

بررسی ارتعاشات آکوستیکی استوانه‌های دو لایه جدار ضخیم با وجود لایه میانی سیال قابل تراکم با استفاده از تئوری سه‌بعدی الاستیسیته

تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۰۵/۱۳

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۰/۰۷/۱۰

علی ترکاشوند^۱، محمد بوالحسنی^۲، کامران دانشجو^{۳*}، مجید قادری^۴، بیژن محمدی^۵

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

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

۳- استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، kjo0@iust.ac.ir

۴- دانشجوی کارشناسی ارشد، مهندسی هوافضا، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

۵- دانشیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

چکیده

ساختارهای دوجداره کاربرد فراوانی در صنایع مختلفی چون هوافضا، دریایی و خودروسازی دارند. در این مقاله به بررسی پدیده انتقال صوت در این سازه‌ها پرداخته می‌شود. به دلیل تأثیرگذاری پارامترهای چرخش و برش با افزایش ضخامت پوسته استوانه‌ای، از روش تئوری سه‌بعدی الاستیسیته بر پایه نیوتنی استفاده می‌شود. برای حل معادله حرکت استوانه، فرض می‌شود که میدان جابه‌جایی مجموع گرادیان یک میدان پتانسیل اسکالر و کرل یک میدان پتانسیل برداری است. در نتیجه معادله حرکت پوسته به دو معادله موج مجزا تبدیل می‌شود که با حل آن‌ها میدان جابه‌جایی به دست می‌آید. برای اطمینان از معادله‌های به دست آمده، نتایج حاضر با نتایج دیگر محققان در این زمینه که با تئوری‌های دیگر چون کلاسیک حاصل شده‌اند، مقایسه می‌شود. در پایان، تأثیر پارامترهای مختلفی چون خصوصیات و ضخامت لایه سیال، عددماخ و جنس استوانه‌ها بررسی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که در سازه‌های دوجداره با لایه میانی سیال، مقاومت صوتی (حاصل ضرب سرعت صوت در چگالی) سیال عامل اصلی و تأثیرگذار در کنترل صوت است. هر سیالی که مقاومت صوتی بیشتری داشته باشد، در کنترل صوت بهتر رفتار می‌کند و افت انتقال صوت را بهبود می‌بخشد.

واژه‌های کلیدی: ساختارهای دوجداره، شکاف هوا، تئوری سه‌بعدی الاستیسیته، افت انتقال صوت

Three-dimensional elasticity solution for vibro-acoustic behavior of cylinder in the presence of subsonic flow

Ali. Tarkashvand¹, Mohammad. Bolhasani², Kamran. Daneshjou^{3*}, Majid Ghaderi⁴, Bijan Mohammadi⁵

1- Ph.D. Student, Mechanical Engineering Department, Iran University of Science & Technology, Tehran

2- M.Sc. Student, School of Advanced Technologies, Iran University of Science & Technology, Tehran

3- Professor, Mechanical Engineering Department, Iran University of Science & Technology, Tehran

4- M.Sc. Student, Mechanical Engineering Department, Iran University of Science & Technology, Tehran

5- Associate Professor, Mechanical Engineering Department, Iran University of Science & Technology, Tehran

* P.O.B. 16846-13114 Tehran, Iran, kjo0@iust.ac.ir

Abstract

Double-walled structures are widely used in various industries such as aerospace, marine, and automotive. Therefore, in this paper, the sound transmission in these structures is investigated. Due to the influence of rotation and shear parameters by increasing the thickness of the cylindrical shell, the Newton-based three-dimensional theory of elasticity is used. In order to solve the governing equation of motion for a cylinder, it is assumed that the displacement field is the sum of the gradients of a scalar potential field and the curl of a vector potential field. As a result, the shell motion equation becomes two separate wave equations, which solve the displacement field. To confirm the obtained equations, the present results are compared with the results of other researchers in this field that have been obtained with other theories such as classical shell theory. Finally, the effect of various parameters such as properties and thickness of the fluid layer, Mach number and material of the cylinders are investigated. The results show that in double-walled structures with the air gap, the acoustic impedance (the speed of sound multiplied by density) of the fluid is the main and effective factor in sound control. Any fluid with more Acoustic impedance behaves better in sound control and improves sound transmission loss.

Keywords: Double-walled structures, Air gap, Three-dimensional theory of elasticity, Sound transmission loss

۷

سال ۱۰- شماره ۲

پاییز و زمستان ۱۴۰۰

نشریه علمی دانش و

فناوری هوا فضا



بررسی ارتعاشات آکوستیکی استوانه‌های دو لایه جدار ضخیم با وجود لایه میانی سیال قابل تراکم با استفاده از تئوری سه‌بعدی الاستیسیته

۱. مقدمه

پوسته‌های چندلایه به‌طور گسترده در صنایع مختلفی مانند خودروسازی، هوافضا و سازه‌های دریایی استفاده می‌شوند. این سازه‌ها اغلب در جایی که تراکنش صوت سازه و سیال وجود دارد به‌کار می‌روند. برای مثال می‌توان به جداره موتور جت، بدنه خودرو و قطار و سازه بدنه زیردریایی اشاره کرد. این سازه‌ها می‌توانند به‌طور مؤثری افت انتقال صوت^۱ (TL) را در مقایسه با سازه‌های تک لایه به دلیل عایق صوتی مؤثر خود، افزایش دهند. افت انتقال صوت از پوسته‌های چندلایه در بسیاری از تحقیقات علمی بررسی شده است. به‌عنوان نمونه، در طول دهه‌های گذشته، انتقال صوت از سازه‌های دوجداره که یک شکاف هوا^۲ بین در دو لایه مجزا سازه وجود دارد، توسط بسیاری از محققان از زمان ساخت مورد بررسی قرار گرفته است [۱-۶].

برخی از این تحقیقات بر افت انتقال صوت از صفحات دوجداره تمرکز کرده‌اند. به‌عنوان نمونه ایواشیچ و اوتا [۷] روشی کاربردی برای اندازه‌گیری افت انتقال صوت برای یک صفحه دوجداره با شکاف هوا قابل‌استفاده در پانل‌های سبک ارائه دادند. ژین و همکاران [۸] اثرات جریان‌های خارجی روی انتقال صوت در صفحات دولایه ایروالاستیک^۳ را به‌منظور شبیه‌سازی توان نویز انتقالی از پانل‌های بدنه هواپیما که به‌واسطه موتور هواپیما ایجاد می‌شود، بررسی کردند. به‌علاوه، انتقال صوت از یک سازه ساندویچی دولایه با هسته پوروالاستیکی^۴ توسط ژو و همکاران [۹] مورد مطالعه قرار گرفته است. در این مطالعه فرض شده که صفحات در هر دو طرف با سیال احاطه شده‌اند، همچنین به‌منظور مدل‌سازی دقیق‌تر شرایط پروازی واقعی، فرض شده که یک جریان خارجی یکنواخت در یک طرف پانل وجود دارد. همچنین نظریه بایوت^۵ برای مدل‌سازی ماده پروالاستیک استفاده شده

است. آن‌ها نتیجه گرفتند که انحنای صفحات، افت انتقال صوت را در فرکانس‌های پایین به دلیل سختی بالاتر افزایش می‌دهد. در ادامه، مطالعه انتقال صوت در پانل‌های ساندویچی دوجداره با وجود یک شکاف هوایی بین دو لایه نشان می‌دهد که این سازه‌ها پتانسیل زیادی برای کنترل انتقال نویز دارند. همچنین می‌توان افت انتقال صوت را از طریق تغییر پارامترهای مختلف شکاف هوا تغییر داد [۱۰].

دسته دوم تحقیقات به پوسته‌های استوانه‌ای دوجداره اختصاص داده شده است. تانگ و همکاران [۱۱ و ۱۲] افت انتقال صوت از پوسته‌های ساندویچی استوانه‌ای نامحدود تحریک شده توسط یک موج صفحه‌ای مایل با دو زاویه برخورد مختلف را پیش‌بینی کردند. در مطالعه آن‌ها، سیال‌های مختلف در داخل و خارج پوسته در نظر گرفته شده است. به‌علاوه، اثرات جریان هوای خارجی و اختلاف فشار منفی بین سطوح داخلی و خارجی پوسته به‌طور کامل در نظر گرفته شده است.

در ضمن، به‌منظور محاسبه افت انتقال صوت، آن‌ها به ترتیب از تئوری‌های نقدی-بری و مرتبه اول برشی^۶ (FSDT) برای پوسته‌های نازک و ضخیم استفاده کردند. گینت و همکاران [۱۳] دو مدل را در زمینه سیلندرهای کامپوزیت لایه‌ای مقایسه کردند. کامپوزیتی لایه‌ای متقارن

بوده و در آن یک میدان جابه‌جایی در جهت ضخامت تعریف شده است. از طرفی، مدل دوم شامل یک استوانه کامپوزیتی لایه‌ای ضخیم گسسته بود که در آن میدان جابه‌جایی و معادله‌های حرکت برای هر لایه به‌صورت جداگانه شرح داده شدند. علاوه بر این، در مطالعه آن‌ها، میدان جابه‌جایی با نظریه میندلین^۷ محاسبه شد. همچنین، اثرات خمش، برش عرضی، اینرسی چرخشی و زوایای لایه‌ای اورتوتروپیک^۸ در هر لایه در نظر گرفته شده‌اند. پس‌از آن، دانشجو و



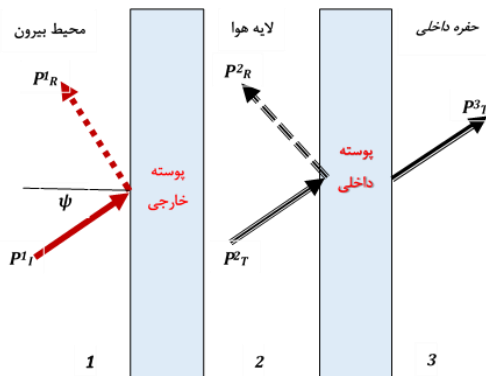
همکاران [۱۴] مدل‌سازی آکوستیکی پوسته استوانه‌ای دوجداره کامپوزیتی لایه‌ای با لایه میانی پروالاستیک، را مورد مطالعه قرار دادند. در مطالعه آن‌ها، تئوری پوسته نازک کلاسیک^۹ (CST) برای مدل کردن پوسته‌های کامپوزیتی لایه‌ای داخلی و خارجی استفاده شده است، درحالی‌که یک مدل سیال معادل برای مدل کردن هسته پروالاستیک استفاده شد. ژو و همکاران [۱۵] در کار دیگری که پیکربندی مشابهی با کار دانشجو و همکاران [۱۴] دارد، اثر جریان خارجی را مورد بررسی قرار دادند. در کار آن‌ها، تئوری پوسته نازک لاو^{۱۰}، برای توصیف حرکت پوسته به کار گرفته شد. ژائو و همکاران [۱۶] مطالعه‌ای تحلیلی بر ارتعاشات و مشخصه‌های آکوستیکی پوسته استوانه‌ای کامپوزیتی ارتوتروپیک نازک تحریک‌شده با یک نیروی متمرکز هارمونیک در محیط‌های مرطوب انجام دادند. اخیراً، اثرات جریان در شکاف هوایی بر انتقال امواج آکوستیکی در پوسته ساندویچی دوجداره با هسته پروالاستیک توسط هی و همکاران [۱۷] و لی و هی [۲۰-۱۸] مورد بررسی قرار گرفته است. معادلات حرکت پوسته با استفاده از نظریه پوسته نازک لاو توصیف شده‌اند و ماده پروالاستیک که به‌عنوان سیال هم‌ارز در نظر گرفته می‌شود، با استفاده از نظریه ساده‌شده بایوت مدل شده است. ابتدا دانشجو و همکاران [۲۱] برای تحلیل افت انتقال صوت از پوسته استوانه‌ای ضخیم از تئوری الاستیسیته سه‌بعدی استفاده کردند. در تحلیل آن‌ها، اثرات جریان خارجی بر انتقال صوت از پوسته استوانه‌ای ضخیم بررسی شد. نتایج آن‌ها نشان می‌دهد که افزایش عدد ماخ جریان خارجی، افت انتقال صوت را در فرکانس‌های بالاتر از فرکانس رزونانس کاهش می‌دهد. در سال‌های اخیر، ترکاشوند و همکاران [۲۲] با استفاده از تئوری الاستیسیته سه‌بعدی رفتار آکوستیکی یک پوسته

استوانه‌ای دولایه غوطه‌ور در سیال تراکم پذیر با هسته ویسکوالاستیک^{۱۱} و تابعی مدرج^{۱۲} را بررسی کردند. افت انتقال صوت از پوسته‌های استوانه‌ای سه جداره ساندویچی در حضور یک جریان خارجی به‌صورت تحلیلی توسط گلزاری و جعفری [۲۳] مورد مطالعه قرار گرفته است. در این مطالعه از تئوری لاو و تئوری ساده‌شده بایوت به ترتیب برای توصیف رفتار ارتعاشی پوسته و انتشار امواج آکوستیکی استفاده شده است. والوانو و همکاران [۲۴ و ۲۵] انتقال صوت از یک پوسته کامپوزیتی چندلایه و ویسکوالاستیک را بررسی کردند. وانگ و همکاران [۲۵] رفتار ارتعاشی-آکوستیکی پوسته‌های استوانه‌ای فولادی دولایه را به‌صورت تحلیلی و آزمایشگاهی مورد مطالعه قرار دادند. در این مطالعه، از روش ماتریس انتقال برای بررسی تحلیلی استفاده شده است؛ همچنین با تحریک فرکانس رفت‌وبرگشت خطی^{۱۳} یا تحریک فرکانس خطی ثابت، یک مدل آزمایشی از پوسته طراحی شد.

مقدمه بالا به‌وضوح نشان می‌دهد که تئوری پوسته کلاسیک و همچنین دیگر تئوری‌های پوسته نازک، که در بیشتر مطالعات به کار گرفته شده‌اند، به‌طور دقیق قادر به مدل کردن رفتار ارتعاشی و آکوستیکی پوسته‌های جدار ضخیم نیستند. بنابراین این تئوری‌ها در تحلیل پوسته‌های جدار ضخیم به‌خصوص در فرکانس‌های بالا که اثرات چرخش و برش بر انتقال صوت قابل نادیده گرفتن نیست، نمی‌توانند استفاده شوند. اما در این مقاله رویکردی متفاوت برای محاسبه افت انتقال صوت از یک پوسته استوانه‌ای جدار ضخیم دولایه با استفاده از تئوری سه‌بعدی الاستیسیته ارائه شده است. تئوری سه‌بعدی الاستیسیته به دلیل نداشتن هیچ‌گونه فرض ساده‌کننده و در نظر گرفتن اثرات چرخش و برش، رفتار پوسته را در فرکانس‌های مختلف به‌خوبی مدل می‌کند. ابتدا روابط بین تنش و کرنش و



در خارج استوانه، شکاف بین دو لایه و حفره داخلی وجود دارد. همچنین جریان خارجی با سرعت v در راستای طول استوانه در حرکت است. سیال به صورت ایده ال فرض شده‌اند و از اثرات لایه مرزی صرف نظر شده است. C_1 ، C_2 و C_3 بیانگر سرعت صوت در سه محیط بیان شده است.



شکل ۲- شماتیک استوانه دولایه با لایه میانی

هوا

۳. معادلات ارتعاشی حاکم بر پوسته

۳-۱. معادله حرکت استوانه

معادله دیفرانسیل با مشتقات جزئی حرکت استوانه را می‌توان با استفاده از توابع پتانسیل ϕ و چرخش 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. برای هر کدام از پوسته‌ها معادله حرکت به شکل زیر است [۲۲]

$$\mu \nabla^2 u + (\lambda + \mu) \nabla(\nabla \cdot u) = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

$$u = \nabla \phi + \nabla \times H \quad (2)$$

$$H = H_r \hat{r} + H_\theta \hat{\theta} + H_z \hat{z} \quad (3)$$

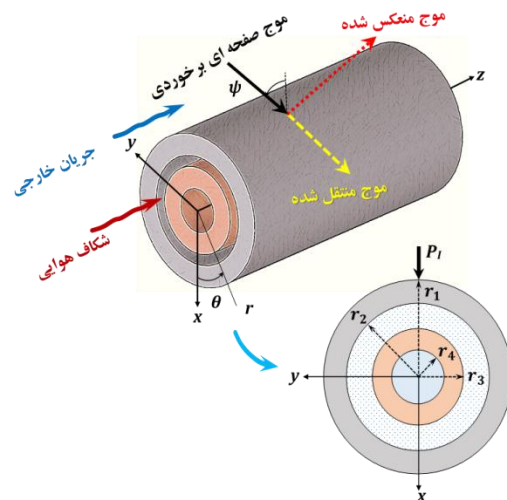
شرایط مرزی برای معادله حرکت، تنش‌ها و جابه‌جایی در سطح داخلی و بیرونی استوانه است. تنش‌های $\sigma_{rr}, \tau_{r\theta}, \tau_{rz}$ در سطح خارجی و داخلی عامل تحریک ارتعاش در استوانه هستند.

معادله (۲) در معادله حرکت استوانه جایگزین

جابه‌جایی‌ها در معادلات دینامیکی پوسته پیاده‌سازی می‌شوند، سپس معادلات حرکت پوسته با استفاده از تئوری الاستیسیته سه‌بعدی به دست می‌آیند. برای حل معادله حرکت، با استفاده از روش انتشار موج در سازه، فرض می‌شود که میدان جابه‌جایی مجموع گرادیان یک میدان پتانسیل اسکالر و کرل یک میدان پتانسیل برداری است. در نهایت افت انتقال صوت از پوسته در مجاورت جریان خارجی به واسطه برخورد موج صوتی صفحه‌ای، محاسبه می‌شود.

۲. توصیف مدل

هندسه پوسته استوانه‌ای دولایه جدار ضخیم با طول نامحدود در مختصات استوانه‌ای با مؤلفه‌های (r, θ, z) در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱- هندسه پوسته استوانه‌ای ضخیم دوجداره و مؤلفه‌های مختلف موج

این پوسته از دو لایه (دیواره) ایزوتروپیک تشکیل شده است که با یک شکاف هوا از یکدیگر مجزا شده‌اند. شعاع‌های خارجی و داخلی پوسته بیرونی به ترتیب r_1 و r_2 و شعاع‌های خارجی و داخلی پوسته داخلی به ترتیب r_3 و r_4 هستند. سازه مورد نظر توسط یک موج صفحه‌ای مایل که با صفحه زاویه ψ می‌سازد، تحریک می‌شود. همچنین سیالی با چگالی ρ_1, ρ_2 و ρ_3 به ترتیب



۳-۲. حل معادلات موج

در این بخش به حل معادله‌های (۸) و (۱۰) پرداخته می‌شود. با حل این دو معادله میدان جابه‌جایی و تنش در استوانه جدار ضخیم به دست می‌آید. برای حل معادله‌های موج، ϕ و H را هارمونیک و به صورت زیر در نظر گرفته می‌شوند [۲۱ و ۲۸].

$$\phi(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} f(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (11)$$

$$H_r(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} g_r(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (12)$$

$$H_\theta(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} g_\theta(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (13)$$

$$H_z(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} g_z(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (14)$$

که در روابط بالا n مربوط به شکل مود استوانه، k_z بیانگر عدد موج^{۱۴} در راستای محور طولی استوانه، ω فرکانس زاویه‌ای و t زمان است. در ادامه این بخش ثابت خواهد شد که توابع شعاعی $f(r), g_r(r), g_\theta(r), g_z(r)$ برحسب تابع بسل اصلاح^{۱۵} شده هستند، پس برای حل معادلات از اپراتور بسل استفاده می‌شود.

$$B_{n,x} = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d}{x dx} - \left(\frac{n^2}{x^2} - 1\right) \quad (15)$$

که باید شرایط زیر را اغنا کند.

$$B_{n,ar}[f] = 0 \quad (16)$$

$$B_{n,\beta r}[g_z] = 0 \quad (17)$$

$$B_{n+1,\beta r}[g_r - g_\theta] = 0 \quad (18)$$

$$B_{n-1,\beta r}[g_r + g_\theta] = 0 \quad (19)$$

الف) اعمال شرط $B_{n,ar}[f] = 0$

ابتدا تابع f در معادله (۸) جایگزین می‌شود.

$$v_1^2 \left(\frac{d^2 f(r)}{dr^2} + \frac{df(r)}{r dr} - \left(\frac{n^2}{r^2} + k_z^2 \right) f(r) \right) + \omega^2 f(r) = 0 \quad (20)$$

می‌شود و معادله حرکت استوانه به دو معادله موج مجزا تبدیل می‌شود.

$$\mu \nabla^2 (\nabla \phi + \nabla \times H) + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot (\nabla \phi + \nabla \times H) = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla \phi + \nabla \times H) \quad (4)$$

با بسط معادله بالا:

$$\frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \nabla \phi + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 (\nabla \times H) + \frac{\lambda}{\rho} \nabla \nabla \cdot \nabla \phi + \frac{\mu}{\rho} \nabla \nabla \cdot \nabla \phi = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla \phi + \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla \times H) \quad (5)$$

اکنون دو ترم ϕ و H در معادله (۴) از هم تفکیک می‌شوند.

$$\begin{aligned} & \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \nabla \phi + \frac{\lambda}{\rho} \nabla \nabla \cdot \nabla \phi + \frac{\mu}{\rho} \nabla \nabla \cdot \nabla \phi \\ & + \frac{\lambda}{\rho} \nabla \nabla \cdot (\nabla \times H) + \frac{\mu}{\rho} \nabla \nabla \cdot (\nabla \times H) \\ & + \frac{\mu}{\rho} \nabla \nabla \cdot (\nabla \times H) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla \times H) \end{aligned} \quad (6)$$

پس از ساده‌سازی و چینش دوباره (۶) معادله موج اول حاصل می‌شود:

$$\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (7)$$

اگر $v_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ در نظر گرفته شود، معادله بالا به شکل زیر خواهد شد.

$$v_1^2 \nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (8)$$

برای معادله موج دوم برحسب H را باید به معادله (۵) رجوع کرد. پس از ساده‌سازی و چینش دوباره، معادله موج دوم به دست خواهد آمد:

$$\frac{\mu}{\rho} \nabla^2 H = \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad (9)$$

اگر $v_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ در نظر گرفته شود، معادله بالا به شکل زیر می‌شود.

$$v_2^2 \nabla^2 H = \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad (10)$$

معادله‌های (۱۰) و (۸) اصلاح شده معادله حرکت استوانه هستند که در بخش بعد به حل آن‌ها پرداخته می‌شود. در این معادلات v_1 و v_2 به ترتیب سرعت موج طولی و برشی هستند.



با ساده‌سازی معادله بالا:

$$\frac{d^2 f(r)}{dr^2} + \frac{df(r)}{rdr} - \frac{n^2}{r^2} f(r) + \left(\frac{\omega^2}{v_1^2} - k_z^2\right) f(r) = 0 \quad (21)$$

اگر $\alpha^2 = \left| \frac{\omega^2}{v_1^2} - k_z^2 \right|$ آنگاه:

$$\frac{d^2 f(r)}{dr^2} + \frac{df(r)}{rdr} - \frac{n^2}{r^2} f(r) + \alpha^2 f(r) = 0 \quad (22)$$

معادله فوق را می‌توان این گونه نوشت:

$$\frac{d^2 f(r)}{\alpha^2 dr^2} + \frac{df(r)}{\alpha^2 r dr} - \frac{n^2}{\alpha^2 r^2} f(r) + f(r) = 0 \quad (23)$$

$$\frac{d^2 f(r)}{d(\alpha r)^2} + \frac{df(r)}{\alpha r d(\alpha r)} - \left(\frac{n^2}{\alpha^2 r^2} - 1\right) f(r) = 0 \quad (24)$$

رابطه (24) یک معادله بسل نوع اول است که جواب آن به شکل زیر است که در آن I_n تابع بسل اصلاح‌شده نوع اول و K_n تابع بسل اصلاح‌شده نوع دوم هستند. A_1, B_1 ضرایب توابع بسل و مجهول هستند.

$$f(r) = A_1 I_n(\alpha r) + B_1 K_n(\alpha r) \quad (25)$$

ب) اعمال شرط $B_{n,\beta r}[g_z] = 0$

معادله موج دوم (10) را می‌توان به سه ترم اسکالر H_z, H_r, H_θ تجزیه کرد. برای به دست آوردن H_z می‌توان از شرط (17) استفاده کرد.

$$v_2^2 \nabla^2 H_z = \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (26)$$

ابتدا باید رابطه (14) در معادله (26) قرار داد. با حذف قسمت هارمونیک از دو طرف:

$$\frac{d^2 g_z(r)}{dr^2} + \frac{dg_z(r)}{rdr} - \frac{n^2}{r^2} g_z(r) + g_z(r) \left(\frac{\omega^2}{v_2^2} - k_z^2\right) = 0 \quad (27)$$

سپس رابطه را به شکل معادله دیفرانسیل بسل می‌شود. با قرار دادن $\beta^2 = \left| \frac{\omega^2}{v_2^2} - k_z^2 \right|$ آنگاه:

$$\frac{d^2 g_z(r)}{d(\beta r)^2} + \frac{dg_z(r)}{\beta r d(\beta r)} - \left(\frac{n^2}{(\beta r)^2} - 1\right) g_z(r) = 0 \quad (28)$$

رابطه (28) یک معادله دیفرانسیل نوع دوم

بسل است که با حل آن $g_z(r)$ به دست می‌آید.

A_2, B_2 ضرایب توابع بسل و مجهول‌اند.

$$g_z(r) = A_2 I_n(\beta r) + B_2 K_n(\beta r) \quad (29)$$

ج) اعمال شرط $B_{n+1,\beta r}[g_r - g_\theta] = 0$

با در نظر گرفتن معادله (10) و سپس جایگزین کردن رابطه $H_r(r)$ در آن و حذف قسمت هارمونیک معادله زیر به دست می‌آید.

$$\frac{d^2 g_r(r)}{dr^2} + \frac{dg_r(r)}{rdr} - \frac{n^2}{r^2} g_r(r) + g_r(r) \left(\frac{\omega^2}{v_2^2} - k_z^2\right) = 0 \quad (30)$$

با قرار دادن β و ساده کردن رابطه یک معادله دیفرانسیل جدید ایجاد می‌شود.

$$\frac{d^2 g_r(r)}{d(\beta r)^2} + \frac{dg_r(r)}{\beta r d(\beta r)} - \left(\frac{n^2}{(\beta r)^2} - 1\right) g_r(r) = 0 \quad (31)$$

که این معادله فرم دیگر معادله $B_{n,\beta r}[g_r] = 0$ است پس باید دو معادله زیر را هم پذیرفت.

$$B_{n+1,\beta r}[g_r] = 0 \quad (32)$$

$$B_{n-1,\beta r}[g_r] = 0 \quad (33)$$

د) اعمال شرط $B_{n-1,\beta r}[g_r + g_\theta] = 0$

با جایگزینی $H_r(r)$ در معادله (10) و حذف قسمت هارمونیک مانند بالا:

$$v_2^2 \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{d}{rdr} - \frac{n^2}{r^2} - k_z^2 \right) g_\theta(r) + g_\theta(r) \omega^2 = 0 \quad (34)$$

با اعمال β در رابطه یادشده، معادله بسل جدید زیر ایجاد می‌شود.

$$\frac{d^2 g_\theta(r)}{d(\beta r)^2} + \frac{dg_\theta(r)}{\beta r d(\beta r)} - \left(\frac{n^2}{(\beta r)^2} - 1\right) g_\theta(r) = 0 \quad (35)$$

این معادله می‌تواند شکل دیگر کاربر بسل $B_{n,\beta r}[g_\theta] = 0$ باشد، پس باید روابط زیر هم صادق باشند.

$$B_{n+1,\beta r}[g_\theta] = 0 \quad (36)$$

$$B_{n-1,\beta r}[g_\theta] = 0 \quad (37)$$

در نتیجه کم کردن معادله‌های (32) از (36)



معادله مرتبه سوم بسل به دست می آید.

$$B_{n+1,\beta r}[g_r] - B_{n+1,\beta r}[g_\theta] = 0 \quad (38)$$

$$\Rightarrow B_{n+1,\beta r}[g_r - g_\theta] = 0$$

همچنین برای دو معادله (33) و (37)

$$B_{n-1,\beta r}[g_r] - B_{n-1,\beta r}[g_\theta] = 0 \quad (39)$$

$$\Rightarrow B_{n-1,\beta r}[g_r - g_\theta] = 0$$

با حل معادلات بسل نوع سوم (38) و (39)

توابع $g_r(r), g_\theta(r)$ به دست می آیند.

$$g_r(r) - g_\theta(r) = A_3 I_{n+1}(\beta r) + B_3 K_{n+1}(\beta r) \quad (40)$$

$$g_r(r) + g_\theta(r) = A_4 I_{n-1}(\beta r) + B_4 K_{n-1}(\beta r) \quad (41)$$

ضرایب $A_1, B_1, A_2, B_2, A_3, B_3, A_4, B_4$

و مجهول هستند. برای ساده کردن معادلات

فرض می شود که:

$$2g_1(r) = g_r(r) - g_\theta(r) \quad (42)$$

$$2g_1(r) = g_r(r) + g_\theta(r) \quad (43)$$

۳-۳. میدان جابجایی

میدان جابه جایی به صورت هارمونیک و تابعی

از (r, θ, z, t) تعریف می شود [21]

$$u_r(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} U_r^n(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (44)$$

$$u_\theta(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} U_\theta^n(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (45)$$

$$u_z(r, \theta, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} U_z^n(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (46)$$

از $U_r(r), U_\theta(r), U_z(r)$ توابعی شعاعی از

جنس تابع بسل هستند. برای به دست آوردن

میدان جابه جایی کافی است روابط

$\phi(r), H_r(r), H_\theta(r), H_z(r)$ در معادله حرکت

استوانه قرار داده و مؤلفه های جابه جایی u در سه

راستای (r, θ, z) را به دست آورد.

$$u = \nabla f(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} + \nabla \times (g_r(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \hat{i}_r + g_\theta(r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \hat{i}_\theta + g_z(r) \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \hat{i}_z) \quad (47)$$

با توجه به اینکه کرل H و گرادیان ϕ

$$\nabla \times H = \left(\frac{\partial H_z}{r \partial \theta} - \frac{\partial H_\theta}{\partial z} \right) \hat{i}_r + \left(\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \hat{i}_\theta + \left(\frac{\partial(r H_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{\partial \theta} \right) \hat{i}_z \quad (48)$$

$$\nabla \phi = \frac{\partial \phi}{\partial r} \hat{i}_r + \frac{\partial \phi}{r \partial \theta} \hat{i}_\theta + \frac{\partial \phi}{\partial z} \hat{i}_z \quad (49)$$

آنگاه با ساده کردن و قرار دادن معادله های

(48) و (49) در رابطه (47) مؤلفه های بردار u

به دست خواهند آمد.

$$u_r = (f' + \frac{n}{r} g_z + i g_\theta k_z) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (50)$$

$$u_\theta = (-\frac{n}{r} f - i g_r k_z - g_z') \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (51)$$

$$u_z = (-i k_z f + \frac{g_\theta}{r} + g_\theta' - \frac{n}{r} g_r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (52)$$

در معادله های جابجایی با قرار دادن توابع

$f(r), g_r(r), g_\theta(r), g_z(r)$ میدان جابه جایی

بر حسب مجهولات $A_1, B_1, A_2, B_2, A_3, B_3, A_4, B_4$

حاصل می شوند.

$$u_r(r) = \left\{ I_n'(ar) A_1 + K_n'(ar) B_1 + \left(\frac{n}{r} \right) I_n(\beta r) A_2 + \left(\frac{n}{r} \right) K_n(\beta r) B_2 - i k_{1z} I_{n+1}(\beta r) A_3 - i k_{1z} K_{n+1}(\beta r) B_3 \right\} \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (53)$$

$$u_\theta(r) = \left\{ -\frac{n}{r} I_n(ar) A_1 - \frac{n}{r} K_n(ar) B_1 - I_n'(\beta r) A_2 - K_n'(\beta r) B_2 - i k_{1z} I_{n+1}(\beta r) A_3 - i k_{1z} K_{n+1}(\beta r) B_3 \right\} \sin(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (54)$$

$$u_z(r) = \left\{ -i k_{1z} I_n(ar) A_1 - i k_{1z} K_n(ar) B_1 - \left\{ I_{n+1}'(\beta r) - \frac{n+1}{r} I_{n+1}(\beta r) \right\} A_3 - \left\{ K_{n+1}'(\beta r) - \frac{n+1}{r} K_{n+1}(\beta r) \right\} B_3 \right\} \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (55)$$



(۶۶)

$$P_I^1(r, \theta, z, t) = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n (-i)^n J_n(k_{1r} r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_{1z} z)}$$

$$n = 0, 1, 2 \dots$$

$$k_1 = \frac{\omega}{c_1} \left(\frac{1}{1 + M \sin(\psi)} \right), k_{1r}$$

$$= k_1 \cos(\psi), \quad (۶۷)$$

$$k_{1z} = k_1 \sin(\psi)$$

k_1 بیانگر عدد موج در محیط بیرون است. همچنین k_{1r} و k_{1z} نشان‌دهنده عدد موج شعاعی و طولی هستند. در معادله بالا J_n تابع بسل مرتبه n است.

و ضریب نیومن برابر است با

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & (n = 0) \\ 2 & (n \geq 1) \end{cases} \quad (۶۸)$$

$$P_R^1(r, \theta, z, t) = P_r \sum_{n=0}^{\infty} H_n^2(k_{1r} r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_{1z} z)} \quad (۶۹)$$

در محیط لایه هوا ۲:

(۷۰)

$$P_R^2(r, \theta, z, t) = P_r^2 \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n (-i)^n H_n^1(k_{2r} r) \cos(n\theta) e^{i(\omega t - k_{1z} z)}$$

$$(۷۱)$$

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

که

$$k_2 = \frac{\omega}{c_2}, \quad k_{2r}^2 = k_2^2 - k_{2z}^2 \quad (۷۲)$$

k_2 بیانگر عدد موج در محیط لایه میانی است. همچنین k_{2r} و k_{2z} نشان‌دهنده عدد موج شعاعی و طولی هستند.

در حفره داخلی ۳:

(۷۳)

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

$$k_3 = \frac{\omega}{c_3}, \quad k_{3r}^2 = k_3^2 - k_{3z}^2, \quad (۷۴)$$

k_3 بیانگر عدد موج در حفره داخلی می‌باشد. همچنین k_{3r} و k_{3z} نشان‌دهنده عدد موج شعاعی و طولی هستند. در معادله‌های بالا H_n^1 و H_n^2 توابع هنکل نوع اول و دوم هستند. در این

معادلات میدان تنش در مختصات قطبی

به‌صورت زیر است [۲۵].

$$\sigma_{rr} = \lambda \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \quad (۵۶)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \lambda \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) \quad (۵۷)$$

$$\sigma_{zz} = \lambda \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (۵۸)$$

$$\tau_{r\theta} = \mu \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} + \frac{\partial u_r}{r \partial \theta} \right) \quad (۵۹)$$

$$\tau_{\theta z} = \mu \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{r \partial \theta} \right) \quad (۶۰)$$

$$\tau_{rz} = \mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad (۶۱)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (۶۲)$$

$$\lambda = \frac{Ev}{(1 + 2\nu)(1 - \nu)} \quad (۶۳)$$

اگر میدان جابه‌جایی در معادله‌های (۵۶) - (۶۱) قرار داده شود میدان تنش حاصل خواهد شد.

می‌توان میدان جابه‌جایی و تنش را به‌صورت ماتریسی نوشت.

پاییز و زمستان ۱۴۰۰

نشریه علمی دانش و فناوری هوا فضا

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴

شماره ۲ - ۱۰ - ۱۴



بررسی ارتعاشات آکوستیکی استوانه‌های دو لایه جدار ضخیم با وجود لایه میانی سیال قابل تراکم با استفاده از تئوری سه‌بعدی الاستیسیته

در محیط بیرون ۱ [۲۹]

$$[u] = [D] \times [T]^{-1} \times \begin{bmatrix} -P_T^2 - P_R^2 \\ 0 \\ 0 \\ -P_T^3 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (۸۳)$$

با ترکیب معادله‌های شرایط مرزی اوپلر و دو رابطه (۸۲) و (۸۳) یک دستگاه معادله‌های با ۱۶ معادله و ۱۶ مجهول به دست می‌آید که با حل آن می‌توان $P_R^1, P_R^2, P_T^2, P_T^3$ بر حسب P_0 به دست آورد.

۳-۵. ضریب افت انتقال صوت

ضریب افت انتقال صوت (TL)، نسبت توان موج برخورد به توان موج منتقل شده در طول واحد استوانه است و به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۱]

$$TL = 10 \log_{10} \frac{W^I}{\sum_{n=0}^{\infty} W_n^T} \quad (۸۴)$$

که در آن W^I معرف توان موج منتقل شده در طول واحد استوانه است:

$$W^I = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{2\pi} P_T^3 \frac{\partial}{\partial t} (U_r) * r d\theta \right\} \quad (۸۵)$$

at $r = r_4$

که در آن $\operatorname{Re} \{ \dots \}$ و علامت * به ترتیب قسمت حقیقی و مزدوج عبارت بالا هستند. با قرار دادن $u_r(r)$ و P_T^3 به دست آمده از حل دستگاه در معادله بالا می‌توان W^I را به صورت زیر نوشت:

$$W_n^I = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ P_T^3 H_n^1(k_{3t}r) \cdot (j\omega u_r(r))^* \right\} \times \int_0^{2\pi} \cos^2(n\theta) r d\theta \quad \text{at } r = r_4 \quad (۸۶)$$

$$= \frac{\pi b}{\rho_1 c_1} \times \operatorname{Re} \left\{ P_T^3 H_n^1(k_{3t}r) \cdot (j\omega u_r(r))^* \right\}$$

در جایی که [۱۸ و ۲۱]

$$W^I = \frac{\cos(\psi) P_0^2}{\rho_1 c_1} r \quad \text{at } r = r_1 \quad (۸۷)$$

بخش برای حل مسئله شرایط مرزی چهار نقطه از سازه را باید مدنظر قرار داد. شرایط مرزی تنش در سطح بیرونی استوانه بیرونی:

$$\sigma_{rr} + P_I^1 + P_R^1 = 0, \quad (۷۵)$$

$$\tau_{r\theta} = \tau_{rz} = 0,$$

شرایط مرزی تنش در سطح داخلی استوانه

بیرونی و سطح خارجی استوانه درون:

$$\sigma_{rr} + P_T^2 + P_R^2 = 0, \quad (۷۶)$$

$$\tau_{r\theta} = \tau_{rz} = 0,$$

شرایط مرزی تنش در سطح داخلی استوانه

داخلی:

$$\sigma_{rr} + P_T^3 = 0, \quad (۷۷)$$

$$\tau_{r\theta} = \tau_{rz} = 0,$$

در سطح تماس استوانه و سیال شرایط مرزی

به صورت معادله‌های اوپلر است [۶ و ۲۱]

$$\frac{\partial(P_I^1 + P_R^1)}{\partial r} = -\rho_1 \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \cdot \nabla \right)^2 U_r(r, \theta, z, t) \Big|_{r=r_1} \quad (۷۸)$$

$$\frac{\partial(P_T^2 + P_R^2)}{\partial r} = -\rho_2 \frac{\partial^2 U_r(r, \theta, z, t)}{\partial t^2} \Big|_{r=r_2} \quad (۷۹)$$

$$\frac{\partial(P_I^2 + P_R^2)}{\partial r} = -\rho_2 \frac{\partial^2 U_r(r, \theta, z, t)}{\partial t^2} \Big|_{r=r_3} \quad (۸۰)$$

$$\frac{\partial(P_T^3)}{\partial r} = -\rho_3 \frac{\partial^2 U_r(r, \theta, z, t)}{\partial t^2} \Big|_{r=r_4} \quad (۸۱)$$

برای استخراج معادله‌های ارتعاشات آکوستیکی ابتدا باید معکوس ماتریس T را تعیین کرد، سپس با قرار دادن شرایط مرزی تنش در رابطه جابه‌جایی و تنش میدان جابه‌جایی در سطح داخلی و بیرونی بر حسب فشار صوت برخوردی به دست آورد.

$$[u] = [D] \times [T]^{-1} \times \begin{bmatrix} -P_I^1 - P_R^1 \\ 0 \\ 0 \\ -P_T^2 - P_R^2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (۸۲)$$



با قرار دادن معادله‌های بالا در رابطه (۸۱)

افت انتقال صوت به دست خواهد آمد.

(۸۸)

$$TL = -10 \log_{10} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{Re\{P_T^3 H_n^1(k_{3t} r_4) \cdot (j\omega u_r(r))^*\} \rho_1 c_1 \pi r_4}{r_1 \epsilon_n P_0^2 (1 + M_o \sin(\psi))}$$

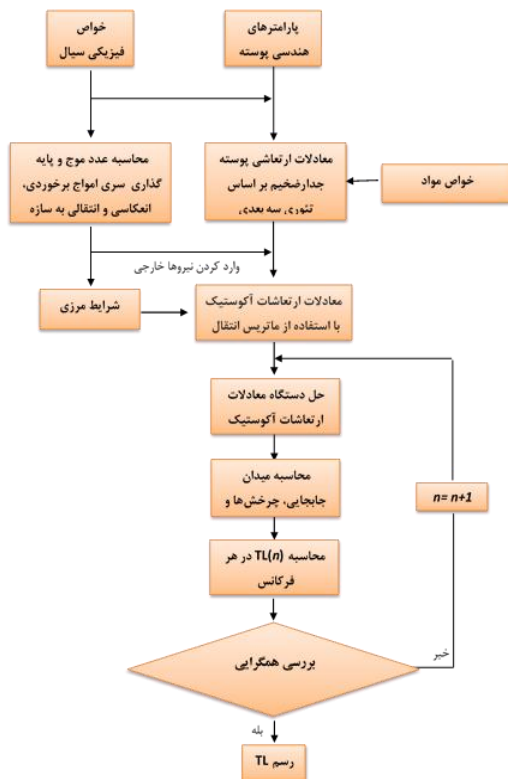
۴. الگوریتم همگرایی

همان‌گونه که در معادله‌های جابه‌جایی، تنش و روابط فشار صوت مشاهده می‌شود، پروسه تحلیل به صورت سری‌های بی‌نهایت است. برای اینکه تعداد موده‌های کافی در تحلیل‌ها منظور شود، همچنین تحلیل همگرا شود از یک الگوریتم همگرایی استفاده می‌شود. شکل ۳ الگوریتم همگرایی به کار گرفته شده در این تحلیل را نشان می‌دهد. زمانی که از تعداد مود کم در محاسبه استفاده شود، TL بیش از حد می‌شود. محاسبه ضریب افت انتقال بالاتر از حد واقعی توسط تنگ و همکاران [۱۱ و ۱۲] پیشنهاد شد. هرگاه در یک فرکانس مشخصی این الگوریتم همگرا شود، در تمامی فرکانس‌های زیر آن فرکانس همگرا می‌شود، زیرا تعداد موده‌های بالاتری برای محاسبه ترم ضریب افت انتقال صوت در فرکانس‌های بالاتر نیاز است. بنابراین با لحاظ نمودن بیشینه تعداد تکرار، یک پروسه تکراری در هر فرکانس استفاده شده است. حلقه همگرایی تا زمانی که شرط همگرایی برقرار شود، 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.

۵. اعتبارسنجی نتایج حاصل از تئوری سه‌بعدی الاستیسیته

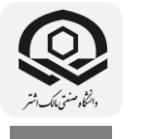
مدل تحلیلی به دست آمده در این مقاله، این قابلیت را دارد که برای طراحی سیستم‌های استوانه‌ای شکل متشکل از مواد ناهمسانگرد، کامپوزیت لایه‌ای و حتی مواد تابعی مدرج که در

معرض ارتعاشات آکوستیکی هستند به کار روند. در ابتدا برای نشان دادن صحت مدل پیشنهادی، نتایج به دست آمده در کار حاضر با نتایج به دست آمده در کارهای، کوال [۲۷] برای یک پوسته استوانه‌ای تک لایه ایزوتروپیک و لی و کیم [۶] برای یک پوسته استوانه‌ای دوجداره که هر یک با تئوری‌های مختلف به حل این مسئله پرداخته‌اند، مقایسه شده است.



شکل ۳- فلوجارت تحلیل مسئله به روش تئوری سه‌بعدی الاستیسیته به همراه الگوریتم همگرایی

شکل ۴ نتایج مقایسه حل حاضر و با کار کوال [۲۹] را نشان می‌دهد. برای این منظور پوسته استوانه‌ای ایزوتروپیک از جنس آلومینیم و داده‌های جدول ۱، با در نظر گرفتن شعاع $1/5 \text{ m}$ و ضخامت $1/5 \text{ mm}$ استفاده شده است. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود، نتایج به دست آمده در کار حاضر با نتایج به دست آمده در کار کوال [۲۹] بر هم منطبق هستند، البته اختلاف اندکی بین نتایج به خصوص در فرکانس‌های پایین وجود دارد که این به دلیل این است که کوال از تئوری



$$f_c = \frac{c_1^2(1 + M_1 \sin(\psi))^2}{2\pi h} \sqrt{\frac{12\rho(1 - \nu^2)}{E}} \quad (90)$$

$$f_{coin} = \frac{c_1^2(1 + M_1 \sin(\psi))^2}{2\pi h \sin^2(\psi)} \sqrt{\frac{12\rho(1 - \nu^2)}{E}} \quad (91)$$

۶. نتایج

۶-۱. بررسی افت انتقال صوت استوانه‌ای جدار ضخیم با وجود لایه هوا

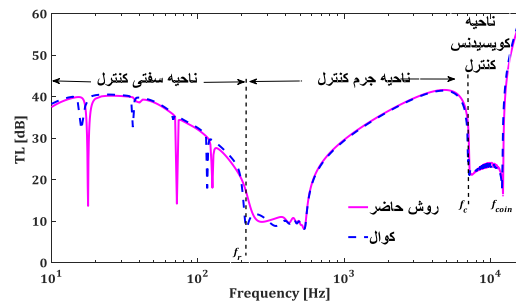
برای بررسی افت انتقال صوت در استوانه جدار ضخیم با وجود لایه هوا از داده‌های جدول ۲ استفاده شده است. دو استوانه هم‌مرکز با طول نامحدود در نظر گرفته شده است، بدین گونه که بین دو لایه استوانه لایه‌ای از هوا وجود دارد. در این بخش برای اینکه تأثیر لایه هوا بر افت انتقال صوت نشان داده شود، یک نوار باریک از ضخامت استوانه خالی کرده و هوا جایگزین آن شده است. در شکل ۶، R_i و R_e به ترتیب شعاع متوسط پوسته خارجی و داخلی هستند.

جدول ۱ شرایط محیطی و خواص پوسته برای مقایسه با کار کوال [۲۹]

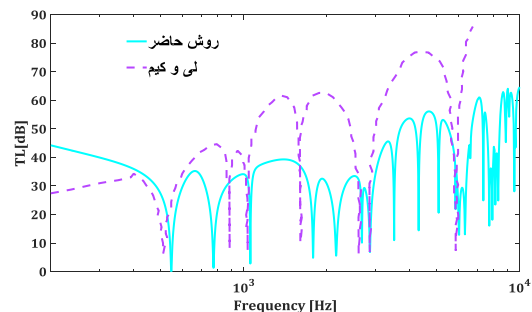
ماده و سیال	پوسته آلومینیوم	بیرون استوانه هوا	داخل استوانه هوا
چگالی	۲۷۶۰ kg/m ³	۰.۳۷۹۵	۰.۹۴
مدول یانگ	۷۲ GPa	-	-
نسبت پواسون	۰.۳	-	-
شعاع	۱.۵ m	-	-
ضخامت	۱.۵ mm	-	-
سرعت صوت	- m/s	۲۹۶.۶	۳۲۸.۵
زاویه برخورد	- deg	۴۵	-

برای تجزیه و تحلیل افت انتقال صوت در استوانه جدار ضخیم با لایه هوا یک استوانه با شعاع متوسط ۰/۵ متر و ضخامت ۲۸ میلی‌متر در

امپدانس استفاده کرده است و در کار وی معادله‌های حاکم در راستاهای محوری و محیطی نادیده گرفته شده‌اند.



شکل ۴ مقایسه افت انتقال صوت در استوانه جدار نازک بین کار حاضر و کوال [۲۹]



شکل ۵- مقایسه افت انتقال صوت در استوانه دوجداره بین کار حاضر و لی و کیم [۶]

شکل ۵ مقایسه‌ای بین مدل حاضر و کار لی و کیم [۶] را نشان می‌دهد. این مقایسه با توجه به داده‌های داده شده در [۶] برای یک پوسته استوانه‌ای دوجداره انجام گرفته است. مشاهدات نشان می‌دهند که تطابق خوبی بین دو تئوری تحلیلی به‌ویژه در افتادگی‌های^{۱۶} نمودار (فرکانس f_c و f_r و f_{coin}) افت انتقال صوت وجود دارد. اما اختلافاتی بین این کارها مشاهده می‌شود، این اختلافات به چند دلیل رخ داده است: ابتدا لی و کیم از تئوری کلاسیک در کار خود استفاده کرده اند در حالی که در کار حاضر از تئوری سه‌بعدی الاستیسیته استفاده شده است و دوم برخی ساده‌سازی‌ها و اشتباهات عددی در کار لی و کیم وجود دارد.

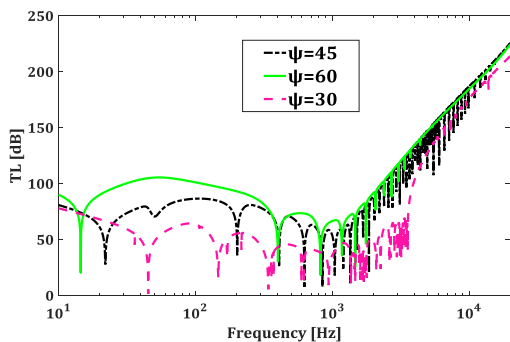
$$f_r = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (89)$$

جدول ۲- شرایط محیطی و خواص پوسته با وجود لایه هوا

ماده (سیال)	پوسته پوسته		داخل استوانه		شکا بیرون استوانه	
	فولاد	فولاد	هوا	هوا	هوا	هوا
چگالی	۷۷۵۰	۷۷۵۰	۰.۹۴	۱.۰۳	۱.۲۱	-
مدول یانگ	۱۹۰	۱۹۰	-	-	-	-
نسبت پواسون	۰.۳	۰.۳	-	-	-	-
سرعت صوت	-	-	۳۸۹	۳۷۱	۳۴۳	-

۶-۲. بررسی اثر زاویه برخورد موج بر روی افت انتقال صوت استوانه دولایه

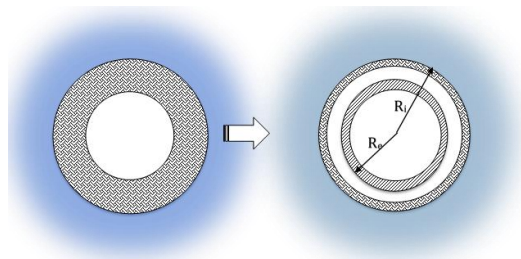
شکل ۸ تغییرات افت انتقال صوت استوانه دو لایه که ضخامت استوانه بیرونی و داخلی ۱۳/۵ میلی متر و ضخامت لایه هوا ۱ mm را در سه زاویه برخوردی ۳۰، ۴۵، ۶۰ درجه نشان می دهد.



شکل ۸- تأثیر زاویه برخورد در انتقال صوت پوسته جدار ضخیم دولایه

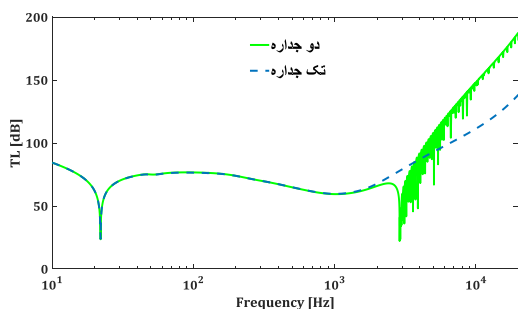
همان طور که از شکل پیداست با افزایش زاویه برخورد افت انتقال صوت افزایش یافته به عبارتی در شکل افت انتقال صوت در زاویه ۶۰ درجه بیشتر از زاویه ۳۰ و ۴۵ درجه است. هرچه زاویه با خط عمود بر محور طولی استوانه کمتر باشد، به تبع آن عدد موج طولی k_{Lz} کاهش یافته و عدد موج شعاعی k_{Lr} و k_{Lz} بالا رفته که باعث افزایش موج عبوری و کاهش افت انتقال صدا می شود. پس باید برای کاهش صوت عبوری در ۳۰ درجه و زاویه های پایین تر دنبال پارامترهای مهم تر

نظر گرفته شده است. شکل ۷ تأثیر یک لایه هوا به ضخامت ۰/۰۱ میلی متر بر افت انتقال صوت استوانه جدار ضخیم نشان می دهد. استوانه بیرونی دارای ضخامت ۱۴ میلی متر و شعاع متوسط ۰/۵۰۷ متر و استوانه داخلی با ضخامت تقریباً ۱۴ میلی متر و شعاع متوسط ۰/۴۹۳ متر هستند که برای این تحلیل از داده های جدول ۲ استفاده شده است. با توجه به شکل ۷ در فرکانس های پایین لایه هوا تأثیر چندانی بر افت انتقال صوت پوسته مورد نظر ندارد. اما در فرکانس های بالاتر وجود لایه هوا بین دولایه استوانه باعث افزایش افت انتقال صوت می شود، که این به دلیل اثر میرایی ایجاد شده در پوسته های دوجداره به سبب وجود فاصله هوایی است.



شکل ۶- شماتیک استوانه تک لایه همگن و دو لایه با شکاف هوا

فرکانس های بحرانی^{۱۷} و کویسیدنس^{۱۸} با افزایش ضخامت کاهش یافته و به فرکانس رینگ^{۱۹} نزدیک می شوند به همین علت در تغییرات افت انتقال صوت در پوسته های جدار ضخیم روندی مانند تغییرات افت انتقال صوت در پوسته های جدار نازک نیست.

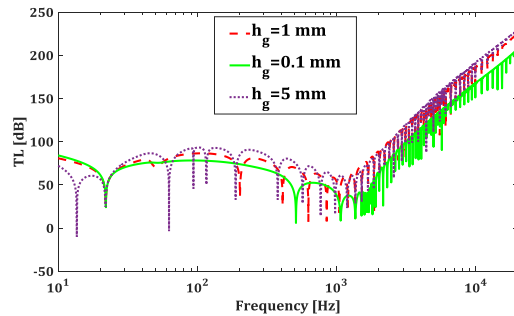


شکل ۷- تأثیر لایه هوا در انتقال صوت پوسته جدار ضخیم

گشت. در تغییر مقدار زاویه برخورد سفتی عامل کنترل انتقال صوت در استوانه جدار ضخیم است. در ادامه مطالعه برای بررسی اثرات دیگر پارامترها بر افت انتقال صوت استوانه جدار ضخیم از زاویه ۴۵ درجه استفاده شده است.

۳-۶. بررسی اثر تغییر ضخامت لایه هوا بر افت انتقال صدا

شکل ۹ تأثیرات تغییر ضخامت لایه هوا بر افت انتقال صدا را نشان می‌دهد. استوانه داخلی و بیرونی هم‌جنس، فولادی و ضخامت هرکدام ۱۳/۵ میلی‌متر و شعاع متوسط استوانه بیرونی ثابت و ۰/۵۰۷۲۵ متر در نظر گرفته شده است. شکل ۹ بیانگر این مطلب است که افزایش ضخامت فاصله هوایی باعث افزایش افت انتقال صوت در پوسته می‌شود، این به دلیل افزایش میرایی ایجاد شده ناشی از افزایش فاصله بین دو جداره است. بنابراین با توجه به بررسی صورت گرفته، در طراحی سازه موردنظر تا جایی که الزامات طراحی اجازه دهد می‌توان فاصله دو جداره را افزایش داد.

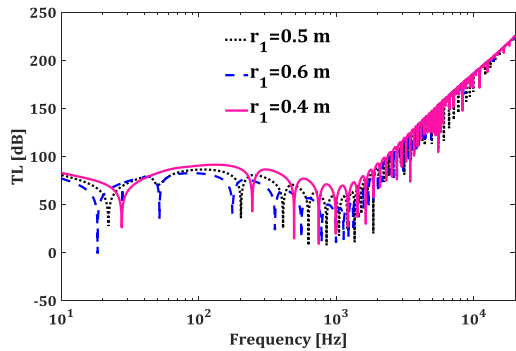


شکل ۹ اثر تغییر ضخامت لایه هوا بر افت انتقال صوت

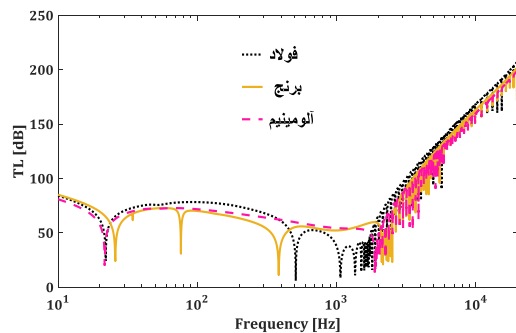
۴-۶. بررسی اثر شعاع بر افت انتقال صوت استوانه دولا لایه جدار ضخیم

شکل ۱۰ تغییرات افت انتقال صوت در استوانه جدار ضخیم فولادی با ضخامت پوسته ثابت و شعاع متغیر را نشان می‌دهد. ضخامت لایه هوا ۱ mm لحاظ شده است. با توجه به شکل ۱۰،

در فرکانس‌های پایین، کاهش شعاع پوسته موردنظر (با ثابت نگه‌داشتن ضخامت) به دلیل افزایش سفتی و صلبیت خمشی، باعث افزایش افت انتقال صوت در سازه موردنظر می‌شود. اما در فرکانس‌های بالا، همان‌طور که در شکل نمایان است، کاهش شعاع پوسته تأثیر چندانی بر افت انتقال صوت ندارد.



شکل ۱۰ - تغییرات افت انتقال صدا استوانه جدار ضخیم فولادی با ضخامت پوسته ثابت و شعاع متغیر



شکل ۱۱ - تغییرات افت انتقال صدا در استوانه جدار ضخیم نسبت به جنس پوسته‌ها با وجود لایه هوا

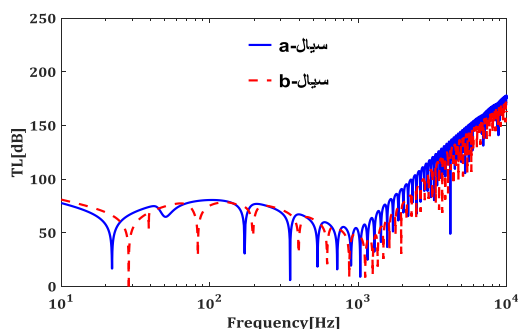
۵-۶. بررسی اثر تغییر جنس پوسته‌ها در افت انتقال صوت

تغییرات افت انتقال صوت در استوانه جدار ضخیم نسبت به جنس پوسته‌ها با وجود لایه هوا را نشان می‌دهد. در این تحلیل جنس استوانه بیرونی فولاد در نظر گرفته شده و جنس پوسته داخلی متغیر برای سه حالت فولاد، آلومینیوم و برنج با خواص مکانیکی بیان شده در جدول ۳

برابر است با حاصل ضرب سرعت صوت در چگالی سیال. هر سیالی که مقاومت صوتی بیشتری داشته باشد در کنترل صوت بهتر رفتار می کند و افت انتقال صوت را بهبود می بخشد.

جدول ۴- مشخصات سیال a و b

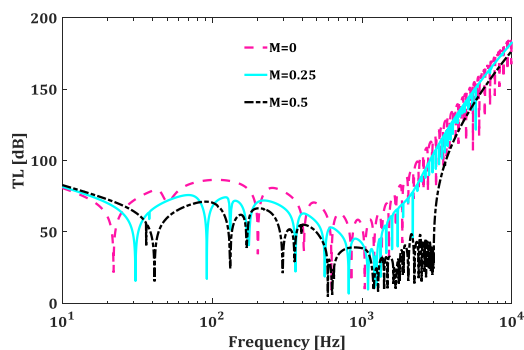
سیال	سیال (a)	سیال (b)
چگالی	۱.۲۱	۰.۹۴
سرعت صوت	۳۴۳	۳۸۹
	kg/m ³	
	m/s	



شکل ۱۲- تأثیر مشخصات سیال بر افت انتقال صوت

۶-۷. تأثیر جریان خارجی بر افت انتقال صوت

برای بررسی تأثیر جریان خارجی بر افت انتقال صوت، پوسته موردنظر غوطه ور در یک جریان خارجی با اعداد ماخ مختلف ۰، ۰.۲۵ و ۰.۵ در نظر گرفته شده است. با توجه به شکل ۱۳ افزایش عدد ماخ جریان خارجی باعث کاهش افت انتقال صوت در پوسته استوانه‌ای دو جداره می شود، که این به دلیل پدیده سفتی منفی و میرایی تشعشعی [۳۰] است که به علت حضور جریان به سیستم اضافه می شود.



شکل ۱۳- تأثیر عدد ماخ جریان خارجی بر افت انتقال صوت

مورد مقایسه قرار گرفت. ضخامت لایه هوا ۱۳/۹۵ mm و ضخامت هریک از پوسته‌ها ۱۱ نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل ۱۱ نشان داده شده است، در فرکانس‌های پایین (ناحیه سفتی کنترل) پوسته با دو لایه فولادی به دلیل سفتی بالاتر نسبت به دو لایه فولاد-برنج و فولاد-آلومینیوم، دارای افت انتقال صوت بیشتری است. همچنین به دلیل نزدیک شدن فرکانس کوپسیدنس و بحرانی به فرکانس رینگ، پوسته با دو لایه فولادی در فرکانس‌های بالا (ناحیه کوپسیدنس کنترل) نیز افت انتقال صوت بیشتری دارد.

جدول ۳- خواص مکانیکی فلزات فولاد، برنج و آلومینیوم

ماده	فولاد	برنج	آلومینیوم
چگالی	۷۷۵۰	۸۵۰۰	۲۷۰۰
مدول	۱۹۰	۱۰۴	۷۱
یانگ	GPa		
نسبت	-	۰.۳۷	۰.۳۳
پواسون			

۶-۶. تأثیر مشخصات سیال (هوا) بر افت انتقال صوت

به منظور بررسی تأثیر مشخصات سیال (هوا) بر افت انتقال صوت در پوسته استوانه‌ای دوجداره، سیالات محیط خارج و درون پوسته استوانه‌ای، همچنین فاصله هوایی یکسان در نظر گرفته شده‌اند. سپس دو سیال (هوا) a و b با مشخصات گفته شده در جدول ۴ مورد بررسی قرار گرفتند. همان‌طور که در شکل ۱۲ نمایان است، مشخصات سیال در فرکانس‌های پایین (کمتر از ۱۰۰۰ هرتز) تأثیر چندانی بر افت انتقال صوت ندارد، اما در فرکانس‌های بالا پوسته غوطه ور شده در سیال a افت انتقال صوت بیشتری نسبت به سیال b دارد.

در این تحلیل مقاومت صوتی^{۲۰} عامل اصلی و تأثیرگذار در کنترل صوت است. مقاومت صوتی



می‌شود و به تبع آن به کاهش افت انتقال صوت منجر 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 مود
P	فشار صوت (Pa)
P_t	فشار صوت داخلی (Pa)
P_r	فشار صوت منعکس شده (Pa)
R	شعاع (m)
T	زمان (s)
U	جابه‌جایی (m)
	علائم یونانی
σ	تنش نرمال (Pa)
ψ	زاویه برخورد موج (deg)
ε_n	ضریب نیومن
ν	ضریب پواسون
ω	سرعت زاویه‌ای (rad/s)
ν^2	کاربر لاپلاسیان
μ	مدول برشی (Pa)

۹. پیوست

درایه‌های ماتریس D

$$D_{11} = I'_n(ar) \quad (پ-۱)$$

$$D_{12} = K'_n(ar) \quad (پ-۲)$$

این تأثیر در فرکانس‌های پایین، ناحیه سختی کنترل چشمگیرتر است. همچنین افزایش عدد ماخ سبب شیفت فرکانس کویسیدنس به سمت فرکانس‌های بالا می‌شود که باعث کاهش افت انتقال صوت در فرکانس‌های بالا (ناحیه کویسیدنس کنترل) می‌شود.

۷. نتیجه‌گیری

در این مقاله پدیده افت انتقال صوت در سازه‌های دوجداره با لایه میانی هوا بررسی شد. به دلیل تأثیرگذاری پارامترهای چرخش و برش با افزایش ضخامت جداره استوانه‌ای، از روش تئوری سه‌بعدی الاستیسیته بر پایه نیوتنی استفاده شد؛ همچنین تجزیه هلمهوتز برای حل معادله‌های حرکت استوانه‌ها به کار برده شد. در پایان تأثیر پارامترهای مختلف هندسی و فیزیکی از جمله ضخامت لایه سیال، شعاع سیلندر، جنس سیلندرها، جریان خارجی و خصوصیات سیال بررسی شد. نتایج نشان داد که با ضخامت یکسان، سازه با وجود لایه سیال نسبت به سازه تک جداره به دلیل اثر میرایی ایجادشده به واسطه وجود فاصله هوایی، اثربخشی بیشتری در افت انتقال صوت دارد. علاوه بر این افزایش ضخامت لایه سیال باعث بهبودی و افزایش افت انتقال صوت شد. اثبات شد که با کوچک‌تر شدن شعاع متوسط سازه، افت انتقال صوت بهبود می‌یابد، چون کاهش شعاع، افزایش سختی و صلبیت خمشی استوانه را در پی دارد. این تأثیرگذاری در فرکانس‌های پایین است و افزایش شعاع در فرکانس‌های بالا بر افت صدا تأثیری نداشت. همچنین نشان داده شد که سیال با مقاومت صوتی بیشتر باعث افزایش افت انتقال صوت می‌شود. تأثیر سرعت جریان خارجی بر افت انتقال صوت چشمگیر بود، به-خصوص در فرکانس‌های پایین، زیرا که وجود جریان خارجی باعث ایجاد سختی منفی در سازه



$$\begin{aligned} \bar{r}_{r\theta}(r) &= \left\{ -2\mu \left(\frac{n}{r}\right) I'_n(\alpha r) \right. \\ &+ 2\mu \left(\frac{n}{r^2}\right) I_n(\alpha r) \left. \right\} A_1 \\ &+ \left\{ -2\mu \left(\frac{n}{r}\right) K'_n(\alpha r) \right. \\ &+ 2\mu \left(\frac{n}{r^2}\right) K_n(\alpha r) \left. \right\} B_1 \\ &+ \left\{ -\mu \left(\frac{n}{r}\right)^2 I_n(\beta r) - \mu I''_n(\beta r) \right. \\ &+ \left(\frac{\mu}{r}\right) I'_n(\beta r) \left. \right\} A_2 \\ &+ \left\{ -\mu \left(\frac{n}{r}\right)^2 K_n(\beta r) - \mu K''_n(\beta r) \right. \\ &+ \left(\frac{\mu}{r}\right) K'_n(\beta r) \left. \right\} B_2 \\ &+ \left\{ i\mu k_{1z} \left(\frac{n+1}{r}\right) I_{n+1}(\beta r) \right. \\ &- i\mu k_{1z} I'_{n+1}(\beta r) \left. \right\} A_3 \\ &+ \left\{ i\mu k_{1z} \left(\frac{n+1}{r}\right) K_{n+1}(\beta r) \right. \\ &- i\mu k_{1z} K'_{n+1}(\beta r) \left. \right\} B_3 \end{aligned} \quad (۲۰-پ)$$

$$\begin{aligned} \bar{r}_{rz}(r) &= \left\{ -i2\mu k_{1z} I'_n(\alpha r) \right\} A_1 \\ &- \left\{ i2\mu k_{1z} K'_n(\alpha r) \right\} B_1 \\ &- \left\{ i\mu k_{1z} \left(\frac{n}{r}\right) I'_n(\beta r) \right\} A_2 \\ &- \left\{ i\mu k_{1z} \left(\frac{n}{r}\right) K'_n(\beta r) \right\} B_2 \\ &+ \left\{ \mu \left(\frac{n+1}{r^2} - k_z^2\right) I_{n+1}(\beta r) \right. \\ &- \mu \left(\frac{n+1}{r}\right) I'_{n+1}(\beta r) \\ &- \mu I''_{n+1}(\beta r) \left. \right\} A_3 \\ &+ \left\{ \mu \left(\frac{n+1}{r^2} - k_z^2\right) K_{n+1}(\beta r) \right. \\ &- \mu \left(\frac{n+1}{r}\right) K'_{n+1}(\beta r) \\ &- \mu K''_{n+1}(\beta r) \left. \right\} B_3 \end{aligned} \quad (۲۱-پ)$$

۱۰. مآخذ

- [1] London A. Transmission of reverberant sound through double walls. J Acoust Soc Am 1950;22:270-9.
- [2] White PH, Powell A. Transmission of random sound and vibration through a rectangular double wall. J Acoust Soc Am 1966;40:821-32.
- [3] Mulholland KA, Parbrook HD, Cummings A. The transmission loss of double panels. J Sound Vib

$$D_{13} = \left(\frac{n}{r}\right) I_n(\beta r) \quad (۳-پ)$$

$$D_{14} = \left(\frac{n}{r}\right) K_n(\beta r) \quad (۴-پ)$$

$$D_{15} = -ik_{1z} I_{n+1}(\beta r) \quad (۵-پ)$$

$$D_{16} = -ik_{1z} K_{n+1}(\beta r) \quad (۶-پ)$$

$$D_{21} = -\frac{n}{r} I_n(\alpha r) \quad (۷-پ)$$

$$D_{22} = -\frac{n}{r} K_n(\alpha r) \quad (۸-پ)$$

$$D_{23} = -I'_n(\beta r) \quad (۹-پ)$$

$$D_{24} = -K'_n(\beta r) \quad (۱۰-پ)$$

$$D_{25} = -ik_{1z} I_{n+1}(\beta r) \quad (۱۱-پ)$$

$$D_{26} = -ik_{1z} K_{n+1}(\beta r) \quad (۱۲-پ)$$

$$D_{31} = -ik_{1z} I_n(\alpha r) \quad (۱۳-پ)$$

$$D_{32} = -ik_{1z} K_n(\alpha r) \quad (۱۴-پ)$$

$$D_{33} = 0 \quad (۱۵-پ)$$

$$D_{34} = 0 \quad (۱۶-پ)$$

$$D_{35}$$

$$= -\left\{ I'_{n+1}(\beta r) \right. \quad (۱۷-پ)$$

$$\left. - \frac{n+1}{r} I_{n+1}(\beta r) \right\}$$

$$D_{36} \quad (۱۸-پ)$$

$$= -\left\{ K'_{n+1}(\beta r) \right.$$

$$\left. - \frac{n+1}{r} K_{n+1}(\beta r) \right\}$$

میدان تنش: ماتریس (T)

$$\bar{\sigma}_{rr}(r)$$

$$= \left\{ -\lambda \left(\left(\frac{n}{r}\right)^2 + k_{1z}^2\right) I_n(\alpha r) \right.$$

$$+ (\lambda + 2\mu) I''_n(\alpha r)$$

$$+ \frac{\lambda}{r} I'_n(\alpha r) \left. \right\} A_1$$

$$+ \left\{ -\lambda \left(\left(\frac{n}{r}\right)^2 + k_{1z}^2\right) K_n(\alpha r) \right.$$

$$+ (\lambda + 2\mu) K''_n(\alpha r)$$

$$+ \frac{\lambda}{r} K'_n(\alpha r) \left. \right\} B_1 \quad (۱۹-پ)$$

$$+ \left\{ 2\mu \left(\frac{n}{r}\right)^2 I'_n(\beta r) \right.$$

$$- 2\mu \left(\frac{n}{r^2}\right) I_n(\beta r) \left. \right\} A_2$$

$$+ \left\{ 2\mu \left(\frac{n}{r}\right)^2 K'_n(\beta r) \right.$$

$$- 2\mu \left(\frac{n}{r^2}\right) K_n(\beta r) \left. \right\} B_2$$

$$+ \left\{ -i2\mu k_{1z} I'_{n+1}(\beta r) \right\} A_3$$

$$+ \left\{ -i2\mu k_{1z} K'_{n+1}(\beta r) \right\} B_3$$



2011;32:701–18.

- [15] Zhou J, Bhaskar A, Zhang X. The effect of external mean flow on sound transmission through double-walled cylindrical shells lined with poroelastic material. *J Sound Vib* 2014;333:1972–90.
- [16] Zhao X, Zhang B, Li Y. Vibration and acoustic radiation of an orthotropic composite cylindrical

shell in a hygroscopic environment. *J Vib Control* 2017;23:673–92.

- [17] He C, Liu Y, Sebastian A. Effects of external and gap mean flows on sound transmission through a double-wall cylindrical shell lined with poroelastic materials. *Proc. 22nd Int. Congr. Sound Vib.*, 2015, p. 64.

- [18] Liu Y, He C. On sound transmission through double-walled cylindrical shells lined with poroelastic material: comparison with Zhou's results and further effect of external mean flow. *J Sound Vib* 2015;358:192–8.

- [19] Liu Y, He C. Analytical modelling of acoustic transmission across double-wall sandwich shells: Effect of an air gap flow. *Compos Struct* 2016;136:149–61.

- [20] Liu Y, He C. Diffuse field sound transmission through sandwich composite cylindrical shells with poroelastic core and external mean flow. *Compos Struct* 2016;135:383–96.

- [21] Daneshjou K, Talebitooti R, Tarkashvand A. Analysis of sound transmission loss through thick-walled cylindrical shell using three-dimensional elasticity theory. *Int J Mech Sci* 2016;106:286–96.

- [22] Tarkashvand, A., K. Daneshjou, and A. Golmohammadi. FG and viscoelastic model combination for vibroacoustic modeling of sandwich structures made of open and closed cell foam materials. *Composite Structures* 259 (2021): 113438.

- [23] Golzari, M. and Jafari, A.A., 2018. Sound transmission loss through triple-walled cylindrical shells with porous layers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 143(6), pp.3529–3544.

1967;6:324–34.

- [4] Ford RD, Lord P, Williams PC. The influence of absorbent linings on the transmission loss of double-leaf partitions. *J Sound Vib* 1967;5:22–8.

- [5] Grosveld FW, Coats TJ, Lester HC, Silcox RJ. A numerical study of active structural acoustic control in a stiffened, double wall cylinder. *Noise Con 1994 Proc. 1994 Natl. Conf. Noise Control Eng.*, 1994, p. 403–8.

- [6] Lee J-H, Kim J. Analysis and measurement of sound transmission through a double-walled cylindrical shell. *J Sound Vib* 2002;251:631–49.

- [7] Iwashige H. A practical method of estimating sound transmission loss of double walls: a proposal and its application to the popular case of light panels and air gap 1981.

- [8] Xin FX, Lu TJ, Chen CQ. External mean flow influence on noise transmission through double-leaf aeroelastic plates. *AIAA J* 2009;47:1939–51.

- [9] Zhou J, Bhaskar A, Zhang X. Sound transmission through a double-panel construction lined with poroelastic material in the presence of mean flow. *J Sound Vib* 2013;332:3724–34.

- [10] Liu Y, Sebastian A. Effects of external and gap mean flows on sound transmission through a double-wall sandwich panel. *J Sound Vib* 2015;344:399–415.

- [11] Tang Y, Robinson J, Silcox R. Sound transmission through a cylindrical sandwich shell with honeycomb core. *34th Aerosp. Sci. Meet. Exhib.*, 1996, p. 877.

- [12] Tang YY, Silcox RJ, Robinson JH. Sound transmission through two concentric cylindrical sandwich shells 1996.

- [13] Ghinet S, Atalla N, Osman H. Diffuse field transmission into infinite sandwich composite and laminate composite cylinders. *J Sound Vib* 2006;289:745–78.

- [14] Daneshjou K, Ramezani H, Talebitooti R. Wave transmission through laminated composite double-walled cylindrical shell lined with porous materials. *Appl Math Mech*



- [24] Valvano, S., Alaimo, A. and Orlando, C., 2019. Sound transmission analysis of viscoelastic composite multilayered shells structures. *Aerospace*, 6(6), p.69.
- [25] Valvano, S., Alaimo, A. and Orlando, C., 2020. Analytical analysis of sound transmission in passive damped multilayered shells. *Composite Structures*, 253, p.112742.
- [26] Wang, X.Z., Chen, L., Li, N., Xia, Y. and Xiong, Y.P., 2020. An Experimental and Modeling Study on Vibro-Acoustic Response of Double-Walled Steel Cylindrical Shells. *International Journal of Steel Structures*, 20(4), pp.1081-1099.
- [27] Sadd MH. *Elasticity: theory, applications, and numerics*. Academic Press; 2009.
- [28] Hamidzadeh HR, Jazar RN. *Vibrations of thick cylindrical structures*. Springer; 2010.
- [29] Koval LR. On sound transmission into a thin cylindrical shell under "flight conditions." *J Sound Vib* 1976;48:265–75.
- [30] Sgard, F., Atalla, N., & Nicolas, J. (1994). Coupled FEM-BEM approach for mean flow effects on vibro-acoustic behavior of planar structures. *AIAA journal*, 32(12), 2351-2358.



-
- 1- Sound Transmission Loss
 - 2- Air gap
 - 3- Aeroelastic
 - 4- Poroelastic
 - 5- Biot's theory
 - 6- First order Shear Deformation Theory
 - 7- Mindlin theory
 - 8- Orthotropic
 - 9- Classical Shell Theory
 - 10- Love's thin shell theory
 - 11- Viscoelastic
 - 12- Functionally graded material
 - 13- linear sweep frequency
 - 14- Wavenumber
 - 15- Modified Bessel function
 - 16- Dips
 - 17- Critical frequency
 - 18- Coincidence frequency
 - 19- Ring frequency
 - 20- Acoustic impedance