

حل سه بعدی ارتعاشات آکوستیکی یک پوسته استوانه‌ای در مجاورت یک جریان فروصوت

علی ترکاشوند^۱، محمد بوالحسنی^۲، کامران دانشجو^۳، روح اله طالبی توتی^۴

۱ دانشجوی دکتری، مهندسی مکانیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

۲ دانشجوی کارشناسی ارشد، مهندسی فناوری ماهره، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

۳ استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، kdaneshjo@iust.ac.ir

۴ دانشیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

تاریخ دریافت: ۱۳۹۹/۱۰/۱۶

تاریخ پذیرش: ۱۳۹۹/۱۲/۲۲

چکیده

در این مقاله افت انتقال صوت از یک پوسته استوانه‌ای جدار نازک با طول بی‌نهایت با استفاده از تئوری سه بعدی الاستیسیته مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرد. پوسته بوسیله یک موج صوتی صفحه‌ای تحریک می‌شود درحالی‌که در مجاورت یک جریان خارجی قرار دارد. درگام نخست معادلات حرکت استوانه در سه راستا بدست آمده است. با استفاده از تجزیه هلمهولتز، معادله حرکت را به دو معادله موج مجزا تجزیه کرده و با حل جداگانه هرکدام از این معادلات می‌توان میدان جابجایی و تنش را بدست آورد. این روش رفتار ارتعاشی پوسته‌ها را نسبت به دیگر تئوری‌ها از جمله تئوری کلاسیک و مرتبه اول و سوم برشی، به دلیل در نظر گرفتن اثرات چرخش و برش، دقیق تر توصیف می‌کند. به منظور صحت سنجی، نتایج مطالعه حاضر با نتایج تئوری کلاسیک مقایسه شده است. قابل مشاهده است که نتایج این تحقیق و تئوری کلاسیک با یکدیگر همخوانی خوبی دارند. همچنین تئوری کلاسیک به علت چشم پوشی از اثرات چرخش و برش در فرکانس‌های بالا از دقت خوبی برخوردار نیست. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش ضخامت پوسته، به دلیل افزایش سفتی خمشی پوسته افت انتقال صوت افزایش یافته است. عدد ماخ به علت ایجاد سفتی منفی باعث کاهش افت انتقال صوت در ناحیه سفتی کنترل می‌شود و بالعکس به علت ایجاد دمپینگ در سازه باعث افزایش افت انتقال صوت در ناحیه جرم کنترل می‌شود. علاوه بر این افزایش عدد ماخ منجر به افزایش فرکانس‌های بحرانی و انطباقی می‌گردد.

واژگان کلیدی

تئوری سه بعدی الاستیسیته، افت انتقال صوت، موج صفحه‌ای صوتی، تجزیه هلمهولتز

۱. مقدمه

پوسته‌های استوانه‌ای، سازه‌هایی ساده اما بسیار ارزشمند هستند که به طور وسیع در صنایع مختلف و جنبه‌های گوناگون مهندسی مورد استفاده قرار می‌گیرند. یکی از مهم‌ترین زمینه کاربردی این سازه‌ها صنایع هوافضا می‌باشد، که می‌توان به بدنه هواپیماها و موشک‌ها و راکت‌ها در این زمینه اشاره نمود. در این سازه‌ها، تقابل سازه با سیال، موجب انتقال ناخواسته انرژی به شکل ارتعاشات آکوستیکی از طریق پوسته استوانه‌ای می‌گردد. این انتقال ناخواسته انرژی، می‌تواند باعث آلودگی صوتی در سازه و به دنبال آن منجر به شکست قطعات حساس در سیستم شود. بنابراین، امروزه بخش زیادی از تحقیقات در زمینه علم آکوستیک، در جهت کاهش ورود نویز به سازه‌های استوانه‌ای معطوف گشته است. لذا با توجه به اهمیت بالای انتقال صوت در این سازه‌ها، به‌کارگیری روشی دقیق برای تحلیل این موضوع در سیستم‌های مکانیکی ضروری به‌نظر می‌رسد.

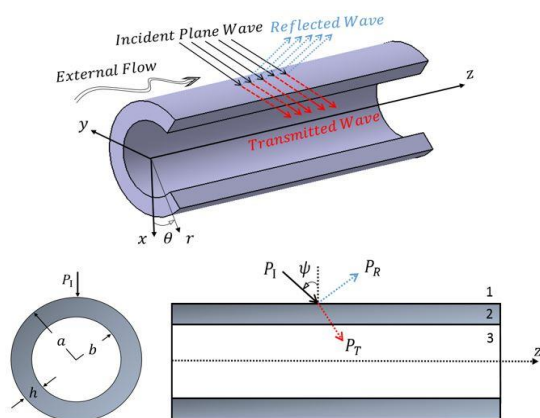
شروع تحقیقات در زمینه افت انتقال صوت پوسته‌های استوانه‌ای به بررسی‌های اسمیت و جانگر در سال ۱۹۵۵ برمی‌گردد. اسمیت رابطه افت انتقال صوت را که معیاری برای مقدار انرژی جذب‌شده توسط پوسته در واحد طول و همچنین فرکانس‌های رینگ و کوپنسیدنس را که در آن‌ها مقادیر افت کمینه می‌باشند، معرفی نمود [۱-۲]. فاکسول و فرانکلین مطالعات انجام‌شده در گذشته را با بررسی ارتعاشات استوانه جدارنازک تقویت شده که در معرض امواج صوت است، ادامه دادند [۳]. رانکل و هارت با نگاهی کاربردی، با توجه به اهمیت امواج صوتی و به‌خصوص نقش مهم اثرات انعکاسی آن در پوسته‌های استوانه‌ای مستغرق در سیال آکوستیک در خصوص زیردریایی‌ها، به تجزیه و تحلیل مقاومت پوسته‌های استوانه‌ای در مقابل اثرات انعکاسی موج پرداختند [۴]. کوال انتقال نویز در کابین هواپیما، تحت شرایط پروازی از روش امپدانس را مورد بررسی قرار داد. نکته قابل‌توجه در کار وی، در نظر گرفتن هم‌زمان جریان سیال در خارج پوسته و فشار سیال در داخل پوسته استوانه‌ای است. وی فرض کرد که یک موج صفحه‌ای مورب به سطح خارجی پوسته استوانه‌ای برخورد می‌کند و سطح داخلی پوسته نیز کاملاً جاذب باشد. مجموع این شرایط سبب شد وضعیت نزدیک‌تری را نسبت به واقعیت برای تحلیل انتقال صوت با دقت بهتر فراهم کند [۵]. چونان مشکل اتلاف انتقال صدا از میان یک پوسته استوانه‌ای سه لایه را

مورد بررسی قرار داد که در معرض امواج آکوستیکی صفحه‌ای داخل شونده قرار داشت. وی تحلیلی ارائه داد که مشخصه‌ی آکوستیکی پوسته‌ها را مورد بررسی قرار می‌دهد که توسط یک موج صفحه‌ای به‌صورت محوری از میان پوسته‌ها حرکت کرده و آن‌ها را تحریک می‌کند. وی مشخصه‌های عایق صدا در این پوسته را مورد بررسی قرار داد [۶-۷]. پس از کوال، بلیس^۱ در مقاله‌ای به بررسی پوسته‌های استوانه‌ای اورتوتروپ و طولی پرداخت و کار کوال را با معرفی دو زاویه مستقل در برخورد موج صفحه‌ای به پوسته استوانه‌ای و به منظور محاسبه ثابت میدان انتشار موج انتقالی^۲ ادامه داد. برای یک موج صفحه‌ای با یک زاویه، تفاوت‌هایی با کار کوال مشاهده شد. همچنین وی اشکال دیگری نیز به کار کوال وارد نمود. برخلاف کار کوال، در حقیقت اثر اورتوتروپ بودن باعث افزایش مقدار افت انتقال صوت در ناحیه جرم کنترل نشده است که این به دلیل خطای عددی وارد شده در کار کوال می‌باشد [۸]. وی همچنین در مطالعه‌ای دیگر کار قبل خود که برای پوسته در حالت دو بعدی انجام گرفته بود را برای پوسته‌های سه‌بعدی تعمیم داد. در این مطالعه پوسته‌های ایزوتروپ، اورتوتروپ تک لایه‌ای و چند لایه‌ای مورد بررسی قرار گرفتند و نتایج حالت سه‌بعدی با نتایج حالت دوبعدی و در پایان نیز با حلی عددی مقایسه شدند. ایشان نشان دادند که برای یک پوسته بزرگ می‌توان از مدل دوبعدی استفاده نمود و اگر فرکانس هم‌زمانی به فرکانس رینگ نزدیک گردد افت انتقال^۳ به مقدار قابل توجهی افزایش می‌یابد. همچنین در فرکانس بالاتر از فرکانس رینگ، با افزایش نسبت اورتوتروپی، افت انتقال کاهش می‌یابد [۹-۱۰]. لیویلانگ تحلیلی ارائه کرد تا انتقال صوت را از میان یک پوسته دوجداره ایزوتروپیک مورد بررسی قرار دهد. او پارامترهای مختلف را تغییر داده تا تحلیل کند که چگونه فضای میان پوسته‌ها و مواد عایق صوت را تحت‌تاثیر قرار می‌دهد [۱۱]. تانگ و همکاران انتقال صوت در پوسته ساندویچی استوانه‌ای با هسته‌ی آرایش لانه زنبوری را بررسی نمودند [۱۲-۱۳]. کیم و همکاران با استفاده از تئوری پوسته کلاسیک و روش آزمایشگاهی، افت انتقال صوت را برای پوسته استوانه‌ای بلند که در معرض یک موج صفحه‌ای مایل قرار گرفته بود، مورد بررسی قرار دادند [۱۴]. دانشجو و همکاران تحقیقات کیم را برای پوسته‌های استوانه‌ای کامپوزیت لایه‌ای ادامه دادند. دانشجو و

فرکانس‌های بالا، برای یافتن معادلات ارتعاشی پوسته از تئوری الاستیسیته سه بعدی استفاده شده‌است. این تئوری، به دلیل مدل کردن بسیار دقیق روابط جابجایی در ضخامت پوسته و لحاظ کردن روابط برشی و چرخش‌ها، نتایج دقیق را ارائه می‌نماید. در این مقاله که حل تحلیلی آن بر اساس معادلات تئوری الاستیسیته است، از حیث حل سه‌بعدی، و در نظر گرفتن روابط برشی، چرخش‌ها و ضخامت استوانه جامع‌تر و کامل‌تر از مطالعات گذشته است. پاسخ ارتعاش آکوستیکی سیستم به تغییر پارامترها، با حل هم‌زمان معادلات پوسته و امواج آکوستیک به دست می‌آید.

۲. مشخصات مدل

همان‌طور که در شکل ۱ قابل مشاهده است، پوسته استوانه‌ای ایزوتروپ با شعاع داخلی b ، شعاع خارجی a و ضخامت دیواره h در معرض یک موج صوتی صفحه‌ای که در صفحه موازی با صفحه $x-z$ انتشار می‌یابد قرار دارد. موج صفحه‌ای به صورت مایل به گونه‌ای به این استوانه نامحدود برخورد نموده که با خط عمود بر محور استوانه زاویه ψ می‌سازد. در نتیجه این برخورد قسمتی از امواج منعکس و قسمتی نیز به داخل پوسته انتقال می‌یابد. دیواره داخلی پوسته کاملاً جاذب بوده و تنها موج به طرف داخل منتشر می‌گردد. همچنین در جداره خارجی پوسته یک جریان یکنواخت با سرعت V در حال عبور است و محیط‌های سیال متفاوت در داخل و خارج پوسته در نظر گرفته شده است.



شکل ۱. پوسته استوانه‌ای (برش خورده) در معرض جریان خارجی و فشارهای صوتی

چگالی و سرعت صوت سیال خارجی و سیال داخلی به ترتیب با $\{\rho_1, c_1\}$ و $\{\rho_3, c_3\}$ نشان داده شده‌اند.

همکاران در ادامه مطالعاتشان، تحولی در بررسی‌های گذشته در زمینه انتقال صوت در پوسته‌های استوانه‌ای ایجاد نمودند. در این مطالعات ایشان اثرات برش عرضی راه، که در گذشته از آن چشم‌پوشی شده بود، در معادلات کامپوزیت با لایه‌های مختلف و در زوایای دلخواه در نظر گرفتند. برای این منظور، تئوری تغییرات برشی مرتبه اول مورد استفاده قرار گرفت. نتایج بدست آمده حاکی از این بود که اثرات برش و چرخش در بررسی افت انتقال صوت در پوسته‌های استوانه‌ای، تنها در فرکانس‌های پایین قابل صرف‌نظر می‌باشند. در حقیقت در فرکانس‌های بالا این اثرات، باعث کاهش مقادیر افت انتقال صوت می‌شوند. بنابراین استفاده از تئوری مرتبه اول برشی به‌خصوص در فرکانس‌های بالا نسبت به تئوری کلاسیک پوسته‌ها، که این اثرات را لحاظ نکرده است، نتایج بهتری را ارائه می‌نماید. در فرکانس‌های بالا با کاهش نسبت شعاع به ضخامت در پوسته‌ها، اثر عامل برشی و چرخشی بسیار اهمیت پیدا می‌کند [۱۵-۱۶]. دانشجو و همکاران در سال ۲۰۰۹ افت انتقال صوت پوسته ارتوتروپ با روش تحلیلی تغییرشکل برشی مرتبه سوم را مورد مطالعه قرار دادند [۱۷]. در ادامه ایشان با استفاده از روش‌های تحلیلی، خواص صوت در پوسته‌های استوانه‌ای تابعی مدرج^۴ را با استفاده از تئوری تغییر شکل‌های برشی مرتبه سوم مورد بررسی قرار دادند [۱۸]. ایشان در سال ۲۰۱۲ یک حل دقیق از انتشار موج تخت هارمونیک در یک سازه ساندویچی دوجداره متخلخل متشکل از پوسته‌های استوانه‌ای کامپوزیتی با لایه متخلخل در چارچوب تئوری کلاسیک مورد مطالعه قرار دادند [۱۹]. در سال ۲۰۱۴ شجاعی‌فرد و همکاران با استفاده از روش تحلیلی اصل همیلتون، افت انتقال صوت در پوسته استوانه‌ای همسانگرد عرضی جدار ضخیم را مورد مطالعه قرار دادند [۲۰]. همچنین در سال ۲۰۱۶ طالبی توتی و همکاران افت انتقال صوت در پوسته استوانه‌ای دوجداره ارتوتروپیک بر مبنای تئوری الاستیسیته را بررسی کردند [۲۱].

نگاهی به تاریخچه فوق نشان می‌دهد که تحقیقات گذشته در زمینه افت انتقال صوت پوسته‌های استوانه‌ای تماماً به صورت دوبعدی بوده است. تئوری سه‌بعدی الاستیسیته یکی از تئوری‌های مهم برای تحلیل پوسته‌ها می‌باشد. در این تئوری از هیچ‌گونه فرض ساده‌کننده‌ای برای بیان تنش‌ها و کرنش‌ها و بدست آوردن معادلات حرکت استفاده نمی‌شود. در این مقاله با توجه به نقش مؤثر روابط برش و چرخش در افت انتقال صوت به‌خصوص در

$$e_{\theta\theta} = \frac{\partial u_{\theta}}{r\partial\theta} + \frac{u_r}{r} \quad (11)$$

$$e_{r\theta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{\theta}}{\partial r} - \frac{u_{\theta}}{r} + \frac{\partial u_r}{r\partial\theta} \right) \quad (12)$$

$$e_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (13)$$

$$e_{\theta z} = \frac{\partial u_{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{r\partial\theta} \quad (14)$$

$$e_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad (15)$$

رابطه تنش قائم با جابجایی باتوجه به قانون هوک و جایگزینی معادلات (۱۰) تا (۱۵) در معادلات (۷) تا (۹) برای سه راستای z, θ, r محاسبه می‌شوند.

$$\sigma_{rr} = \lambda \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_{\theta}}{r\partial\theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_r}{\partial r} \quad (16)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \lambda \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_{\theta}}{r\partial\theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2G \left(\frac{\partial u_{\theta}}{r\partial\theta} + \frac{u_r}{r} \right) \quad (17)$$

$$\sigma_{zz} = \lambda \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_{\theta}}{r\partial\theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (18)$$

با جایگزین کردن معادله (۱۳)، (۱۴) و (۱۵) در معادله (۴) تنش‌های برشی محاسبه می‌شوند.

$$\tau_{r\theta} = G \left(\frac{\partial u_{\theta}}{\partial r} - \frac{u_{\theta}}{r} + \frac{\partial u_r}{r\partial\theta} \right) \quad (19)$$

$$\tau_{\theta z} = G \left(\frac{\partial u_{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{r\partial\theta} \right) \quad (20)$$

$$\tau_{rz} = G \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad (21)$$

با جایگزینی معادلات تنش قائم و تنش برشی در معادلات تعادل (۱)، (۲) و (۳)، معادله حرکت (۲۲) استوانه بدست می‌آید. جایی که ∇^2 اپراتور لاپلاس سه بعدی در مختصات استوانه‌ای و ∇ بردار گرادیان است. μ معادل G و ρ بیانگر چگالی استوانه است.

$$\mu \nabla^2 u + (\lambda + \mu) \nabla(\nabla \times u) = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (22)$$

۳-۲. حل معادله حرکت

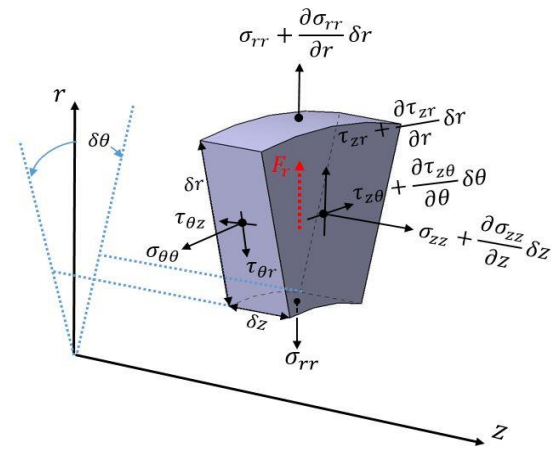
معادلات دیفرانسیل با مشتقات جزئی حرکت را می‌توان با استفاده از توابع پتانسیل چرخش ϕ و برداری H ، حل نمود. u را برابر مجموع گرادیان ϕ و کرل H قرار داده و در معادله موج جایگزین می‌شود. با استفاده از این روش معادله حرکت به دو معادله موج تجزیه می‌شود.

$$u = \nabla\phi + \nabla \times H \quad (23)$$

$$H = H_r \hat{r} + H_{\theta} \hat{\theta} + H_z \hat{z} \quad (24)$$

بعد از قرار دادن معادله (۲۳) در معادله (۲۲) و تفکیک آن، دو معادله زیر نتیجه می‌شود.

$$v_1^2 \nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}, v_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (25)$$



شکل ۲. تنش در مختصات استوانه‌ای

۳. معادلات ارتعاشی حاکم بر پوسته

۳-۱. استخراج معادله حرکت استوانه با تئوری سه‌بعدی الاستیسیته

شکل ۲ یک جزء سه بعدی بسیار کوچک از استوانه را نشان می‌دهد. با استفاده از قانون دوم نیوتن، معادلات تعادل برای سه راستای r - θ - z این المان از استوانه نوشته می‌شود.

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} + \frac{2\tau_{r\theta}}{r} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \frac{\tau_{rz}}{r} = 0 \quad (3)$$

که $\tau_{r\theta} = \tau_{\theta r}$, $\tau_{\theta z} = \tau_{z\theta}$, $\tau_{zr} = \tau_{rz}$ تنش‌های برشی و σ_{rr} , $\sigma_{\theta\theta}$, σ_{zz} تنش‌های نرمال در سه راستا هستند.

$$\tau_{r\theta} = G \times e_{\theta r}, \tau_{\theta z} = G \times e_{z\theta}, \tau_{zr} = G \times e_{rz} \quad (4)$$

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (5)$$

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+2\nu)(1-\nu)} \quad (6)$$

G, E, ν به ترتیب بیانگر ضریب پواسون، مدول یانگ و مدول برشی می‌باشند. رابطه ساختاری بین تنش و کرنش برای مواد همگن و ایزوتروپیک می‌تواند توسط قانون هوک بیان شود. با این تعریف که مواد همگن و ایزوتروپیک، از ویژگی‌های یکسانی در تمام جهات برخوردارند، رابطه تنش و کرنش به صورت زیر است.

$$\sigma_{rr} = \lambda(e_{rr} + e_{\theta\theta} + e_{zz}) + 2Ge_{rr} \quad (7)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \lambda(e_{rr} + e_{\theta\theta} + e_{zz}) + 2Ge_{\theta\theta} \quad (8)$$

$$\sigma_{zz} = \lambda(e_{rr} + e_{\theta\theta} + e_{zz}) + 2Ge_{zz} \quad (9)$$

روابط کرنش و جابجایی نیز به صورت زیر است:

$$e_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r} \quad (10)$$

$$\sigma_{rz}(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{rz}(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (41)$$

$$\sigma_{r\theta}(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{r\theta}(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (42)$$

$\sigma_{rr}(r), \sigma_{r\theta}(r), \sigma_{rz}(r)$ توابعی شعاعی بر حسب تابع بسط هستند.

۳-۳. تشکیل دستگاه معادلات

با توجه به توضیحات بالا، تنش و جابجایی روابطی هستند که بر اساس ضرایبی از معادلات بسط می‌باشند. درحالی که این ضرایب $A_1, B_1, A_2, B_2, A_3, B_3$ مجهول هستند.

$$\{\sigma\} = [T]\{X\} \quad (43)$$

$$\{u\} = [D]\{X\} \quad (44)$$

$$\{X\} = [A_1, B_1, A_2, B_2, A_3, B_3]^T \quad (45)$$

پس می‌توان برای شعاع داخلی و بیرونی رابطه‌ای مانند زیر نوشت.

$$\begin{bmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_z \\ \sigma_{rr} \\ \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{rz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{13} & D_{14} & D_{15} & D_{16} \\ D_{21} & D_{22} & D_{23} & D_{24} & D_{25} & D_{26} \\ D_{31} & D_{32} & D_{33} & D_{34} & D_{35} & D_{36} \\ T_{11} & T_{12} & T_{13} & T_{14} & T_{15} & T_{16} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & T_{24} & T_{25} & T_{26} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & T_{34} & T_{35} & T_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ B_2 \\ A_3 \\ B_3 \end{bmatrix} \quad (46)$$

معادله (۴۶) به صورت ساده‌تری برای شعاع داخلی نوشته می‌شود.

$$\{d\} = [u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz}]^T \quad (47)$$

$$\{d\}_b = [K]_b \{X\}_b \quad (48)$$

$$\{d\}_a = [K]_a \{X\}_a \quad (49)$$

با توجه به اینکه مدل استوانه تک لایه است، پس: $\{X\}_b = \{X\}_a$

$$\{d\}_a = [K]_a [K]_b^{-1} \{d\}_b \quad (50)$$

۴-۳. معادلات سیال

چگالی و سرعت امواج آکوستیکی در محیط خارجی و داخلی پوسته استوانه‌ای به ترتیب $\{c_1, \rho_1\}$ و $\{c_3, \rho_3\}$ در نظر گرفته شده است. فشار در سیال خارج مجموع فشار برخوردی و فشار منعکس شده می‌باشد. بدلیل وجود جریان هوا در محیط سیال خارج، رابطه‌ی امواج آکوستیکی به صورت زیر است [۲۲]:

$$c_1^2 \nabla^2 (P_I^1 + P_R^1) = \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \cdot \nabla \right)^2 (P_I^1 + P_R^1) \Big|_{r=a} \quad (51)$$

$$v_2^2 \nabla^2 H = \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, v_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (26)$$

v_1, v_2 سرعت طولی و عرضی صوت در استوانه می‌باشند. از حل هارمونیک دو معادله (۲۵) و (۲۶)، ϕ و H به صورت زیر بدست می‌آیند.

$$\phi(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} f(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (27)$$

$$H_r(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} g_r(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (28)$$

$$H_\theta(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} g_\theta(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (29)$$

$$H_z(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} g_z(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (30)$$

که در روابط فوق n مربوط به شکل مود استوانه، K_z بیانگر عدد موج در راستای محور طولی استوانه، ω فرکانس زاویه‌ای و t زمان است. $f(r), g_r(r), g_\theta(r), g_z(r)$ توابعی شعاعی بر حسب تابع بسط هستند.

$$f(r) = A_1 J_n(\alpha r) + B_1 Y_n(\alpha r) \quad (31)$$

$$g_z(r) = A_2 J_n(\beta r) + B_2 I_n(\beta r) \quad (32)$$

$$g_r(r) - g_\theta(r) = A_3 J_{n+1}(\beta r) + B_3 Y_{n+1}(\beta r) \quad (33)$$

$$g_r(r) + g_\theta(r) = A_4 J_{n-1}(\beta r) + B_4 Y_{n-1}(\beta r) \quad (34)$$

با این حال، برای ساده‌سازی معادلات تنش و تغییرمکان، از تعاریف زیر استفاده می‌کنیم:

$$2g_1(r) = g_r(r) - g_\theta(r) \quad (35)$$

$$2g_2(r) = g_r(r) + g_\theta(r) \quad (36)$$

با جایگزین کردن معادلات (۲۷) و (۳۰) در معادله (۲۳) میدان جابجایی بدست خواهد آمد که به صورت هارمونیک است.

$$u_r(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} u_r(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (37)$$

$$u_\theta(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} u_\theta(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (38)$$

$$u_z(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} u_z(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (39)$$

$u_r(r), u_\theta(r), u_z(r)$ توابعی شعاعی بر حسب تابع بسط هستند. به همین شیوه باتوجه به رابطه تنش- کرنش و کرنش-جابجایی می‌توان میدان تنش را محاسبه کرد.

$$\sigma_{rr}(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{rr}(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (40)$$

$$\varepsilon_n = \begin{cases} 1 & (n=0) \\ 2 & (n \geq 1) \end{cases} \quad (59)$$

در روابط بالا K_1 عدد موج در سیال متحرک و J_n تابع بسل نوع اول از مرتبه n ، P_0 بزرگی موج برخورد و ω فرکانس زاویه‌ای می‌باشند. عدد موج نیز در یک سیال متحرک به صورت زیر بیان می‌شود [۱۴]:

$$k_1 = \frac{\omega}{c_1} \left(\frac{1}{1 + M \sin(\psi)} \right) \quad (60)$$

که در آن $M = V/c_1$ عدد ماخ برای جریان خارجی است. V نمایانگر سرعت سیال خارجی می‌باشد. به دلیل اینکه امواج گذرا در محیط صوت و در پوسته، ناشی از امواج برخورد گذرا می‌باشند، برای اعداد موج در راستای z در سیستم باید روابط زیر برقرار باشند:

$$k_{3z} = k_{1z} \quad (61)$$

$$k_3 = \frac{\omega}{c_3} \quad (62)$$

$$k_{3t} = \sqrt{k_3^2 - k_{3z}^2} \quad (63)$$

$$k_{3t} = \frac{\omega}{c_3} \left(1 - \frac{(c_3/c_1)^2 \cos^2 \psi}{(1 + M \sin \psi)^2} \right) \quad (64)$$

بدلیل اینکه امواج پیشرو^۵ در محیط آکوستیک و در پوسته، ناشی از امواج برخوردی پیشرو می‌باشند، اعداد موج در راستای z (یا سرعت تریس^۶) بایستی در تمام سیستم برابر گردد. روابط امواج تابیده‌شده از پوسته به طرف خارج و داخل پوسته به صورت زیر قابل نمایش هستند:

$$P_R^1(r, \theta, z, t) = P_r \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n (-i)^n H_n^1(k_{1r}r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_{1z}z)} \quad (65)$$

$$P_T^3(r, \theta, z, t) = P_t \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n (-i)^n H_n^2(k_{3t}r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_{3z}z)} \quad (66)$$

که در آن H_n^1 و H_n^2 توابع هنکل از نوع اول و دوم و برای مرتبه n می‌باشند که به ترتیب بیانگر امواج داخل‌شونده^۷ و امواج خارج‌شونده^۸ هستند.

برای استخراج معادلات ارتعاشات آکوستیکی ابتدا باید معکوس ماتریس T را تعیین کرد و سپس با قراردادن معادلات شرایط مرزی تنش (۵۶) و (۵۷) در رابطه جابجایی و تنش، میدان جابجایی در سطح داخلی و بیرونی برحسب فشار صوت برخوردی را بدست آورد. شرایط مرزی تنش در مسائل مربوط به آکوستیک و افت انتقال صدا در استوانه‌ها بدین‌گونه است که تنش نرمال

که در آن P_1^1 معرف فشار موج برخورد P_R^1 فشار موج منعکس شده می‌باشند. همچنین ∇^2 عامل لاپلاسین در سیستم مختصات استوانه‌ای بوده و با توجه به نامگذاری محورها بر حسب (r, θ, z) مطابق شکل ۱ به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{r \partial r} + \frac{\partial^2}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (52)$$

برای فضای داخلی پوسته نیز معادله امواج آکوستیک به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$c_3^2 \nabla^2 P_T^3 = \frac{\partial^2 P_T^3}{\partial t^2} \Big|_{r=b} \quad (53)$$

که در آن P_T^3 بیانگر موج انتقالی می‌باشد. همچنین رابطه فشار نیز بین تمامی فشارهای مربوط به امواج برخورد، انتقالی و انعکاسی برقرار است.

۳-۵. شرایط مرزی

با استفاده از تعادل نیروها در سطوح داخلی و خارجی پوسته و بازنویسی روابط، معادلات زیر حاصل می‌گردد:

$$\frac{\partial (P_1^1 + P_R^1)}{\partial r} = -\rho_1 \frac{\partial^2 U_r(r, \theta, z, t)}{\partial t^2} \Big|_{r=a} - g_\theta(r) \quad (54)$$

$$\frac{\partial P_T^3}{\partial r} = -\rho_3 \frac{\partial^2 U_r(r, \theta, z, t)}{\partial t^2} \Big|_{r=b} \quad (55)$$

این معادلات مربوط به معادلات اولر بوده و بیانگر این است که شتاب جزئی سیال در مرز پوسته با شتاب ارتعاشی پوسته برابر می‌باشد [۲۳].

شرایط مرزی تنش در سطح بیرونی استوانه

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} + P_1^1 + P_R^1 &= 0, \\ \tau_{r\theta} &= 0, \\ \tau_{rz} &= 0 \end{aligned} \quad (56)$$

شرایط مرزی تنش در سطح داخلی استوانه

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} + P_1^T &= 0, \\ \tau_{r\theta} &= 0, \\ \tau_{rz} &= 0 \end{aligned} \quad (57)$$

۳-۶. معادلات آکوستیک

مطابق شکل ۲، موج صفحه‌ای برخوردی در مختصات استوانه‌ای را می‌توان به صورت زیر نمایش داد [۱۰، ۱۲]:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} + P_1^T &= 0 P_1^T(r, \theta, z, t) \\ &= P_0 \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n (-i)^n J_n(k_{1r}r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_{1z}z)} \end{aligned} \quad (58)$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots \& i = \sqrt{-1}$$

ε_n ضریب نیومن به صورت زیر است:

ناهمسانگرد، کامپوزیت لایه‌ای و حتی مواد تابعی مدرج که در معرض ارتعاشات آکوستیکی می‌باشند به کار روند.

لذا در ابتدا برای نشان دادن صحت مدل، نتایج تحلیل یک پوسته استوانه‌ای جدار نازک با نتایج کار لی و کیم [۱۴]، کوال [۵] که هر یک با تئوری‌های مختلف به حل این مسئله پرداخته‌اند، مقایسه شده است.

در شکل ۴، مقایسه‌ای بین مقادیر افت انتقال صوت حاصل از در نظر گرفتن تئوری سه بعدی الاستیسیته با نتایج تحلیلی لی و کیم برای یک استوانه جدار نازک صورت گرفته است. برای این منظور از حالت خاص ماده ایزوتروپ فولاد، با در نظر گرفتن شعاع 0.1m و ضخامت 1mm از داده‌های مرجع [۱۴] استفاده شده است. در مقایسه با مطالعات انجام شده قبل از کیم، حل وی با فرضیات ساده کننده کمتری همراه است. اما با این حال اندک اختلافی در گستره فرکانسی در مقایسه با حل حاضر دیده می‌شود مخصوصاً در نقاط رزونانس کاملاً تطابق دارند. با بررسی‌های دقیق‌تر به منظور پی بردن به علت اختلاف، مشخص شد که در نتایج کیم به دلیل وارد شدن اشتباهات عددی در روابط مربوط به توان انتقالی با خطا همراه است، که در این بررسی این موارد اصلاح شده‌اند. نقاطی که در آن افت انتقال صوت به شدت پایین آمده مربوط به فرکانس‌های طبیعی است، که در این نقاط فرکانس تحریک برابر فرکانس طبیعی شده و تشدید رخ داده است. شکل ۵ نتایج مقایسه حل حاضر و حل انجام شده توسط کوال [۵] را نشان می‌دهد. برای این منظور از استوانه‌ای ایزوتروپ از جنس آلومینیوم، با داده‌های مرجع [۵] و در نظر گرفتن شعاع 0.1m و ضخامت $1/5\text{mm}$ استفاده شده است.

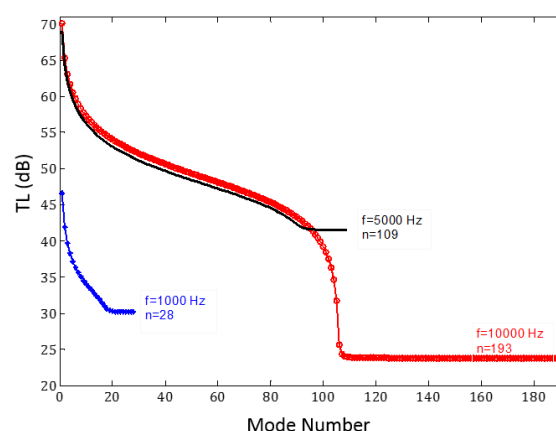
همان‌طور که در شکل قابل ملاحظه است، بین مقادیر افت انتقال صوت در پوسته استوانه‌ای حاصل از دو تئوری، به خصوص در فرکانس‌های پایین در ناحیه سختی کنترل اختلاف وجود دارد که این اختلاف با افزایش فرکانس کاهش یافته است.

بررسی‌های انجام شده درباره این اختلاف حاکی از این است که مدل کوال به دلیل استفاده از تئوری امپدانس و همچنین فرض‌های ساده کننده به کار گرفته، از جمله در نظر گرفتن تنها راستای عرضی برای معادله حرکت و صرف نظر از معادلات در راستاهای دیگر، مقادیری خطا در نتایج وارد نموده است که این موارد در مطالعه حاضر در نظر گرفته شده‌اند. بنابراین نتایج ارائه شده در این بررسی نتایج دقیق‌تری می‌باشند.

شعاعی در سطح برخورد مجهول و تنش برشی صفر می‌باشد. در سطح داخلی تنش نرمال شعاعی از نوع فشار صوت انتقالی و تنش برشی صفر است.

۴. الگوریتم همگرایی

همان‌گونه که در معادلات جابجایی، تنش و روابط فشار صوت مشاهده می‌گردد، پروسه تحلیل به صورت سری‌های بی‌نهایت می‌باشد. به منظور اینکه تعداد مودهای کافی در تحلیل‌ها منظور شود و همچنین تحلیل همگرا گردد از یک الگوریتم همگرایی استفاده می‌شود. زمانی که از تعداد مود کم در محاسبه استفاده گردد، افت انتقال بیش از حد می‌گردد. هرگاه در یک فرکانس مشخصی این الگوریتم همگرا گردد، در تمامی فرکانس‌های زیر آن فرکانس همگرا می‌شود، زیرا تعداد مودهای بالاتری جهت محاسبه ترم ضریب افت انتقال صوت در فرکانس‌های بالاتر نیاز است. بنابراین با لحاظ نمودن ماکزیمم تعداد تکرار، یک پروسه تکراری در هر فرکانس استفاده شده است. حلقه همگرایی تا زمانی که شرط همگرایی برقرار گردد ادامه می‌یابد. هنگامی که ضرایب افت انتقال محاسبه شده در دو محاسبه متوالی دارای درصد خطای کمتر از خطای مجاز باشند، تحلیل همگرایی خاتمه می‌یابد. شکل ۳ نمودار همگرایی برای پوسته استوانه‌ای آلومینیومی با ضخامت $1/5$ میلی‌متر و شعاع متوسط $1/5$ متر را نشان می‌دهد.



شکل ۳. نمودار همگرایی برای پوسته استوانه‌ای به روش الاستیسیته سه بعدی

۵. اعتبار سنجی

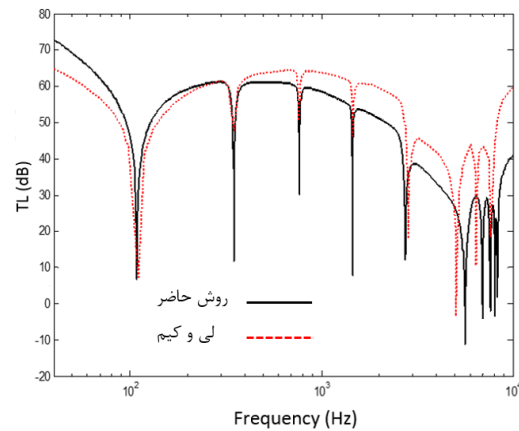
مدل تحلیلی به دست آمده در این مقاله، این قابلیت را دارد که برای طراحی سیستم‌های استوانه‌ای شکل متشکل از مواد

۶. بررسی پارامترهای مختلف بر میزان افت انتقال صوت

در این قسمت به بررسی پارامترهای موجود در معادلات پرداخته شده‌است تا میزان و شدت اثر هر کدام از آنها مورد ارزیابی قرارگیرد.

۶-۱. اثر زاویه برخورد

شکل ۶ افت انتقال صوت استوانه فلزی با شعاع $1/5$ m و ضخامت $1/5$ mm را تحت سه زاویه برخوردی 30° و 45° و 60° درجه را نشان می‌دهد. همان‌گونه که از شکل پیداست، با افزایش زاویه برخورد افت انتقال صوت افزایش یافته‌است. به عبارتی در شکل فوق افت انتقال صوت در زاویه 60° درجه بیشتر از زاویه 30° و 45° درجه است.



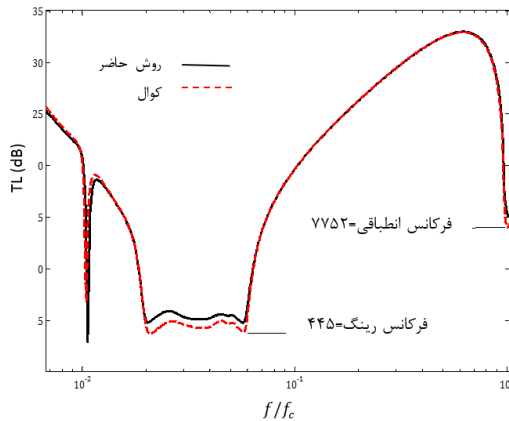
شکل ۴. مقایسه افت انتقال صوت در پوسته استوانه‌ای بین تئوری سه بعدی الاستیسیته و لی و کیم [۱۴]

هرچه زاویه با خط عمود بر محور طولی استوانه کمتر باشد به تبع آن عدد موج طولی k_{1z} کاهش یافته و عدد موج شعاعی k_{1r} و k_{3t} بالا رفته که باعث افزایش موج عبوری و کاهش افت انتقال صدا می‌شود. در ادامه مطالعه، برای بررسی اثرات دیگر پارامترها بر روی افت انتقال صوت، از داده‌های جدول ۱ استفاده شده‌است. سه فرکانس بسیار مهم و مؤثر با نام‌های فرکانس رینگ f_r ، فرکانس شبه انطباقی بحرانی f_c و دیگری فرکانس انطباقی (همزمانی) f_{coin} در مطالعه انتقال صوت اهمیت دارند. فرکانس رینگ، که در حقیقت معرف فرکانسی است که در آن فرکانس طول موج مربوط به موج طولی در ماده با طول موج مربوط به موج محیطی برابر است. در روابط زیر R شعاع متوسط است [۲۴].

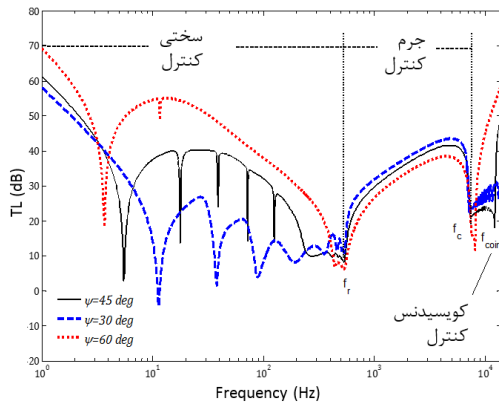
$$f_r = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (۶۷)$$

فرکانس بعدی، فرکانس شبه انطباقی بحرانی می‌باشد. این فرکانس حاصل انطباق فضایی در راستای شعاعی بین بردار موج ناشی از تحریک و عدد موج محیطی پوسته می‌باشد.

$$f_c = \frac{c_1^2(1 + M \sin \psi)^2}{2\pi h} \sqrt{\frac{12\rho(1 - \nu^2)}{E}} \quad (۶۸)$$



شکل ۵. مقایسه افت انتقال صوت در پوسته استوانه‌ای بین تئوری سه بعدی الاستیسیته و تئوری کلاسیک



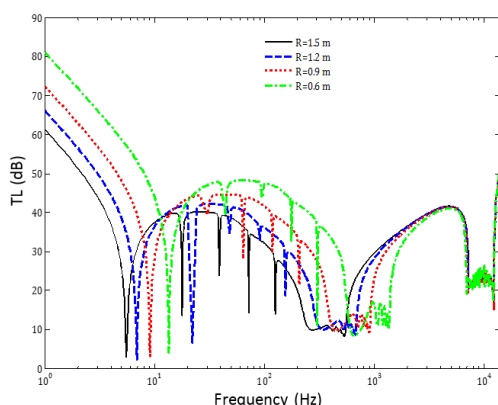
شکل ۶. اثر زاویه برخورد بر افت انتقال صوت پوسته استوانه‌ای

جدول ۱. شرایط محیطی و خواص پوسته برای مقایسه با کار کوال [۵]

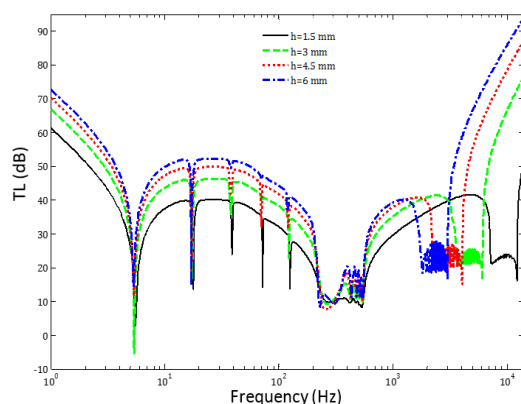
بیرون	داخل	پوسته	ماده و سیال
استوانه	استوانه	آلومینیوم	
هوای	هوای	۲۷۶۰	چگالی kg/m^3
۰.۳۷۹۵	۰.۹۸	۷۲	مدول یانگ GPa
-	-	۰.۳	ضریب پواسون
۲۹۶.۶	۳۲۸.۵	-	سرعت صوت m/s
-	-	۱.۵	شعاع m
-	-	۱.۵	ضخامت mm
-	۴۵		زاویه برخورد degree

۴-۶. اثر تغییر ضخامت

شکل ۹ اثرات تغییر ضخامت پوسته را بر روی افت انتقال صوت نشان می‌دهد. در این حالت شعاع متوسط ۱/۵ متر را ثابت و ضخامت تغییر داده شده‌است. در حالت کلی افزایش ضخامت باعث افزایش افت انتقال صوت در گستره فرکانسی می‌شود چون افزایش ضخامت باعث افزایش نسبت شعاع بیرونی به داخلی استوانه خواهد شد که نسبت مستقیم با افت انتقال صوت دارد.



شکل ۸. تاثیرات شعاع استوانه بر افت انتقال صوت پوسته استوانه‌ای



شکل ۹. تاثیرات تغییر ضخامت استوانه بر افت انتقال صوت پوسته استوانه‌ای

۵-۶. اثر تغییر جنس لوله

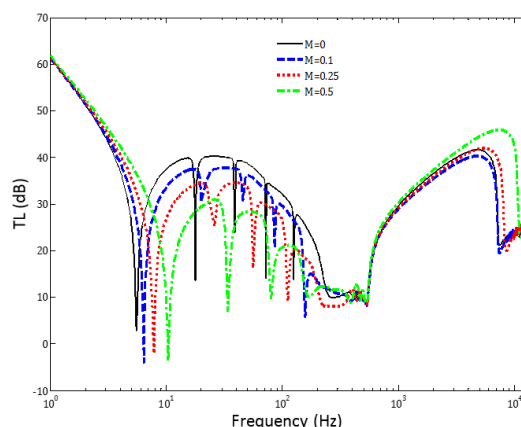
همان‌گونه که از شکل ۱۰ پیداست فولاد در ناحیه سختی کنترل موثرتر از دو فلز برنج و آلومینیم عمل کرده‌است و این تاثیر به علت بزرگتر بودن مدول یانگ فولاد است چون سفتی، عامل کنترل کننده افت انتقال صوت می‌باشد. اما در ناحیه جرم کنترل، برنج موثرتر عمل کرده‌است چون که چگالی آن نسبت به فولاد و آلومینیم بیشتر است. خواص دو فلز فولاد و برنج در جدول ۲ نشان داده شده‌است.

همچنین، اگر سرعت دنبال کردن امواج صوت با سرعت امواج خمش در دیواره پوسته برابر باشد، فرکانس انطباقی، تعیین می‌شود.

$$f_{coin} = \frac{c_1^2(1 + M \sin \psi)^2}{2\pi h \sin^2 \psi} \sqrt{\frac{12\rho(1 - \nu^2)}{E}} \quad (69)$$

۲-۶. اثر عدد ماخ

شکل ۷ اثر تغییرات در جریان خارجی به صورت تغییر در عدد ماخ را نشان می‌دهد. برای این منظور پوسته استوانه‌ای آلومینیومی با شعاع ۱/۵ m و ضخامت ۱/۵ mm در نظر گرفته شده‌است. با توجه به اینکه عدد ماخ به نوعی نماینده سرعت حرکت پوسته در سیال می‌باشد، در حالت $M = 0$ پوسته ساکن در نظر گرفته شده‌است و در $M = 0.5$ پوسته بیشترین سرعت را دارا می‌باشد. همان‌طور که شکل ۷ نشان می‌دهد، افزایش عدد ماخ اثرات نامطلوبی بر میزان افت انتقال صوت در پوسته موردنظر دارد چون اغتشاشات بیرونی مانند نیرویی عمل می‌کند که به استوانه برخورد کرده و باعث می‌شود که صوت بیشتری از آن عبور کند.



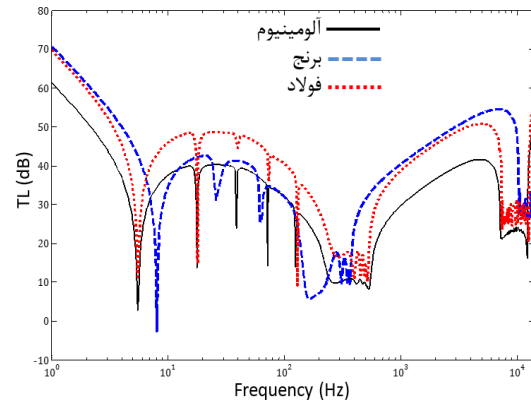
شکل ۷. تاثیرات عدد ماخ بر افت انتقال صوت پوسته استوانه‌ای

۳-۶. اثر تغییر شعاع

شکل ۸ تغییرات افت انتقال صدای استوانه آلومینیومی با ضخامت ثابت و شعاع متغیر را نشان می‌دهد. شکل گویای این مطلب است که هرچه شعاع کوچکتر باشد، در افت انتقال صوت موثرتر است چون کاهش شعاع، افزایش سختی استوانه و صلبیت خمشی ماده را در پی دارد. این تاثیرگذاری در فرکانس‌های پایین و ناحیه سختی کنترل است و افزایش شعاع در فرکانس‌های بالا بر افت صدا تاثیری ندارد به عبارت دیگر تاثیر تغییرات شعاع تا فرکانس رینگ استوانه است و بعد از آن تاثیر چندانی ندارد.

جدول ۲. جنس و خواص پوسته

جنس ماده	چگالی	مدول یانگ	ضریب پواسون
چگالی	kg/m ³	Pa	-
برنج	۷۷۵۰	۱۰ ^{۱۱} × ۱۰,۰۴	۰,۳۷
فولاد	۷۷۵۰	۱۰ ^{۱۱} × ۱,۰۹	۰,۳۰



شکل ۱۰. تاثیرات جنس استوانه بر افت انتقال صوت پوست

۷. نتیجه گیری

در این مقاله، برای نخستین بار، افت انتقال صوت در پوسته‌های استوانه‌ای جدارنازک با استفاده از روشی تحلیلی و به کارگیری تئوری سه بعدی الاستیسیته مورد بررسی قرار گرفته است. پس از اعتبارسنجی مدل ارائه شده و بررسی اثر پارامترهای مختلف روی افت انتقال صوت، نتایج بررسی‌ها به شرح زیر خلاصه می‌گردد:

الف- مقایسه حل سه بعدی با کیم و کوال نشان می‌دهد که حل سه بعدی بکارگرفته شده در این تحقیق از دقت بالایی برخوردار است.

ب- آنالیز حساسیت بر روی پارامترهای مربوط به خواص ماده نشان می‌دهد که مدول الاستیسیته تأثیر زیادی بر افت انتقال صوت پوسته دارد.

ج- افزایش شعاع پوسته استوانه‌ای بدلیل کاهش صلبیت خمشی ماده باعث کاهش میزان افت انتقال صوت سازه می‌گردد.

د- افزایش ضخامت پوسته‌های استوانه‌ای، میزان صوت منتقل شده به داخل پوسته را در پهنای گسترده فرکانسی کاهش می‌دهد و نقش مؤثری در افزایش میزان افت انتقال صوت ایفا می‌نماید. بنابراین در طراحی پوسته‌های استوانه‌ای در معرض امواج صوتی، تا آنجا که محدودیت وزنی سازه اجازه می‌دهد افزایش ضخامت باعث بهبود عملکرد صوتی سازه می‌گردد.

ه- افزایش زاویه برخورد موج صفحه‌ای به پوسته استوانه‌ای، با کاهش عدد موج شعاعی و افزایش عدد موج محوری مربوط به پوسته استوانه‌ای همراه است و در نتیجه آن مقادیر افت انتقال صوت در ناحیه جرم-کنترل افزایش می‌یابد، اما در سایر نواحی فرکانسی این روند بالعکس خواهد بود.

و- در پوسته جدارنازک افزایش چگالی ماده مورد استفاده باعث افزایش افت انتقال صوت در محدوده فرکانسی جرم-کنترل می‌شود.

۸. فهرست علائم

A	شعاع خارجی (m)
B	شعاع داخلی (m)
C	سرعت صوت (m/s)
dB	دسی بل
E	مدول یانگ (Pa)
F	فرکانس (1/s)
G	مدول برشی (Pa)
H	ضخامت (m)
k _z	عدد موج محوری
k _r	عدد موج شعاعی
M	عدد ماخ
N	شماره مد
P	فشار صوت (Pa)
P _{ti}	فشار صوت داخلی (Pa)
P _r	فشار صوت منعکس شده (Pa)
R	شعاع (m)
T	زمان (s)
U	جابجایی (m)

علائم یونانی

σ	تنش نرمال (Pa)
ψ	زاویه برخورد موج (deg)
ε _n	ضریب نیومن
U	ضریب پواسون
ω	سرعت زاویه‌ای (rad/s)
∇ ²	اپراتور لاپلاسین
μ	مدول برشی (Pa)

- [1] P. W. Smith, Sound transmission through thin cylindrical shells, *Journal of Acoustical Society of America*, Vol. 29, pp. 712-729, 1955.
- [2] M. C. Junger, P. W. Smith, The Transmission of sound by spherical shells, *Journal of Acustica*, Vol. 5, pp.47-48 , 1955.
- [3] J. H. Foxwell, R. E. Franklin, The vibrations of a thin-walled stiffened cylinder in an acoustic field, *The Aeronautical Quarterly*, Vol. 12, No. 3, pp.47-64, 1959.
- [4] C. J. Runkle, F. D. Hart, The Radiation Resistance of Cylindrical Shells, NASA: CR-1417, 1969.
- [5] L. R. Koval, Sound transmission into a thin cylindrical shell under flight conditions, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 48, pp. 265-275, 1976.
- [6] S.Chonan, Sound proof Characteristics and the Design of Three-Layered Cylindrical Shells, *nippon kikai gakkai ronbunshu*, Chen, v54, n500, Apr, p874-881, 1988.
- [7] S.Chonan, Acoustic radiation from three-layered cylindrical shell partially exposed in free field, *American society of mechanical engineers, design engineering division (publication)*, DE, v18-3, p277-281, 1989.
- [8] Blaise A, Lesuer C, Gotteland M, Barbe M. On, sound transmission into an orthotropic infinite shell: comparison with Koval's results and understanding of phenomena, *Journal of Sound and Vibration*, 1991; 150:233-43.
- [9] Blaise A, Lesuer C. '3-D' orthotropic multi-layered infinite cylindrical shell, part I: formulation of the problem, *Journal of Sound and Vibration*, 1994; 171(5):651-64.
- [10] Blaise A, Lesuer C. '3-D' orthotropic multi-layered infinite cylindrical shell, part II: validation and numerical exploitation for large structures, *Journal of Sound and Vibration*, 1994; 171(5):665-80.
- [11] Liu, Bilong, Sound transmission through a double walled cylindrical shell, *Proceedings of tenth international congress on sound and vibration*, 2003, p4617-4624
- [12] Y. Y. Tang, R. J. Silcox, J. H. Robinson, Sound transmission through two concentric cylindrical sandwich shells, in the 14th International Modal Analysis Conference, Japan, 1996
- [13] Y. Y. Tang, R. J. Silcox, J. H. Robinson, Sound transmission through a cylindrical sandwich shell with honeycomb core, in the 34th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit, USA, 1996.
- [14] J. H. Lee, J. Kim, Study on sound transmission characteristics of a cylindrical shell using analytical and experimental models, *Applied Acoustics*, Vol. 64, pp. 612-632, 2003.
- [15] K. Daneshjou, A. Nouri, R. Talebitooti, Sound transmission through laminated composite cylindrical shells using analytical model, *Archive of Applied mechanics*, Vol. 77, pp. 363-379, 2006.
- [16] K. Daneshjou, A. Nouri, R. Talebitooti, Analytical model of sound transmission through laminated composite cylindrical shells considering transverse shear deformation, *Applied mathematics and Mechanics*, Vol. 29, pp. 1165-1177, 2008.
- [17] K. Daneshjou, A. Nouri, R. Talebitooti, Analytical model of sound transmission through orthotropic cylindrical shells with subsonic external flow, *Aerospace Science and Technology*, Vol. 13, pp. 18-26, 2009.
- [18] Daneshjou, K., Shokrieh, M.M., Ghorbani Moghaddam, M. and Talebitooti, R., Analytical model of sound transmission through relatively thick FGM cylindrical shells considering third order shear deformation theory, *Composite Structures*, 93 (1), 67-78, 2010.
- [19] Daneshjou, K., Ramezani, H. and Talebitooti, R., Acoustical Modeling of Laminated Composite Cylindrical Double-Walled Shell Lined with Porous Materials, *Latin American Journal of Solids and Structures*, 10 (2), 349-390, 2012.
- [20] M.H. Shojaeifard, R. Talebitooti, R. Ahmadi, M.R. Gheybi, Vibro-acoustic study on transverse-isotropic thick-walled cylindrical shells considering high shear deformation theory using Hamilton principle, *Moades Mechanical Engineering*, Vol. 14, No. 4, pp. 147-157, 2014 (In Persian)
- [21] R. Talebitooti, A. M. Choudari Khameneh, Sound transmission across double-walled orthotropic cylindrical shells under incidence wave with two various angles based on the three-dimensional elasticity theory, *Moades Mechanical Engineering*, Vol. 16, No. 9, pp. 1-11, 2016 (In Persian)
- [22] Daneshjou K, Talebitooti R, Tarkashvand A. Analysis of sound transmission loss through thick-walled cylindrical shell using three-dimensional elasticity theory. *International Journal of Mechanical Sciences*. 2016;106:286-96.
- [23] Talebitooti R, Daneshjou K, Tarkashvand A. Study of imperfect bonding effects on sound transmission loss through functionally graded laminated sandwich cylindrical shells. *International Journal of Mechanical Sciences*. 2017;133:469-83.
- [24] Zhou J, Bhaskar A, Zhang X. The effect of external mean flow on sound transmission through double-walled cylindrical shells lined with poroelastic material, *Journal of Sound and Vibration* (2013), 2014;333:1972-90.

-
- 1 . Blaise
 - 2 . Diffuse field transmission coefficient
 - 3 . Transmission loss (TL)
 - 4 . FGM
 - 5 . Incident traveling wave
 - 6 . Trace velocity
 - 7 . Incoming
 - 8 . Outgoing