این پارامتر در جذب ارتعاشات و یا لغو آن می توان بهره برد.



شکل ۱۸: تغییرات فرکانس بی بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در δ های مختلف در مدل (a).



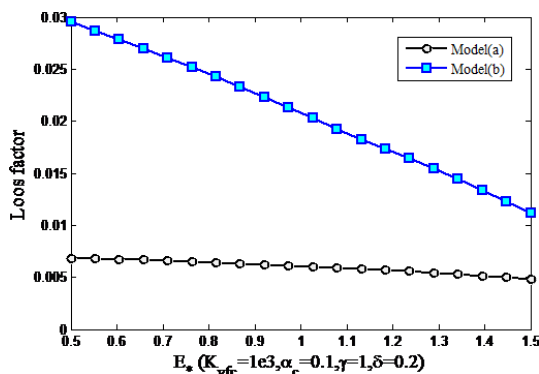
شکل ۱۹: تغییرات فرکانس بی بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در δ های مختلف در مدل (b).



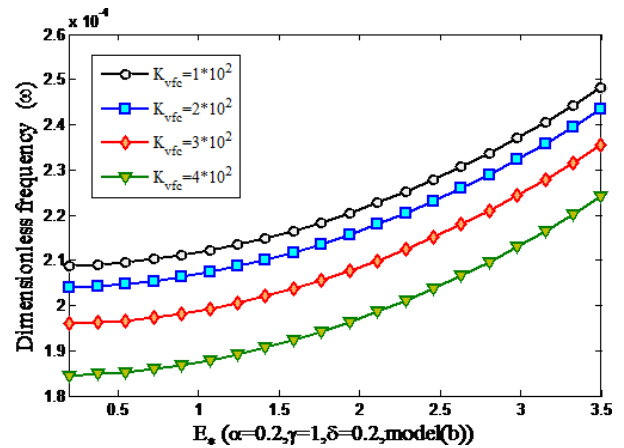
شکل ۱۸: ارتباط بین ضریب اتلاف و ضریب میرایی.

شکل ۲۰ تغییرات ضریب اتلاف را برای دو مدل (a) و (b) از هسته الکترورنولوژیکی با افزایش شدت میدان الکتریکی اعمالی بر آن نشان می‌دهد. شایان ذکر است که در این تحقیق ضریب اتلاف عددی کوچک‌تر از ۰/۴ را به خود اختصاص می‌دهد یعنی طبق نمودارهای فوق $\xi < 0/7$ است. کاهش ضریب اتلاف در نتیجه افزایش شدت میدان الکتریکی نتیجه‌ای بود که انتظار آن از قبل می‌رفت چراکه بر اساس مستندات و نتایجی که در شکل‌های پیشین نیز گرفته شد، با افزایش میدان الکتریکی و در پی آن سخت‌تر شدن سیال الکترورنولوژیکی، فرکانس بی‌بعد ورق ساندویچی افزایش یافته و در همین حین ضریب اتلاف دچار افت می‌شوند. در حقیقت اعمال میدان الکتریکی از اتلاف انرژی در سیال الکترورنولوژیکی می‌کاهد.

مقایسه دو منحنی نشان می‌دهد واکنش سیال الکترورنولوژیکی مدل (b) در برابر تغییرات میدان الکتریکی سریع‌تر از مدل (a) است. هم منحنی تغییرات فرکانس بی‌بعد و هم منحنی تغییرات ضریب اتلاف نسبت به افزایش میدان الکتریکی در مدل (b) دارای شیب تندتری نسبت به مدل (a) است.



شکل ۲۰: تغییر ضریب اتلاف نسبت به میدان الکتریکی اعمالی در دو مدل مختلف.



شکل ۱۹: تغییرات فرکانس بی‌بعد نسبت به شدت میدان الکتریکی اعمالی در K_{vfc} های مختلف در مدل (b).

همان‌طور که پیش‌تر ذکر شد جنس رویه‌ها از نوع مواد مگنتوستریکتیو است و تحت میدان مغناطیسی خارجی عرضی قرار گرفته‌اند. تغییرات میدان مغناطیسی خارجی با استفاده از یک حلقه کنترلی ساده و به کمک پارامتر K_{vfc} تنظیم می‌شود. با تغییر پارامتر کنترل پس‌خورد سرعت، می‌توان فرکانس بی‌بعد ورق را تغییر داد. چنین موادی بیشتر در کاهش و یا لغو ارتعاشات مخرب^۲ در سیستم‌های کنترلی مورد استفاده قرار می‌گیرند. همان‌طور که از شکل پیداست با افزایش پارامتر کنترل پس‌خورد سرعت، فرکانس بی‌بعد ورق کاهش می‌یابد و این کاهش بستگی به مقدار این پارامتر دارد، به‌طوری‌که افت فرکانس بی‌بعد در مقادیر بالای K_{vfc} بسیار سریع و شدید اتفاق می‌افتد. مشاهده می‌شود با افزایش این پارامتر، فرکانس بی‌بعد در هر دو مدل کاهش می‌یابد، همان نتیجه‌ای که پیش از این نیز انتظار آن می‌رفت.

ضریب اتلاف^۳: مدل پلاستیک بینگهام اغلب تعریف دقیق و کاملی را از رفتار مواد الکترورنولوژیکی برای طراحی ارائه می‌کند. در این راستا مدول برشی مختلط (G^*) برای پیش‌بینی رفتار این مواد معرفی می‌شود. مدول برشی مختلط به دو قسمت حقیقی (G') و موهومی (G'') تقسیم‌بندی می‌شود. بخش حقیقی، مدول ذخیره‌ساز و بخش موهومی مدول اتلاف نامیده می‌شود. برای مواد الکترورنولوژیکی این خواص وابسته به میدان الکتریکی خارجی است. برای محاسبه ضریب اتلاف در یک سیستم ارتعاشاتی حاوی سیال الکترورنولوژیکی همچون سیستم ارائه‌شده در این مقاله، قسمت حقیقی و موهومی فرکانس شناسایی‌شده و نسبت زیر تحت عنوان ضریب اتلاف معرفی می‌شود:

$$e^{\omega\tau} \Rightarrow \omega = \Re(\omega) + i\Im(\omega)$$

$$\Rightarrow \text{ضریب اتلاف} = \frac{\Re(\omega)}{\Im(\omega)} = \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}}$$

شکل ۱۹ منحنی تغییرات قسمت حقیقی و موهومی و نسبت بین آنها را که تحت عنوان ضریب اتلاف می‌شناسیم، نسبت به ضریب میرایی ($0 \leq \xi \leq 1$) نشان می‌دهد. از شکل می‌توان نتیجه گرفت وقتی $\xi < 0/7$ آنگاه $1 < (\text{ضریب اتلاف}) < \infty$ ، چراکه در $\xi \approx 0/7$ ، $\xi = \sqrt{1-\xi^2}$ و برای $\xi > 0/7$ ، $\xi > 1$ (ضریب اتلاف) است.

²cancellation or suppression vibration ³loss factor

۷ نتیجه‌گیری

ساختمان. اعمال میدان الکتریکی به‌هنگام بادهای پرسرعت موجب می‌شود تا سیال به حالت شبه جامد درآمده و صلابت ساختمان و تحمل آن را در برابر ناپایداری افزایش دهد، یا می‌توان با حذف میدان الکتریکی در هنگام زلزله، ساختمان را شناور کرد.

مراجع

- [1] Dong, Xufeng, Ou, Jinping, and Guan, Xinchun. Applications of magnetostrictive materials in civil structures: A review. in *The 6th International Workshop on Advanced Smart Materials and Smart Structures Technology*, Dalian, China, 2011.
- [2] Hong, C.C. Transient responses of magnetostrictive plates without shear effects. *International Journal of Engineering Science*, 47(3):355 – 362, 2009.
- [3] Hong, C.C. Transient responses of magnetostrictive plates by using the gdq method. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 29(6):1015 – 1021, 2010.
- [4] Lee, S.J., Reddy, J.N., and Rostam-Abadi, F. Transient analysis of laminated composite plates with embedded smart-material layers. *Finite Elements in Analysis and Design*, 40(5):463 – 483, 2004.
- [5] Seung, Hong Min, Kim, Hoe Woong, and Kim, Yoon Young. Development of an omni-directional shear-horizontal wave magnetostrictive patch transducer for plates. *Ultrasonics*, 53(7):1304 – 1308, 2013.
- [6] Thermal sinusoidal vibration and transient response of magnetostrictive functionally graded material plates without shear effects. *Applications in Mechanical Engineering (RAME)*, 2(1), 2013.
- [7] Don, David L. An investigation of electrorheological material adaptive structures. Master's thesis, Lehigh University, 1993.
- [8] Yeh, Jia-Yi and Chen, Lien-Wen. Vibration of a sandwich plate with a constrained layer and electrorheological fluid core. *Composite Structures*, 65(2):251 – 258, 2004.
- [9] Yeh, Jia-Yi and Chen, Lien-Wen. Dynamic stability of a sandwich plate with a constraining layer and electrorheological fluid core. *Journal of Sound and Vibration*, 285(3):637 – 652, 2005.
- [10] Yeh, Jia-Yi. Vibration analyses of the annular plate with electrorheological fluid damping treatment. *Finite Elements in Analysis and Design*, 43(11):965 – 974, 2007.
- [11] Wei, Kexiang, Meng, Guang, Zhang, Wenming, and Zhou, Shuo. Vibration characteristics of rotating sandwich beams filled with electrorheological fluids. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 18(11):1165–1173, 2007.
- [12] Rezaeepazhand, Jalil and Pahlavan, Lotfollah. Transient response of sandwich beams with electrorheological core. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 20(2):171–179, 2009.
- [13] Ramkumar, K. and Ganesan, N. Vibration and damping of composite sandwich box column with viscoelastic/electrorheological fluid core and performance comparison. *Materials & Design*, 30(8):2981 – 2994, 2009.

در تحقیق حاضر ارتعاشات ورق ساندویچی متشکل از دو رویه و هسته مرکزی مورد بحث و بررسی قرار گرفت. رویه‌های سازه ساندویچی از جنس مواد مگنتوستریکتیو انتخاب شد و در بالا و پایین هسته الکترورنولوژیکی قرار گرفت. به دلیل حساسیت رویه‌ها نسبت به میدان مغناطیسی، پارامتر کنترل پسخورد سرعت، به‌عنوان عامل انتخابی جهت تنظیم فرکانس ارتعاشات معرفی شد. معادلات حرکت ورق ساندویچی به کمک به کمک روابط کرنش-جابجایی برای لایه‌های الاستیک و هسته الکترورنولوژیکی استخراج شدند. سپس دستگاه معادلات استخراجی به روش عددی تفاضل مربعات دیفرانسیلی حل و نتایج به‌دست‌آمده که شامل تغییرات فرکانس ورق ساندویچی تحت تأثیر عوامل متعدد هندسی، محیطی و جنسیتی است در قالب شکل‌ها ارائه شد که مهم‌ترین آنها به شرح زیر است:

- افزایش نسبت ضخامت منجر به افزایش فرکانس بی‌بعد ورق می‌شود.
- در بازه مشخص از میدان الکتریکی، افزایش نسبت جانبی منجر به افزایش فرکانس بی‌بعد ورق می‌شود.
- افزایش پارامتر کنترل پسخورد سرعت منجر به افزایش شدت میدان مغناطیسی شده و نهایتاً منجر به کاهش فرکانس بی‌بعد ورق ساندویچی می‌شود. به‌عبارت‌دیگر با تغییر شدت میدان مغناطیسی اعمالی بر روی این مواد، می‌توان فرکانس ارتعاشات آنها را تنظیم کرد.
- در ورق ساندویچی با هسته الکترورنولوژیکی با افزایش نسبت ضخامت هسته به رویه، فرکانس بی‌بعد ورق کاهش می‌یابد.
- با افزایش شدت میدان الکتریکی فرکانس بی‌بعد ورق ساندویچی با هسته الکترورنولوژیکی در دو مدل دان و یالسنیتاس افزایش می‌یابد. چراکه با افزایش شدت میدان الکتریکی، مدول برش سیال افزایش یافته و لزجت آن دچار تغییر می‌شود، در نتیجه توده‌های داخل سیال تشکیل زنجیره‌های جامدی را می‌دهند و منجر به تبدیل سیال به ژلی شبیه جامد شده و نهایتاً فرکانس بی‌بعد ورق را افزایش می‌دهند.
- حوزه عملکردی مدل یالسنیتاس با توجه به مقادیر میدان الکتریکی از مدل دان در ورق ساندویچی مذکور بیشتر است. با افزایش میدان الکتریکی، مقادیر فرکانس مدل یالسنیتاس از مدل دان فاصله گرفته و شیب منحنی‌ها در آن تندتر از مدل (a) است.
- با افزایش میدان الکتریکی و در پی آن سخت‌تر شدن سیال الکترورنولوژیکی، فرکانس بی‌بعد ورق ساندویچی افزایش یافته و در همین حین ضریب اتلاف دچار افت می‌شوند. در حقیقت اعمال میدان الکتریکی از اتلاف انرژی در سیال الکترورنولوژیکی می‌کاهد.
- ترکیب لایه‌های مگنتوستریکتیو و سیال الکترورنولوژیکی، می‌تواند معرف نسل جدیدی از حسگرهای الکترومغناطیسی باشد. از چنین سازه‌ای می‌توان به‌عنوان هشداردهنده در انواع سیستم‌های مکانیکی و غیره استفاده کرد، به‌گونه‌ای که تغییرات فرکانس ارتعاشات به‌عنوان عامل هشدار و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی پارامترهای تنظیم‌کننده رفع عیب به حساب می‌آیند.
- استفاده از ورق‌های ساندویچی با هسته الکترورنولوژیکی در پی

- studies of electrorheological materials: Moderate frequencies. *Journal of Rheology*, 35(3):399-425, 1991.
- [18] Yalcintas, Melek and Coulter, John P. Electrorheological material based adaptive beams subjected to various boundary conditions. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 6(5):700-717, 1995.
- [19] Jung, W.J., Jeong, W.B., Hong, S.R., and Choi, S.-B. Vibration control of a flexible beam structure using squeeze-mode er mount. *Journal of Sound and Vibration*, 273(1):185 - 199, 2004.
- [20] Shu, Chang. *Differential quadrature and its application in engineering*. Springer, 2000.
- [14] Allahverdizadeh, A., Mahjoob, M.J., Eshraghi, I., and Nasrollahzadeh, N. On the vibration behavior of functionally graded electrorheological sandwich beams. *International Journal of Mechanical Sciences*, 70:130 - 139, 2013.
- [15] Lu, XiaoYan and Li, Hui. Magnetic properties of terfenol-d film on a compliant substrate. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 322(15):2113 - 2116, 2010.
- [16] Reddy, Junuthula Narasimha. *Energy principles and variational methods in applied mechanics*. John Wiley & Sons, 2004.
- [17] Gamota, D. R. and Filisko, F. E. Dynamic mechanical