Amirkabir Journal of Mechanical Engineering

Amirkabir J. Mech. Eng., 53(2) (2021) 221-224
DOI: 10.22060/mej.2019.16179.6301

Sound Transmission Loss of Truncated Conical Shells with Porous Materials

A. A. Jafari*, M. Golzari

Faculty of Mechanical Engineering, K.N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran

ABSTRACT: A theoretical model is proposed to study the sound transmission loss of a truncated conical shell with a porous layer. The isotropic thin-walled conical shell is excited by an oblique incident plane sound wave, which impinges on the outer surface of the shell. The governing equations of the shell motion are obtained by Love's theory, and a convergent power series solution is applied to obtain the exact displacements of the shell. An equivalent fluid model based on Biot's theory is considered to describe the wave propagation in the porous material. The model results are firstly validated against the results of prior studies. Then, the effects of several design parameters such as different boundary conditions at the ends of the shell, cone angle, incident sound wave angle and material properties of the shell are studied on the characteristics of the sound transmission loss. The proposed model can provide an effective tool in the acoustic design stage of the truncated conical shells. In addition, the transmission loss is obtained in the presence of the porous layer with two different configurations. The results generally show the desirable performance of the porous layer in the sound insulation ability.

Review History:

Received: Apr. 23, 2019
Revised: Nov. 08, 2019
Accepted: Dec. 09, 2019
Available Online: Dec. 24, 2019

Keywords:

Sound transmission loss
Truncated conical shell
Porous materials
Plane sound wave

1- INTRODUCTION

Plate and shell structures are widely used in different types of industries such as aerospace, automotive and marine. However, the interaction of these structures and surrounding fluids is a crucial issue. Because it can induce transmission of undesirable vibroacoustic energy into systems, and consequently, it can cause noise pollution, structural fatigue and a disturbance to the electrical equipment.

Thin elastic structures lined with elastic porous materials are commonly found in the body of different types of vehicles like airplanes, cars, and trains. Because using the porous materials is an effective passive control and inexpensive method to considerably improve the acoustic insulation properties of a system without any significant increase in its weight. Therefore, they have attracted extensive research attention for decades.

The sound transmission through plates and cylindrical shells has been studied by several researchers such as Beranek and Work [1], Smith [2], Bolton et al. [3], Lee and Kim [4], Xin and Lu [5], Zhou et al. [6], Oliazadeh et al. [7], Golzari and Jafari [8]. Bolton et al. [3] analytically and experimentally investigated the sound transmission loss of multi-panel structures with poroelastic lining. Xin and Lu [5] performed both theoretical and experimental studies on the vibroacoustic performance of a rectangular double-panel partition with the clamped boundary conditions. Zhou et al. [6] analytically calculated the transmission loss of an infinite double-walled sandwich cylindrical shell. Oliazadeh et al. [7] experimentally and theoretically studied the sound transmission into cylindrical shells. The acoustic insulation performance of triple- and multi-walled sandwich cylindrical shells with poroelastic cores were investigated by Golzari and Jafari [8].

However, sound transmission through truncated conical shells has rarely been studied. In this regard, it can only be referred to the experimental work of Vipperman et al. [9]. But a theoretical model has not been addressed in the literature. It is mainly because of the increased mathematical complexity of the equations governing the conical shell motion and acoustic media, boundary conditions, solutions and calculations. Therefore, the main purpose of this study is to present an analytical model to investigate the sound transmission behavior of truncated conical shells and the effects of several important parameters including the boundary conditions at the ends, cone angle, incident sound wave angle and material properties of the shell. Moreover, the effect of elastic porous materials on sound reduction is studied.

2- METHODOLOGY

The truncated conical shell with the smaller radius R_1, larger radius R_2, cone angle 2α, wall thickness h, height L and slant height L_s is shown in Fig. 1. The simply supported boundary condition is considered at both ends. The shell is thin, isotropic and homogeneous. A harmonic plane sound wave impinges on the external surface with the incidence angle β with respect to N, and it is partially reflected and partially transmitted into the inner cavity, which is assumed to be anechoic.

*Corresponding author's email: ajafari@kntu.ac.ir

Copyrights for this article are retained by the author(s) with publishing rights granted to Amirkabir University Press. The content of this article is subject to the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4.0 International (CC-BY-NC 4.0) License. For more information, please visit https://www.creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/legalcode.

Fig. 1. A schematic sketch of sound transmission through a truncated conical shell

Fig. 2. A schematic sketch of the fluid-conical shell interaction model

By employing Hamilton's principle, the governing equations of the conical shell motion are extracted based on Love's theory [10]. Also, an equivalent fluid model based on Biot's theory [11] is employed for describing the wave propagation into the porous medium. Furthermore, the obtained equations for sound pressures satisfy the homogeneous Helmholtz equation in the acoustic fields [4,6]. Then, by using the governing equations of shell motion and acoustic media, boundary conditions at the interfaces of the shell and acoustic media, and boundary conditions at the ends of the shell, the vibroacoustic problem of the truncated conical shell is implemented.

In order to calculate the exact dynamic response of the shell, a convergence power series solutions is used. Also, to extract the sound pressures acting on the conical shell surfaces, as shown in Fig. 2, the shell is divided into several truncated segments which are narrow enough that the quantity of acoustic pressures on a conical part can be equal to its cylindrical counterpart with the same mean radius and length.

Finally, the sound power transmission coefficient is obtained from the ratio of the transmitted sound power to incident sound power.

3- RESULTS AND DISCUSSION

In Fig. 3, the average transmission loss of the present model is compared with the experimental data of Vipperman et al. [9] who measured the noise reduction of a truncated conical shell in a diffuse sound field. Because, in the experiment, the inner cavity was not anechoic, and also four speakers were used outside the shell to simulate the diffuse sound field, it is expected that the amplitudes of experimental results will be lower than those of the analytical results. Therefore, the main purpose here is a qualitative comparison. In this regard,

Fig. 3. Comparison of the present results with the experimental results of Vipperman et al. [9]

Fig. 4. Effect of the boundary conditions on the sound transmission through a truncated conical shell

Fig. 5. Effect of the cone vertex angle on the sound transmission through a truncated conical shell

it is seen that the level of experimental data is lower than that of the analytical results, and a similar tendency between the curves is observed.

Fig. 4 compares the transmission loss results of the shell at different boundary conditions. It is shown that the effect of boundary constraints is more significant at low frequencies, in which the highest and lowest transmission loss are generally achieved by clamped-clamped (C-C) and free-free (F-F) boundary conditions, respectively.

From Fig. 5, it is seen that the transmission loss reduces at frequencies below 400 Hz as the cone angle is increased, particularly for the cylindrical shell compared with the conical shell. However, increasing the cone angle slightly provides better transmission loss at higher frequencies.

Fig. 6. Effect of the incident sound wave angle on the sound transmission through a truncated conical shell

Fig. 7. Effect of the porous material on the sound transmission through a truncated conical shell

Fig. 6 shows that the sound transmission loss significantly decreases in the frequency range of about 250 Hz to 2800 Hz as the incidence angle is reduced. But, a rise in the results is observed at other frequency bands.

Finally, the influence of elastic porous material is discussed in Fig. 7. The B conFiguration represents that the porous layer is directly attached to the shell, while in the U configuration, it is separated by an air gap from the shell. It is observed that the porous layer has negligible effect at low frequencies. However, at high frequencies, it provides better transmission loss. Also, the results suggest that to achieve better sound insulation, the porous layer should be separated from the shell by an air gap.

4- CONCLUSIONS

In this work, an analytical model was presented to study the sound transmission loss of truncated conical shells subjected to a plane acoustic wave. Also, the effects of several design parameters were investigated. The following important results were obtained:

1- The effect of boundary conditions is found to be more significant at low frequencies.

2- The transmission loss reduces in the low frequency range as the cone angle is increased, but it slightly increases in the middle and high-frequency ranges.

3- The transmitted sound power increases at middle frequencies when the incidence angle is decreased, which is opposite to low and high frequencies.

4- Except at low frequencies, Porous materials reduces the transmitted acoustic power in most of the frequency bandwidth. Also, to achieve better transmission loss, the porous layer should be separated from the shell by an air gap.

REFERENCES

[1] L.L. Beranek, G.A. Work, Sound transmission through multiple structures containing flexible blankets, Journal of the Acoustical Society of America, 21 (1949) 419-428.

[2] J.P.W. Smith, Sound transmission through thin cylindrical shells, Journal of the Acoustical Society of America, 29 (1957) 721-729.

[3] J.S. Bolton, N.M Shiau, Y.J. Kang, Sound transmission through multi-panel structures lined with elastic porous materials, Journal of Sound and Vibration, 191 (1996) 317-347.

[4] J.H. Lee, J. Kim, Study on sound transmission characteristics of a cylindrical shell using analytical and experimental models, Applied Acoustics, 64 (6) (2003) 611-632.

[5] F.X. Xin, T.J. Lu, Analytical and experimental investigation on transmission loss of clamped double panels: Implication of boundary effects, Journal of the Acoustical Society of America, 125 (2009) 1506-1517.

[6] J. Zhou, A. Bhaskar, X. Zhang, The effect of external mean flow on sound transmission through double-walled cylindrical shells lined with poroelastic material, Journal of Sound and Vibration, 333 (2014) 1972-1990.

[7] P. Oliazadeh, A. Farshidianfar, M.J. Crocker, Experimental and analytical investigation on sound transmission loss of cylindrical shells with absorbing material, Journal of Sound and Vibration, 434 (2018) 28-43.

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

[9] J.S. Vipperman, D. Li, I. Avdeev, S.A. Lane, Investigation of the sound transmission into an advanced grid-stiffened structure, Journal of vibration and Acoustics, 125 (2003) 257-266.

[10] S.S. Rao, Vibration of Continuous Systems, John Wiley & Sons, New Jersey, 2007.

[11] M.A. Biot, Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid I. Low-frequency range. II. Higher frequency range, Journal of the Acoustical Society of America, 28(2) (1956) 168-191.

HOW TO CITE THIS ARTICLE

A. A. Jafari, M. Golzari, Sound Transmission Loss of Truncated Conical Shells with Porous Materials, Amirkabir J. Mech. Eng., 53(2) (2021) 221-224.

DOI: 10.22060/mej.2019.16179.6301

This page intentionally left blank

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر، دوره ۵۳ شماره ۲، سال ۱۴۰۰، صفحات ۹۲۳ تا ۹۴۲
DOI: 10.22060/mej.2019.16179.6301

افت انتقال صوت پوسته‌های مخروطی ناقص با مواد متخلخل

علی اصغر جعفری*، مسعود گلزاری

دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران

خلاصه: یک مدل تئوری به منظور مطالعه افت انتقال صوت در یک پوسته مخروطی ناقص با لایه متخلخل معرفی می‌شود. پوسته مخروطی همسانگرد و جدار نازک است و به وسیله یک موج صوتی صفحه‌ای که به‌صورت مایل به سطح بیرونی آن برخورد می‌کند، تحریک می‌شود. از تئوری لاو جهت پیاده‌سازی معادله‌های حرکت پوسته مخروطی استفاده می‌شود، و با استفاده از یک روش حل همگرا بر پایه سری‌های توانی، پاسخ دینامیکی پوسته به‌صورت دقیق محاسبه می‌گردد. همچنین جهت مدل‌سازی انتشار موج در ماده متخلخل، از روش سیال معادل بر پایه تئوری بایو بهره گرفته می‌شود. در ابتدا، نتایج مدل حاضر با نتایج مطالعه‌های گذشته اعتبارسنجی می‌گردد. سپس، اثرات چندین پارامتر مهم طراحی همچون شرایط مرزی مختلف در دو سر پوسته مخروطی، زاویه رأس مخروط، زاویه موج صوتی برخوردی و جنس پوسته بر ویژگی‌های افت انتقال صوت این نوع سازه بررسی می‌گردد. نشان داده می‌شود مدل حاضر می‌تواند به عنوان یک ابزار موثر در مرحله طراحی صوتی پوسته‌های مخروطی ناقص به‌کار گرفته شود. به علاوه، افت انتقال صوت در حضور لایه‌ای از ماده متخلخل که در دو ساختار متفاوت به جداره پوسته متصل شده است، محاسبه می‌گردد. نتایج به‌طور کلی عملکرد مطلوب لایه متخلخل را در زمینه عایق‌بندی صوتی سازه نشان می‌دهد.

تاریخچه داوری:
دریافت: ۱۳۹۸/۰۲/۰۳
بازنگری: ۱۳۹۸/۰۸/۱۷
پذیرش: ۱۳۹۸/۰۹/۱۸
ارائه آنلاین: ۱۳۹۸/۱۰/۰۳

کلمات کلیدی:
افت انتقال صوت
پوسته مخروطی ناقص
مواد متخلخل
موج صوتی صفحه‌ای

۱- مقدمه

امروزه از ورق‌ها و پوسته‌ها در کاربردهای گسترده مهندسی در صنایع مختلف همچون هوافضا، خودرو، دریایی و نظامی بهره گرفته می‌شود. در این سازه‌ها، توجه به اثرات تراکنش[1] بین سازه و سیال اطراف حائز اهمیت است. چرا که این مهم می‌تواند موجب انتقال ناخواسته انرژی به‌صورت ارتعاش-صوت به داخل سیستم‌های مکانیکی شده که علاوه بر آلودگی صوتی می‌تواند موجب خستگی سازه گردد. به عنوان مثال، نویز منتقل شده به داخل کابین هواپیما موجب ناراحتی مسافران و خدمه پرواز است. بنابراین اهمیت بالای این موضوع موجب شده است که در دهه‌های اخیر محققین با ارائه روش‌های مختلف تحلیلی، عددی و آزمایشگاهی به بررسی انتقال صوت از ورق‌ها و پوسته‌های استوانه‌ای شکل با ساختارهای متفاوت بپردازند و تکنیک‌هایی را جهت کاهش انرژی صوتی منتقل شده به داخل سیستم‌های مکانیکی به کار ببرند.

انتقال صوت در ورق‌ها توسط محققین متعددی مانند برانک و ورک [۱]، کوال [۲]، بولتون و همکاران [۳]، وو و دنداپانی [۴]، لیو و همکاران [۵]، ژین و همکاران [۶] و ژین و لو [۷]، لیو و سباستین [۸]، و مانا و سونتی [۹] مورد بررسی قرار گرفته است. کوال [۲] با در نظر گرفتن پانل کابین هواپیما، اثرات انحناء پانل، فشار و جریان هوای بیرونی را بر افت انتقال صوت[2] از این سازه‌ها مورد بررسی قرار داد. بولتون و همکاران [۳] انتقال صوت از پانل‌های دوجداره ساندویچی

1 Interaction

2 Sound Transmission Loss (STL)

* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: ajafari@kntu.ac.ir

حقوق مؤلفین به نویسندگان و حقوق ناشر به انتشارات دانشگاه امیرکبیر داده شده است. این مقاله تحت لیسانس آفرینندگی مردمی (Creative Commons License) در دسترس شما قرار گرفته است. برای جزئیات این لیسانس، از آدرس https://www.creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/legalcode دیدن فرمائید.

با لایه‌ای از مواد متخلخل[1] را به هر دو روش تئوری و آزمایشگاهی مورد مطالعه قرار دادند. آن‌ها از تئوری بایو برای مدل‌سازی انتشار موج در ماده متخلخل بهره گرفتند و انطباق خوب نتایج تحلیلی خود را با داده‌های آزمایشگاهی نشان دادند. وو و دنداپانی [۵] با کمک روش عددی المان مرزی افت انتقال صوت در یک پانل جدار نازک را محاسبه کردند. ژین و همکاران [۶] با در نظر گرفتن یک پانل دوجداره با ابعاد محدود افت انتقال صوت در آن را به‌صورت تحلیلی و آزمایشگاهی مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها در تحقیق دیگری [۷] از مقایسه نتایج حاصل از پانل با ابعاد محدود و پانل با ابعاد نامحدود نشان دادند اثرات شرایط مرزی خصوصاً در فرکانس‌های پایین بر مشخصات افت انتقال صوت قابل توجه است. مانا و سونتی [۹] با ارائه یک مدل تئوری انتقال صوت از یک پانل سوراخ سوراخ شده را پیش‌بینی کردند.

در زمینه انتقال صوت در پوسته‌های استوانه‌ای نیز می‌توان به مطالعه‌های اسمیت [۱۰]، کوال [۱۵-۱۱]، بلیس و همکاران [۱۶-۱۸]، لی و کیم [۱۹ و ۲۰]، دنلی و سان [۲۱]، ژو و همکاران [۲۲]، طالبی توتی و همکاران [۲۳]، اولیازاده و همکاران [۲۴ و ۲۵]، و گلزاری و جعفری [۲۶] اشاره کرد. لی و کیم [۱۹ و ۲۰] افت انتقال صوت از پوسته‌های استوانه‌ای تک‌جداره و دوجداره را به دو روش تحلیلی و آزمایشگاهی محاسبه کردند و اثرات خواص هندسی و مکانیکی پوسته، و زاویه موج صوتی برخوردی را بر ویژگی‌های انتقال صوت از این سازه‌ها مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها در مدل تئوری خود طول پوسته را نامحدود فرض کردند. دنلی و سان [۲۱] با معرفی یک روش عددی توان صوتی منتقل شده به داخل یک پوسته استوانه‌ای ساندویچی را محاسبه کردند. خواص عایق‌بندی صوتی یک پوسته استوانه‌ای ساندویچی دوجداره با طول نامحدود توسط ژو و همکاران [۲۲] به‌صورت تحلیلی مورد مطالعه قرار گرفت. آن‌ها از روش سیال معادل بر پایه تئوری بایو جهت مدل‌سازی انتشار موج در ماده متخلخل استفاده کردند. اولیازاده و فرشیدیان‌فر [۲۴] افت انتقال صوت پوسته‌های استوانه‌ای شکل با طول نامحدود را محاسبه کردند و روش‌هایی را برای کاهش توان صوتی انتقال یافته به داخل این سازه‌ها پیشنهاد کردند. همچنین آن‌ها در مطالعه دیگری [۲۵] تکنیک‌هایی را برای اندازه‌گیری تجربی افت انتقال صوت از پوسته‌های استوانه‌ای به کار گرفته و نتایج حاصل را مقایسه کردند. گلزاری و جعفری [۲۶] عملکرد عایق‌بندی صوتی پوسته‌های استوانه‌ای ساندویچی سه و چند جداره را در یک میدان صوتی پخشنده[2] مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها با در نظر گرفتن ساختارهای مختلف نشان دادند استفاده از کوپلینگ‌های مختلف بین لایه‌های مواد متخلخل و شکاف‌های هوا گزینه‌های بیشتری را جهت تنظیم عملکرد عایق‌بندی صدا در طیف‌های فرکانسی مختلف در اختیار قرار می‌دهد.

امروزه از مواد متخلخل در صنایع گوناگون به عنوان مواد جاذب لایه‌ای جهت کاهش انرژی صوتی ورودی به سیستم‌های مکانیکی به شکل وسیعی استفاده می‌گردد. به عنوان مثال استفاده از صفحه‌ها و پوسته‌ها با لایه‌ای از مواد متخلخل، در ساخت بدنه وسایل نقلیه مانند هواپیما، خودرو و قطار به صورت گسترده استفاده می‌شود. از این‌رو، این مهم در سال‌های اخیر مورد توجه محققین متعددی قرار گرفته است [۳، ۲۲، ۲۳، ۲۵، ۲۶]. این مواد که از دو فاز جامد و سیال تشکیل شده انرژی صوتی را در اثر واکنش متقابل این دو فاز و از طریق واکنش‌های گرمایی، ویسکوزیته برشی سیال و ویسکوزیته سازه‌ای دفع می‌کنند.

اگرچه پوسته‌های مخروطی شکل در کاربردهای عملی مختلفی مانند، موشک‌ها و ماهواره‌برها، زیردریایی‌ها و مخازن مورد استفاده قرار می‌گیرند، با این حال رفتار انتقال صوت در این سازه‌های کاربردی پیچیده به ندرت مورد توجه محققین قرار گرفته است که در این خصوص می‌توان تنها به مطالعه‌های تجربی ویپرمن و همکاران [۲۷] اشاره کرد. از دلایل اصلی این مهم می‌توان به پیچیدگی‌های بیشتر معادله‌های حاکم بر حرکت پوسته‌های مخروطی، محیط‌های صوتی، شرایط مرزی، روش حل و محاسبات مسئله ارتعاش صوت این سازه‌ها نسبت به ورق‌ها و پوسته‌های استوانه‌ای اشاره کرد. بنابراین، هدف اصلی از انجام این پژوهش معرفی یک روش تئوری جهت مطالعه انتقال صوت از پوسته‌های مخروطی با لایه متخلخل است. همچنین اثرات چندین پارامتر کلیدی همچون شرایط مرزی مختلف در دو سر مخروط، زاویه رأس مخروط، زاویه موج صوتی برخوردی و جنس پوسته مخروطی بر ویژگی‌های انتقال صوت در این سازه‌های کاربردی بررسی می‌گردد. به علاوه، با در نظر گرفتن دو ساختار مختلف جهت کوپلینگ بین جداره پوسته و لایه متخلخل، اثر این جاذب‌های صوتی

1 Porous Materials

2 Diffuse

Fig. 1. A schematic sketch of sound transmission through truncated conical shell subjected to a plane acoustic wave

شکل ۱: یک نمایش شماتیک از انتقال صوت در پوسته مخروطی ناقص تحت تحریک یک موج صوتی صفحه‌ای

بر افت انتقال صوت تعیین می‌گردد. این پژوهش کاربردی می‌تواند در طراحی صوتی پوسته‌های مخروطی مفید و موثر واقع شود.

۲- فرمول‌بندی تئوری مسئله ارتعاش-صوت

۲-۱- تعریف مسئله

پوسته مخروطی ناقص[1] جدار نازک مورد بررسی در این پژوهش با شعاع کوچک R_1، شعاع بزرگ R_2، نصف زاویه رأس α، ضخامت جداره h، ارتفاع L و ارتفاع مایل[2] L_s در شکل ۱ نشان داده شده است. جهت‌های x، θ و z که به ترتیب در راستای مولد مخروط، راستای محیطی و عمود بر سطح مخروط می‌باشند، بیانگر دستگاه منحنی‌الخط هستند. نوع شرایط مرزی در دو سر پوسته ساده (مفصلی) است. موج صوتی صفحه‌ای با زاویه β نسبت به خط عمود N به سطح بیرونی پوسته برخورد می‌کند که در نتیجه آن بخشی از امواج منعکس و بخشی به محفظه داخلی پوسته انتقال می‌یابد. سیال در بیرون و محفظه داخلی از هوای محیط با دمای ۲۰ درجه سانتی‌گراد است.

۲-۲- فرض‌های مسئله

پوسته مخروطی نشان داده شده در شکل ۱ همسانگرد و همگن فرض می‌شود. همچنین به منظور محاسبه خاصیت افت انتقال صوت سازه که بیانگر مقدار صدایی است که توسط آن ایزوله می‌شود، ضروری است میدان‌های صوتی بیرون و داخل پوسته بدون بازتاب صوت در نظر گرفته شوند. بنابراین فرض شده است که پوسته مخروطی در یک میدان آزاد[3] واقع شده و محفظه داخلی آن بدون انعکاس صوت است.

۲-۳- معادله‌های دینامیکی حاکم بر حرکت پوسته مخروطی جدار نازک

براساس تئوری لاو[4] معادله‌های حاکم بر حرکت دینامیکی پوسته مخروطی به‌صورت زیر بیان می‌گردد [۲۸]:

$$\frac{\partial N_{xx}}{\partial x}+\frac{1}{R(x)}\frac{\partial N_{\theta x}}{\partial \theta}+\frac{\sin\alpha}{R(x)}(N_{xx}-N_{\theta\theta})=\rho_s h\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (۱\text{- الف})$$

$$\frac{\partial N_{x\theta}}{\partial x}+\frac{2\sin\alpha}{R(x)}N_{\theta x}+\frac{1}{R(x)}\frac{\partial N_{\theta\theta}}{\partial \theta}+\frac{\cos\alpha}{R(x)}Q_{\theta z}=\rho_s h\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (۱\text{- ب})$$

$$\frac{\partial Q_{xz}}{\partial x}+\frac{\sin\alpha}{R(x)}Q_{xz}+\frac{1}{R(x)}\frac{\partial Q_{\theta z}}{\partial \theta}-\frac{\cos\alpha}{R(x)}N_{\theta\theta}+\Delta P=\rho_s h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad (۱\text{- پ})$$

$$\frac{\partial M_{xx}}{\partial x}+\frac{\sin\alpha}{R(x)}M_{xx}+\frac{1}{R(x)}\frac{\partial M_{\theta x}}{\partial \theta}-\frac{\sin\alpha}{R(x)}M_{\theta\theta}-Q_{xz}=0 \quad (۱\text{- ت})$$

$$\frac{\partial M_{x\theta}}{\partial x}+\frac{2\sin\alpha}{R(x)}M_{\theta x}+\frac{1}{R(x)}\frac{\partial M_{\theta\theta}}{\partial \theta}-Q_{\theta z}=0 \quad (۱\text{- ث})$$

1 Truncated
2 Slant Height
3 Free Field
4 Love

که u، v و w مولفه‌های جابجایی سطح میانی پوسته مخروطی در راستاهای به ترتیب x، θ و z هستند. t زمان است. همچنین $R(x)=R_0+x\sin\alpha$ که در آن $R_0=\frac{R_1+R_2}{۲}$ شعاع میانگین است. ρ_s چگالی پوسته مخروطی است. عبارت $\Delta P=(P^{\mathrm{I}}+P^{\mathrm{R}})-P^{\mathrm{T}}$ بیانگر اختلاف فشار موجود در دو طرف جداره پوسته است، که در آن P^{I}، P^{R} و P^{T} به ترتیب فشارهای صوتی برخوردی، انعکاسی و انتقال یافته هستند. به علاوه، N_{xx}، $N_{\theta\theta}$، $N_{x\theta}$ و $N_{\theta x}$ منتجه‌های نیرو و M_{xx}، $M_{\theta\theta}$، $M_{x\theta}$ و $M_{\theta x}$ منتجه‌های گشتاور بوده که از روابط زیر بدست می‌آیند:

$$N_{xx}=C\left[\frac{\partial u}{\partial x}+\mu\left(\frac{1}{R(x)}\frac{\partial v}{\partial\theta}+\frac{\sin\alpha}{R(x)}u+\frac{\cos\alpha}{R(x)}w\right)\right] \quad \text{(۲- الف)}$$

$$N_{\theta\theta}=C\left[\frac{1}{R(x)}\frac{\partial v}{\partial\theta}+\frac{\sin\alpha}{R(x)}u+\frac{\cos\alpha}{R(x)}w+\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right] \quad \text{(۲- ب)}$$

$$N_{x\theta}=N_{\theta x}=C\left(\frac{1-\mu}{2}\right)\left[\frac{1}{R(x)}\frac{\partial u}{\partial\theta}+\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\sin\alpha}{R(x)}v\right] \quad \text{(۲- پ)}$$

$$M_{xx}=D\left[-\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\mu\left(\frac{\cos\alpha}{R^2(x)}\frac{\partial v}{\partial\theta}-\frac{\sin\alpha}{R(x)}\frac{\partial w}{\partial x}-\frac{1}{R^2(x)}\frac{\partial^2 w}{\partial\theta^2}\right)\right] \quad \text{(۲- ت)}$$

$$M_{\theta\theta}=D\left[\frac{\cos\alpha}{R^2(x)}\frac{\partial v}{\partial\theta}-\frac{\sin\alpha}{R(x)}\frac{\partial w}{\partial x}-\frac{1}{R^2(x)}\frac{\partial^2 w}{\partial\theta^2}-\mu\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right] \quad \text{(۲- ث)}$$

$$M_{x\theta}=M_{\theta x}=D\left(\frac{1-\mu}{2}\right)\left[\frac{\cos\alpha}{R(x)}\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{2\cos\alpha\sin\alpha}{R^2(x)}v+\frac{2\sin\alpha}{R^2(x)}\frac{\partial w}{\partial\theta}-\frac{2}{R(x)}\frac{\partial^2 w}{\partial\theta\partial x}\right] \quad \text{(۲- ج)}$$

که در آن $C=\frac{Eh}{۱-\mu^2}$ و $D=\frac{Eh^3}{۱۲(۱-\mu^2)}$ به ترتیب سختی غشایی و سختی خمشی پوسته مخروطی هستند. E مدول یانگ و μ نسبت پواسون پوسته است. در نهایت از جایگذاری روابط (۲) در روابط (۱) معادله‌های حاکم بر حرکت پوسته مخروطی جدار نازک برحسب مولفه‌های جابجایی به‌صورت زیر بدست می‌آیند:

$$L_1\{u,v,w\}=\rho_s h\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (۳)$$

$$L_2\{u,v,w\}=\rho_s h\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (۴)$$

$$L_3\{u,v,w\}+\Delta P=\rho_s h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad (۵)$$

که L_1، L_2 و L_3 عملگرهای دیفرانسیلی هستند و در پیوست الف بیان شده‌اند.

۲-۴- مدل‌سازی اثر تداخل بین سیال و پوسته مخروطی ناقص

همانطور که در شکل ۲ نشان داده شده است، به منظور محاسبه فشار امواج صوتی در سطح مشترک سیال و پوسته مخروطی، پوسته به بخش‌هایی تقسیم می‌شود. این بخش‌ها به اندازه‌ای باریک هستند که می‌توان مقدار فشار صوتی روی سطح هر بخش را برابر با مقدار فشار صوتی روی سطح سازه استوانه‌ایی شکل با همان شعاع متوسط و ارتفاع در نظر گرفت. لازم به توضیح است که در این پژوهش از این مدل کارآمد تنها برای محاسبه فشار سیال در سطح پوسته مخروطی بهره گرفته شده است، چراکه همانطور در بخش ۶-۲ نشان داده خواهد شد، از معادله‌های حاکم بر پوسته مخروطی یعنی روابط (۳) تا (۵) جهت محاسبه مولفه‌های جابجایی پوسته مخروطی استفاده می‌شود. سپس نوارهای مخروطی شکل به واسطه معادله‌های حاکم بر شرایط مرزی در مرزهای مشترک با یکدیگر مرتبط می‌شوند.

بنابراین می‌توان معادله‌های امواج صوتی برخوردی، انعکاسی و انتقالی برای هر قسمت مخروطی را بر اساس روش برهم نهی مودها در مختصات استوانه‌ای [۱۹ و ۲۲] که معادله هلمهولتز را هم ارضاء می‌کنند، به ترتیب به فرم روابط زیر بیان کرد:

$$P_i^{\mathrm{I}}(r,\theta,X,t)=\sum_{n=0}^{\infty}p^{\mathrm{I}}\varepsilon_n(-\mathrm{j})^n J_n(k_{1r}r)\cos(n\theta)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-k_{1X}(X_i+X))} \quad (۶)$$

Fig. 2. A schematic sketch of fluid-conical shell interaction model

شکل ۲: یک نمایش شماتیک از مدل تداخل سیال و پوسته مخروطی

$$P_i^{\mathrm{R}}(r,\theta,X,t)=\sum_{n=0}^{\infty}p_{n,i}^{\mathrm{R}}H_n^2(k_{1r}r)\cos(n\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-k_{1X}X)} \tag{۷}$$

$$P_i^{\mathrm{T}}(r,\theta,X,t)=\sum_{n=0}^{\infty}p_{n,i}^{\mathrm{T}}H_n^1(k_{2r}r)\cos(n\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-k_{2X}X)} \tag{۸}$$

که در آن p^{I}، p_n^{R} و p_n^{T} به ترتیب دامنه امواج صوتی برخوردی، انعکاسی و انتقال یافته هستند. $i=۱,۲,۳,...,N$ که N تعداد کل بخش‌های مخروطی است. n عدد مود محیطی و ε_n پارامتر نیومان است که برای $n=۰$ برابر یک و برای سایر اعداد مود محیطی برابر دو است. r، θ و X به ترتیب جهت‌های شعاعی، محیطی و طولی (محوری) در مختصات استوانه‌ای هستند. ω فرکانس زاویه‌ای موج برخوردی، $\mathrm{j}=(-۱)^{۰/۵}$ و J_n، H_n^1 و H_n^2 به ترتیب توابع بسل نوع اول، هنکل نوع اول و هنکل نوع دوم از مرتبه n هستند.

از آنجایی‌که امواج صوتی پیشرونده در کل سیستم ناشی از موج صوتی برخوردی است، بنابراین مولفه‌های اعداد موج در راستای طولی یکسان هستند [۶، ۷، ۲۲، ۲۶] یعنی $k_{2X}=k_{1X}$. از این رو، اعداد موج و مولفه‌های شعاعی متناظر به‌صورت روابط زیر بدست می‌آیند:

$$k_1=\frac{\omega}{c_1}$$
$$k_{1X}=k_1\sin(\beta+\alpha) \tag{۹}$$
$$k_{1r}=k_1\cos(\beta+\alpha)$$

$$k_2=\frac{\omega}{c_2} \tag{۱۰}$$
$$k_{2r}=\left(k_2^2-k_{2X}^2\right)^{\frac{1}{2}}$$

که c_1 و c_2 سرعت صوت به ترتیب در سیال بیرون پوسته مخروطی و سیال محفظه داخلی است.

۲-۵- شرایط مرزی مسئله

معادله‌های حاکم بر بخش‌های مخروطی نمایش داده شده در شکل ۲ توسط هشت معادله پیوستگی در مرزهای مشترک با یکدیگر کوپل می‌گردند. این معادله‌ها که شامل پیوستگی مولفه‌های جابجایی و شیب، و همچنین تعادل بین منتجه‌های نیرو و ممان است به فرم روابط زیر نوشته می‌شوند:

$$u_i\Big|_{x=\frac{l_{s,i}}{2}}=u_{i+1}\Big|_{x=-\frac{l_{s,i+1}}{2}} \tag{۱۱- الف}$$

$$v_i\Big|_{x=\frac{l_{s,i}}{2}}=v_{i+1}\Big|_{x=-\frac{l_{s,i+1}}{2}} \tag{۱۱- ب}$$

$$w_i\Big|_{x=\frac{l_{s,i}}{2}}=w_{i+1}\Big|_{x=-\frac{l_{s,i+1}}{2}} \tag{۱۱- پ}$$

$$\frac{\partial w_i}{\partial x}\Big|_{x=\frac{l_{s,i}}{2}}=\frac{\partial w_{i+1}}{\partial x}\Big|_{x=-\frac{l_{s,i+1}}{2}} \tag{۱۱- ت}$$

$$N_{xx,i}\Big|_{x=\frac{l_{s,i}}{2}}=N_{xx,i+1}\Big|_{x=-\frac{l_{s,i+1}}{2}} \tag{۱۱- ث}$$

$$N_{x\theta,i}\Big|_{x=\frac{l_{s,i}}{2}}=N_{x\theta,i+1}\Big|_{x=-\frac{l_{s,i+1}}{2}} \tag{۱۱- ج}$$

$$M_{xx,i}\Big|_{x=\frac{l_{s,i}}{2}} = M_{xx,i+1}\Big|_{x=-\frac{l_{s,i+1}}{2}} \qquad (\text{ج-۱۱})$$

$$V_{xz,i}\Big|_{x=\frac{l_{s,i}}{2}} = V_{xz,i+1}\Big|_{x=-\frac{l_{s,i+1}}{2}} \qquad (\text{خ-۱۱})$$

که در آن $l_{s,i}$ ارتفاع مایل مخروط iام است. منتجه‌های نیرو و ممان برای پوسته مخروطی در رابطه (۲) بیان شده‌اند. همچنین V_{xz} نیروی برشی کلوین-کیرشهف[1] بوده که برابر است با [۲۹]:

$$V_{xz} = Q_{xz} + \frac{1}{R(x)}\frac{\partial M_{x\theta}}{\partial \theta} \qquad (۱۲)$$

همچنین در سطح مشترک بین سیال و پوسته مخروطی (یعنی $r = R_{0,i}$)، سرعت ذرات سیال در جهت z با سرعت پوسته در این جهت برابر است. بنابراین نوع دیگری از شرایط مرزی به فرم معادله‌های زیر قابل بیان هستند:

$$(V_{r,i}^{\mathrm{I}} + V_{r,i}^{\mathrm{R}})\cos\alpha + (V_{X,i}^{\mathrm{I}} + V_{X,i}^{\mathrm{R}})\sin\alpha = \frac{\partial w_i}{\partial t} \qquad (۱۳)$$

$$V_{r,i}^{\mathrm{T}}\cos\alpha + V_{X,i}^{\mathrm{T}}\sin\alpha = \frac{\partial w_i}{\partial t} \qquad (۱۴)$$

که V_r و V_X سرعت ذرات سیال به ترتیب در راستاهای شعاعی و طولی مختصات استوانه‌ای است.

به علاوه، شرایط مرزی در دو سر پوسته مخروطی برای سه نوع شرط مرزی ساده، گیردار و آزاد به شکل زیر بیان می‌شود:

شرط مرزی ساده[2] (مفصلی):

$$v = 0 \quad w = 0 \quad N_{xx} = 0 \quad M_{xx} = 0 \qquad (۱۵)$$

شرط مرزی گیردار[3] (ثابت):

$$u = 0 \quad v = 0 \quad w = 0 \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \qquad (۱۶)$$

شرط مرزی آزاد[4]:

$$N_{xx} = 0 \quad N_{x\theta} = 0 \quad M_{xx} = 0 \quad V_{xz} = 0 \qquad (۱۷)$$

1 Kelvin-Kirchhoff
2 Simply Support
3 Clamped
4 Free

۲-۶- روش حل

مولفه‌های جابجایی پوسته مخروطی به فرم کلی زیر قابل بیان هستند:

$$u(x,\theta,t) = \sum_{n=0}^{\infty} U(x)\cos(n\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \qquad (۱۸)$$

$$v(x,\theta,t) = \sum_{n=0}^{\infty} V(x)\sin(n\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \qquad (۱۹)$$

$$w(x,\theta,t) = \sum_{n=0}^{\infty} W(x)\cos(n\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \qquad (۲۰)$$

که دامنه‌های $U(x)$، $V(x)$ و $W(x)$ در فرم سری توانی به‌صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$U(x) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m x^m \qquad (۲۱)$$

$$V(x) = \sum_{m=0}^{\infty} b_m x^m \qquad (۲۲)$$

$$W(x) = \sum_{m=0}^{\infty} c_m x^m \qquad (۲۳)$$

که a_m، b_m و c_m ثوابت هستند.

با ترکیب روابط ارائه شده برای موج‌های صوتی (روابط (۶) تا (۸))، روابط مولفه‌های جابجایی پوسته مخروطی (روابط (۱۸) تا (۲۳)) و شرایط مرزی بین سیال و سازه (روابط (۱۳) و (۱۴)) و استفاده از آن‌ها در معادله‌های دینامیکی حاکم بر پوسته مخروطی (روابط (۳) تا (۵))، پس از انجام محاسبات ریاضی روابط زیر برای هر بخش مخروطی بدست می‌آید:

$$\begin{aligned} a_{m+2} &= M_{1,1}a_{m+1} + M_{1,2}a_m + M_{1,3}a_{m-1} + \\ &M_{1,4}a_{m-2} + M_{1,5}b_{m+1} + M_{1,6}b_m + \\ &M_{1,7}c_{m+1} + M_{1,8}c_m \qquad m = 2,3,\ldots \end{aligned} \qquad (۲۴)$$

$$\begin{aligned} b_{m+2} &= M_{2,1}a_{m+1} + M_{2,2}a_m + M_{2,3}a_{m-1} + \\ &M_{2,4}a_{m-2} + M_{2,5}b_{m+1} + M_{2,6}b_m + \\ &M_{2,7}b_{m-1} + M_{2,8}b_{m-2} + M_{2,9}b_{m-3} + \\ &M_{2,10}b_{m-4} + M_{2,11}c_{m+2} + M_{2,12}c_{m+1} + \\ &M_{2,13}c_m + M_{2,14}c_{m-1} + M_{2,15}c_{m-2}, \qquad m = 4,5,\ldots \end{aligned} \qquad (۲۵)$$

$$\begin{aligned} c_{m+4} &= M_{3,1}a_{m+1} + M_{3,2}a_m + M_{3,3}a_{m-1} + \\ &M_{3,4}a_{m-2} + M_{3,5}b_{m+2} + M_{3,6}b_{m+1} + \\ &M_{3,7}b_m + M_{3,8}b_{m-1} + M_{3,9}b_{m-2} + \\ &M_{3,10}c_{m+3} + M_{3,11}c_{m+2} + M_{3,12}c_{m+1} + \\ &M_{3,13}c_m + M_{3,14}c_{m-1} + M_{3,15}c_{m-2} + \\ &M_{3,16}c_{m-3} + M_{3,17}c_{m-4} + M_{3,18}, \qquad m = 4,5,\ldots \end{aligned} \tag{۲۶}$$

که a_2، a_3، b_2، b_3، b_4، b_5، c_4، c_5، c_6 و c_7 ثابت‌ها و $M_{1,k}$ $(k=۱,۲,\ldots,۸)$، $M_{2,k}$ $(k=۱,۲,\ldots,۱۵)$ و $M_{3,k}$ $(k=۱,۲,\ldots,۱۸)$ ضرایبی هستند که به دلیل طولانی بودن عبارات آن‌ها در این مقاله ذکر نمی‌شود.

از جایگذاری روابط (۲۴) تا (۲۶) در روابط (۲۱) تا (۲۳) ملاحظه خواهد شد که دامنه‌های جابجایی پوسته مخروطی برحسب هشت ثابت مجهول a_0، a_1، b_0، b_1، c_0، c_1، c_2 و c_3 بدست می‌آید که به‌صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\begin{bmatrix} U(x) \\ V(x) \\ W(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_1(x) & \ldots & u_8(x) \\ v_1(x) & \ldots & v_8(x) \\ w_1(x) & \ldots & w_8(x) \end{bmatrix} \mathbf{x} + \begin{bmatrix} u_0(x) \\ v_0(x) \\ w_0(x) \end{bmatrix} \tag{۲۷}$$

که $\mathbf{x} = \begin{bmatrix} a_0 & a_1 & b_0 & b_1 & c_0 & c_1 & c_2 & c_3 \end{bmatrix}^{\mathrm{T}}$. همچنین $u_k(x)$، $v_k(x)$ و $w_k(x)$ $(k=۰,۱,\ldots,۸)$ توابعی هستند که در این مقاله بر اساس بسط دامنه‌های جابجایی تا ده جمله $(m=۱۰)$ محاسبه شده‌اند.

با استفاده از رابطه (۲۷) در شرایط مرزی بیان شده در رابطه‌های (۱۱) و (۱۵)، معادله ماتریسی به‌صورت رابطه زیر برای هر عدد مود محیطی n بدست می‌آید:

$$\mathbf{A}\mathbf{x} = \mathbf{b} \tag{۲۸}$$

که در آن:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_1\big|_{x=-\frac{l_{s,1}}{2}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{C}_1\big|_{x=\frac{l_{s,1}}{2}} & -\mathbf{C}_2\big|_{x=-\frac{l_{s,2}}{2}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{C}_2\big|_{x=\frac{l_{s,2}}{2}} & -\mathbf{C}_3\big|_{x=-\frac{l_{s,3}}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{C}_{N-1}\big|_{x=-\frac{l_{s,N-1}}{2}} & -\mathbf{C}_N\big|_{x=-\frac{l_{s,N}}{2}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{B}_N\big|_{x=\frac{l_{s,N}}{2}} \end{bmatrix}_{8N\times 8N} \tag{۲۹}$$

$$\mathbf{x} = \begin{bmatrix} \mathbf{x}_1 \\ \mathbf{x}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{x}_N \end{bmatrix}_{8N\times 1}, \qquad \mathbf{b} = \begin{bmatrix} -\mathbf{b}_1\big|_{x=-\frac{l_{s,1}}{2}} \\ \mathbf{c}_2\big|_{x=-\frac{l_{s,2}}{2}} - \mathbf{c}_1\big|_{x=\frac{l_{s,1}}{2}} \\ \vdots \\ \mathbf{c}_N\big|_{x=-\frac{l_{s,N}}{2}} - \mathbf{c}_{N-1}\big|_{x=\frac{l_{s,N-1}}{2}} \\ -\mathbf{b}_N\big|_{x=\frac{l_{s,N}}{2}} \end{bmatrix}_{8N\times 1}$$

که عناصر غیر صفر ماتریس‌های $\mathbf{A}$ و $\mathbf{b}$ در پیوست ب بیان شده‌اند.

از حل معادله ماتریسی (۲۸)، مجهول‌های $\mathbf{x}$ محاسبه می‌شوند. سپس از جایگذاری آنها در روابط (۲۱) تا (۲۳)، مولفه‌های جابجایی پوسته مخروطی بدست می‌آیند. در نهایت با استفاده از این مولفه‌ها، معادله اویلر [۳۰]، روابط امواج صوتی (روابط (۶) تا (۸)) و شرایط مرزی در روابط (۱۳) و (۱۴)، دامنه‌های امواج صوتی انعکاسی و انتقالی تعیین می‌شوند.

۲-۷- افت انتقال صوت

توان موج صوتی صفحه‌ای برخوردی به‌صورت زیر قابل بیان است [۶، ۲۲، ۲۶]:

$$W^{\mathrm{I}} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\int_S P^{\mathrm{I}} V^{\mathrm{I}^*} dS\right\} \tag{۳۰}$$

که $V^{\mathrm{I}} = \dfrac{P^{\mathrm{I}}}{\rho_1 c_1}$ سرعت ذرات سیال و ρ_1 چگالی سیال خارج از پوسته است. همچنین $\mathrm{Re}\{\cdot\}$ و بالانویس $(^*)$ به ترتیب بخش حقیقی و مزدوج مختلط آرگومان را نشان می‌دهند. S تصویر سطح پوسته در راستای موج صوتی است. به دلیل این‌که این موج توان خود را در هر دو جهت شعاعی و محوری از پوسته مخروطی عبور می‌دهد، از این‌رو رابطه (۳۰) به‌صورت زیر بازنویسی می‌گردد:

$$W^{\mathrm{I}} = \frac{\left(p^{\mathrm{I}}\right)^2}{2\rho_1 c_1}\begin{pmatrix} S_1\cos(\alpha+\beta) + \\ S_2\sin(\alpha+\beta) \end{pmatrix} \tag{۳۱}$$

که در آن $S_1 = \left(R_1 + R_2\right)L$ و $S_2 = \frac{\pi}{۲}\left(R_2^2 - R_1^2\right)$.

همچنین، توان موج صوتی انتقال یافته به داخل پوسته مخروطی برابر است با:

$$W^{\mathrm{T}} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\int_S P^{\mathrm{T}}\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^* dS\right\} \tag{۳۲}$$

که در آن $dS=(R_0+x\sin\alpha)dxd\theta$. از جایگذاری روابط (۸) و (۲۳) در رابطه (۳۲)، توان انتقالی برای هر قسمت مخروطی به‌صورت زیر بدست می‌آید:

$$W_n^{\mathrm{T}}=\frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{2\pi\rho_2\omega^2H_n^1(k_{2r}R_0)}{\varepsilon_n\begin{pmatrix}H_n^{1\prime}(k_{2r}R_0)k_{2r}\cos\alpha-\\ \mathrm{j}H_n^1(k_{2r}R_0)k_{1X}\sin\alpha\end{pmatrix}}\times\left[\int_{-l_s/2}^{l_s/2}W(x)\left(j\omega W(x)\right)^*(R_{0,i}+x\sin\alpha)dx\right]\right\} \quad (۳۳)$$

که ρ_2 چگالی سیال موجود در محفظه داخلی است.

در نهایت، افت انتقال صوت به فرم رابطه زیر بیان می‌شود [۲۰ و ۲۲]:

$$\mathrm{TL}=-10\log\frac{\sum_{n=0}^{\infty}W_n^{\mathrm{T}}}{W^{\mathrm{I}}} \quad (۳۴)$$

همچنین در یک میدان صوتی که در آن امواج با زوایای مختلف به سطح پوسته مخروطی برخورد می‌کنند، میانگین افت انتقال صوت به‌صورت رابطه زیر قابل محاسبه است [۲۰]:

$$\mathrm{TL}_{\mathrm{av}}=-10\log\left[2\int_0^{\beta_{\mathrm{lim}}}\left(\frac{\sum_{n=0}^{\infty}W_n^{\mathrm{T}}}{W^{\mathrm{I}}}\right)\sin\beta\cos\beta d\beta\right] \quad (۳۵)$$

که β_{lim} زاویه حد موج صوتی برخوردی است، به‌طوری‌که فرض می‌شود امواج صوتی با زاویه‌ای بیشتر از آن به داخل پوسته منتقل نمی‌شوند. در این پژوهش زاویه حد ۸۰ درجه در نظر گرفته می‌شود.

۲-۸- مدل‌سازی انتشار موج در ماده متخلخل

از تئوری بایو [۳۱] به عنوان شناخته شده‌ترین و کاملترین تئوری جهت مدل‌سازی انتشار موج در مواد متخلخل نام برده می‌شود. براساس این تئوری ماده متخلخل متشکل از دو فاز جامد و سیال در نظر گرفته شده که در فاز جامد دو موج طولی و یک موج برشی (عرضی) و در فاز سیال دو موج طولی انتشار می‌یابد. براساس این تئوری معادله‌های حاکم بر انتشار موج‌های مذکور در ماده متخلخل همگن و همسانگرد به‌صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\nabla^4e_{\mathrm{s}}+A_1\nabla^2e_{\mathrm{s}}+A_2e_{\mathrm{s}}=0 \quad (۳۶)$$

$$\nabla^2\varpi+k_{\mathrm{t}}^2\varpi=0 \quad (۳۷)$$

که در آن ∇ عملگر گرادیان است. همچنین e_{s}، ϖ، A_1، A_2 و k_{t} پارامترهایی هستند که روش تعریف و محاسبه آن‌ها به‌طور کامل در مراجع [۳ و ۳۱] بیان شده است. بنابراین از ذکر مجدد آن‌ها در این مقاله صرف‌نظر شده است.

در ادامه لی و همکاران [۳۲] مدلی را براساس تئوری بایو معرفی کردند که در آن موجی که دارای بیشترین انرژی است به عنوان موج غالب در نظر گرفته می‌شود و از مشارکت سایر امواج در مقایسه با آن صرف‌نظر می‌شود. این مدل که از پیچیدگی‌های ریاضی کمتری نسبت به مدل بایو برخوردار است، تاکنون نتایج قابل قبولی را از خود ارائه کرده است و از آن توسط محققین متعددی جهت پیاده‌سازی معادلات حاکم بر ماده متخلخل در انتقال صوت از ورق‌ها و پوسته‌های استوانه‌ای با لایه متخلخل بهره گرفته شده است [۲۲، ۲۶، ۳۳، ۳۴]. لازم به توضیح است که روش محاسبه انرژی‌های کرنش مربوط به جابجایی فاز جامد و جابجایی فاز سیال برای امواج هوابرد[1] (موج غالب بر فاز سیال) و فریم[2] (موج غالب بر فاز جامد) به تفصیل در مرجع [۳۲] ارائه گردیده است.

در این مقاله جهت بررسی انتقال صوت از پوسته مخروطی با لایه متخلخل دو پیکربندی به منظور کوپلینگ بین جداره پوسته و لایه متخلخل مطابق شکل ۳ در نظر گرفته شده است. در شکل ۳- الف لایه متخلخل به‌طور مستقیم به سطح داخلی پوسته متصل می‌شود (که پیکربندی B نامگذاری می‌شود) و در شکل ۳- ب لایه متخلخل به واسطه یک شکاف هوا از جداره پوسته جدا می‌شود (که پیکربندی U نامگذاری می‌شود).

شرایط مرزی که ناشی از پیوستگی سرعت نرمال پوسته، سیال و لایه متخلخل است، در حالت کلی برای دو ساختار فوق به فرم معادله‌های زیر بیان می‌شوند:

$$(V_{\mathrm{p}r}^{\mathrm{T}}+V_{\mathrm{p}r}^{\mathrm{R}})\cos\alpha+(V_{\mathrm{p}X}^{\mathrm{T}}+V_{\mathrm{p}X}^{\mathrm{R}})\sin\alpha=\frac{\partial w}{\partial t} \quad (۳۸)$$

1 Airborne
2 Frame

Fig. 3. Different configurations for coupling the porous layer to the shell: a) *B* Configuration: The porous layer is directly attached to the shell; b) *U* Configuration: The porous layer is separated from the shell by an air gap

شکل ۳: پیکربندی‌های مختلف برای اتصال لایه متخلخل به پوسته: الف) پیکربندی B: لایه متخلخل مستقیم به جداره پوسته متصل گردیده است؛ ب) پیکربندی U: لایه متخلخل با یک شکاف هوا از پوسته جدا شده است

$$(V_{ar}^{T}+V_{ar}^{R})\cos\alpha+(V_{aX}^{T}+V_{aX}^{R})\sin\alpha=(V_{pr}^{T}+V_{pr}^{R})\cos\alpha+(V_{pX}^{T}+V_{pX}^{R})\sin\alpha \quad (۳۹)$$

$$(V_{pr}^{T}+V_{pr}^{R})\cos\alpha+(V_{pX}^{T}+V_{pX}^{R})\sin\alpha=V_{r}^{T}\cos\alpha+V_{X}^{T}\sin\alpha \quad (۴۰)$$

۳- نتایج و بحث

در این قسمت پس از اعتبارسنجی نتایج، اثر چندین پارامتر مهم طراحی و همچنین اثر مواد متخلخل بر افت انتقال صوت از پوسته‌های مخروطی بررسی می‌گردد که می‌توانند در بحث طراحی صوتی این سازه‌های کاربردی مفید و موثر واقع شوند.

جدول ۱ خواص فیزیکی پوسته مخروطی فولادی و هوای محیط مورد مطالعه در این پژوهش را نشان می‌دهد. موج صوتی با دامنه ۱ پاسکال و زاویه ۴۵° نسبت به نرمال بر سطح به پوسته برخورد می‌کند. شرایط مرزی در دو سر پوسته مخروطی ناقص از نوع ساده در نظر گرفته شده است. همچنین سیال در داخل و بیرون پوسته هوای محیط با دمای ۲۰ درجه سانتی‌گراد فرض می‌شود.

همانطور که ملاحظه می‌شود روابط مربوط به مولفه‌های جابجایی پوسته مخروطی (روابط (۱۸) تا (۲۰))، امواج صوتی (روابط (۶) تا (۸)) و افت انتقال صوت (رابطه (۳۴)) به فرم سری بیان شده‌اند. بنابراین استفاده از تعداد مود کافی هم از جهت اطمینان از دقت نتایج حاصل شده و هم کاهش زمان محاسبات از اهمیت بسزایی برخوردار است. با توجه به اهمیت این موضوع در این پژوهش یک الگوریتم تکرارپذیر مورد استفاده قرار گرفته است. این الگوریتم تا وقتی که مقدار اختلاف افت انتقال صوت در دو تکرار متوالی کمتر از دقت ۰/۰۱ دسی‌بل نباشد، تکرار می‌گردد. شکل ۴ تغییرات افت انتقال صوت برحسب n را در فرکانس‌های ۲۰۰ هرتز، ۲۰۰۰ هرتز و ۲۰۰۰۰ هرتز نشان می‌دهد. ملاحظه می‌شود با افزایش n دامنه افت انتقال کاهش می‌یابد تا به یک مقدار ثابت می‌رسد. از این‌رو، اگر تعداد مود کافی در تحلیل لحاظ نشود، نتایج از دقت کافی برخوردار نخواهد بود. علاوه بر این، مشاهده می‌شود با افزایش فرکانس تحریک، تعداد مودهای همگرایی افزایش داشته است.

۳-۱- اعتبارسنجی نتایج

شکل ۵ نتایج میانگین افت انتقال صوت را با نتایج تجربی ویپرمن و همکاران [۲۷] برای پوسته مخروطی با شعاع کوچک ۰/۱۹ متر، شعاع بزرگ ۰/۳۰۵ متر، نصف زاویه رأس ۱۱/۵° و ارتفاع ۰/۵۶ متر مقایسه می‌کند. لازم به توضیح است که در مطالعات آزمایشگاهی، ویپرمن با استفاده از روش کاهش نویز[1] مقدار اتلاف صوت پوسته مخروطی را اندازه‌گیری کرد. همانطور که در مرجع [۲۷] اشاره شده است، این روش اندازه‌گیری بیشتر به اندازه‌گیری انرژی صوت مرتبط است تا توان آن (که در رابطه (۳۴) این مقاله مورد استفاده قرار

1 Noise Reduction (NR)

جدول۱: خصوصیات پوسته مخروطی ناقص و هوای محیط

Table 1. Properties of the truncated conical shell and ambient air

علائم	توضیحات	مقدار
خواص پوسته مخروطی فولادی		
ρ_s	چگالی (کیلوگرم بر متر مکعب)	۷۸۵۰
E	مدول یانگ (پاسکال)	۲۰۰×۱۰^{۹}
μ	ضریب پواسون	۰/۳
R_1	شعاع کوچک (متر)	۰/۱
R_2	شعاع بزرگ (متر)	۰/۱۴۴
α	نصف زاویه راس مخروط	۵°
h	ضخامت جداره (متر)	۰/۰۰۱
L	ارتفاع مخروط (متر)	۰/۵
خواص هوای محیط با دمای $۲۰^{\circ}C$		
ρ_a	چگالی (کیلوگرم بر متر مکعب)	۱/۲۱
c_0	سرعت صوت (متر بر ثانیه)	۳۴۳/۲
Pr	عدد پرانتل	۰/۷۱
λ	نسبت گرمای ویژه	۱/۴

Fig. 4. Convergence checking for sound transmission loss of truncated conical shell

شکل ۴: بررسی همگرایی افت انتقال صوت پوسته مخروطی ناقص

گرفته است). از طرفی دیگر همانطور که محققین [۳۵ و ۳۶] از رابطه $NR = TL - ۱۰\mathrm{Log}(\frac{۱}{\upsilon} - \frac{۳}{۴})$ (که υ ضریب جذب متوسط سازه و محفظه داخلی است و عموماً مقداری کمتر از ۰/۱ دارد) جهت تبدیل نتایج افت انتقال صوت و نتایج کاهش صوت به یکدیگر استفاده کردند، مقادیر روش کاهش صوت کمتر از نتایج مدل حاضر پیش‌بینی می‌شوند. به علاوه، آن ها در مدل تجربی خود از چهار بلندگو برای تولید امواج صوتی در اطراف پوسته مخروطی استفاده کردند و همانطور که روشن است محفظه داخلی منعکس‌کننده صوت است. این در حالی‌است که در مدل تحلیلی حاضر یک موج صوتی صفحه‌ای پوسته را تحریک کرده و همچنین محفظه داخلی بدون انعکاس صوت فرض شده است. با توجه به توضیحات فوق، انتظار می‌رود که در مدل تجربی ویپرمن انتقال صوت بیشتری به داخل سازه اندازه‌گیری شود، یا به عبارت دیگر اتلاف صوت کمتری محاسبه شود. بنابراین، انجام این مقایسه بهتر است از جنبه کیفی صورت بپذیرد، که در این رابطه مشاهده

Fig. 5. Comparison of the present results with the experimental results of Vipperman et al. [27]

شکل ۵: مقایسه نتایج حاضر با نتایج تجربی ویپرمن و همکاران [۲۷]

Fig. 6. Comparison of the present results with the analytical results of Talebitooti et al. [23]

شکل ۶: مقایسه نتایج حاضر با نتایج تحلیلی طالبی‌توتی و همکاران [۲۳]

می‌شود مقدار اتلاف صوت در روش ویپرمن کمتر بدست آمده است و همچنین رفتار منحنی‌ها به ویژه در فرکانس‌های میانی و فرکانس‌های بالا به یکدیگر شبیه است.

از آنجایی‌که افت انتقال صوت در پوسته‌های مخروطی به ندرت مورد توجه محققین قرار گرفته است، در شکل ۶ نتایج مدل حاضر با نتایج تحلیلی انتقال صوت از پوسته استوانه فولادی مورد مطالعه توسط طالبی‌توتی و همکاران [۲۳] مقایسه می‌گردد. لازم به توضیح است از جایگذاری $\alpha = 0^\circ$ در معادله‌های حاکم بدست آمده در بخش ۲، معادله‌های حاکم بر مسئله ارتعاش-صوت برای پوسته‌های استوانه‌ای بدست می‌آید. خواص پوسته فولادی عبارتند از: چگالی ۷۸۵۰ کیلوگرم بر متر مکعب، مدول یانگ ۲۱۰ گیگاپاسکال، نسبت پواسون ۰/۳، شعاع ۰/۱ متر و ضخامت جداره ۱ میلی‌متر. طالبی‌توتی در مطالعات خود طول پوسته را نامحدود فرض کرده است لذا اثر شرایط مرزی دو سر سازه لحاظ نشده است. از آنجایی‌که مدل ارائه شده در این پژوهش طول پوسته را محدود در نظر می‌گیرد، نتایج برای طول‌های ۳، ۵ و ۷ متر محاسبه شده است. همچنین شرایط مرزی از نوع ساده در دو سر پوسته فرض شده است.

شکل ۶ تطابق خوب نتایج را بخصوص در فرکانس‌های میانی و فرکانس‌های بالا و همچنین در تعیین مکان فرکانس رینگ نشان داده است. با این حال، به دلیل این‌که مدل طالبی‌توتی برای پوسته با طول نامحدود ارائه شده است، بنابراین قادر به پیش‌بینی دقیق افت انتقال صوت به خصوص در فرکانس‌های خیلی کم (کمتر از ۱۰۰ هرتز) یعنی جایی که اثر شرایط مرزی اهمیت بیشتری دارد، نیست. بنابراین وجود کمی اختلاف بین نتایج مدل حاضر با نتایج مدل نامحدود به

Fig. 7. Effect of the boundary conditions on the characteristics of sound transmission through truncated conical shell

شکل ۷: اثر شرایط مرزی بر ویژگی‌های انتقال صوت در پوسته مخروطی ناقص

Fig. 8. Effect of the cone vertex angle on the characteristics of sound transmission through truncated conical shell

شکل ۸: اثر زاویه رأس مخروط بر ویژگی‌های انتقال صوت در پوسته مخروطی ناقص

خصوص در فرکانس‌های پایین امری بدیهی است. همچنین ملاحظه می‌شود با افزایش طول پوسته و کاهش اثرات مرزی نتایج مدل حاضر به نتایج پوسته با طول نامحدود نزدیک می‌شود. علاوه براین، به این دلیل که مدل کنونی چگالی مودال بیشتری در فرکانس‌های میانی دارد، بنابراین در منحنی افت انتقال، رزونانس‌های متناظر با فرکانس‌های طبیعی پوسته در طیف فرکانسی بیشتری نسبت به مدل طالبی‌توتی اتفاق می‌افتد، که این مهم باعث کاهش دامنه افت انتقال در این فرکانس‌ها می‌شود. لازم به توضیح است که مشابه نتایج فوق را ژین و همکاران [۶ و ۷] در مقایسه نتایج پانل با ابعاد محدود و پانل با ابعاد نامحدود مشاهده کرده‌اند.

۳-۲- اثر شرایط مرزی در دو سر پوسته مخروطی

در شکل ۷، مقادیر افت انتقال صوت برای شرایط مرزی مختلف در دو انتهای پوسته مخروطی با یکدیگر مقایسه شده است. سه نوع شرط مرزی کاملاً آزاد (F-F)، دو سر ساده (S-S) و دو سر گیردار (C-C) در نظر گرفته می‌شود. مشاهده می‌شود که اثر شرایط مرزی از طریق تغییر سختی پوسته در ناحیه فرکانس پایین (کمتر از ۱۰۰۰ هرتز) قابل ملاحظه است. بطوریکه بیشترین و کمترین دامنه افت انتقال به ترتیب برای شرط مرزی دو سر گیردار و شرط مرزی کاملاً آزاد بدست آمده است. با این حال ملاحظه می‌شود در محدوده فرکانس‌های میانی (از فرکانس ۱۰۰۰ هرتز تا ۵۰۰۰ هرتز) و فرکانس‌های بالا

Fig. 9. Effect of the incident sound wave angle on the characteristics of sound transmission through truncated conical shell

شکل ۹: اثر زاویه موج صوتی برخوردی بر ویژگی‌های انتقال صوت در پوسته مخروطی ناقص

(از فرکانس ۵۰۰۰ هرتز تا ۲۰۰۰۰ هرتز) با کاهش اثرات مرزی، از اختلاف بین نتایج کاسته می‌شود و منحنی‌ها رفتار مشابهی از خود نمایش می‌دهند.

در بررسی رفتار انتقال صوت سازه‌ها توجه به رزونانس‌های منحنی افت انتقال از اهمیت بسزایی برخوردار است. چرا که در این رزونانس‌ها (که عموماً به دلیل رزونانس‌های پوسته و یا رزونانس‌های صوتی محفظه داخلی پوسته اتفاق می‌افتند) توان صدای منتقل شده به داخل سیستم به‌صورت ناگهانی افزایش می‌یابد. در شکل ۷ مشاهده می‌شود به دلیل تاثیر شرایط مرزی پوسته مخروطی بر محل فرکانس‌های طبیعی آن، تعدادی از رزونانس‌های منحنی افت انتقال با تغییر شرایط مرزی تغییر می‌کنند.

۳-۳- اثر زاویه رأس مخروط

افت انتقال صوت در پوسته مخروطی برای زوایای $\alpha = ۰^\circ, ۵^\circ, ۱۰^\circ$ در شکل ۸ نشان داده شده است. لازم به توضیح است که $\alpha = ۰^\circ$ متناظر با پوسته استوانه‌ای با شعاع ۰/۱۲۲ متر بوده که برابر شعاع متوسط مخروط با خواص هندسی داده شده در جدول ۱ است. مشاهده می‌شود با افزایش زاویه رأس مخروط، دامنه افت انتقال تا فرکانس حدود ۴۰۰ هرتز کاهش می‌یابد ولی در فرکانس‌های بالاتر افزایش جزئی داشته است که ممکن است از دلایل اصلی آن افزایش جرم سازه و در نتیجه میرایی آن باشد. همچنین کاهش افت انتقال در فرکانس‌های پایین در مقایسه بین پوسته استوانه‌ای و پوسته مخروطی قابل توجه است. از آنجایی‌که در فرکانس‌های پایین رفتار صوتی سازه تحت تاثیر سختی آن است، بنابراین کاهش سختی پوسته مخروطی با افزایش زاویه رأس می‌تواند دلیل اصلی کاهش افت انتقال صوت در فرکانس‌های پایین باشد. همچنین مشاهده می‌شود اولین روزنانس در منحنی افت انتقال صوت به فرکانس‌های کمتر منتقل می‌شود.

۳-۴- اثر زاویه موج صوتی برخوردی

شکل ۹ اثر زاویه موج صوتی برخوردی را بر رفتار انتقال صوت سازه نشان می‌دهد. ملاحظه می‌گردد در فرکانس‌های زیر ۲۵۰ هرتز و فرکانس‌های بالای ۲۸۰۰ هرتز با کاهش زاویه برخورد دامنه افت انتقال به مقدار کمی افزایش داشته است. ولی در بین فرکانس‌های ۲۵۰ هرتز تا ۲۸۰۰ هرتز افت انتقال کاهش زیادی داشته است. علاوه بر این، همانطور که انتظار می‌رفت رزونانس‌های متناظر با فرکانس‌های طبیعی پوسته با تغییر زاویه برخورد تغییر نکرده‌اند.

۳-۵- اثر جنس پوسته مخروطی

اثر جنس پوسته مخروطی ناقص بر نتایج انتقال صوت در شکل ۱۰ نشان داده شده است. به این منظور سه نوع جنس آلومینیوم (با مدول یانگ ۶۹ گیگاپاسکال، چگالی ۲۷۰۰ کیلوگرم بر متر مکعب و نسبت پواسون ۰/۳۳)، فولاد و برنج (با مدول یانگ ۱۰۴ گیگاپاسکال، چگالی ۸۵۵۳ کیلوگرم بر متر مکعب و نسبت پواسون ۰/۳۷) در نظر گرفته شده اند. شکل ۱۰ نشان می‌دهد به‌طور کلی در فرکانس‌های پایین و فرکانس‌های میانی کمترین توان صوتی به پوسته فولادی منتقل شده است اما در فرکانس‌های بالا پوسته برنجی کمترین

Fig. 10. Effect of the material of truncated conical shell on the characteristics of sound transmission through it

شکل ۱۰: اثر جنس پوسته مخروطی بر ویژگی‌های انتقال صوت در آن

توان صوتی را به داخل انتقال داده است. از دلایل عمده این مهم می‌توان به سختی زیاد فولاد و جرم زیاد برنج اشاره کرد. با این حال در بحث عایق‌بندی صدا آلومینیوم بدترین عملکرد را داشته است. بنابراین بدون توجه به سایر محدودیت‌های طراحی مانند وزن، هزینه و ساخت، از فولاد و برنج برای کاهش انتقال صوت در بازه فرکانسی هدف می‌توان بهره برد.

۳-۶- اثر لایه متخلخل

شکل‌های ۱۱- الف و ۱۱- ب نسبت انرژی کرنش امواج فریم و برشی به موج هوابرد را در دو فاز جامد و سیال براساس روش لی [۳۲] به ترتیب برای ساختارهای نمایش داده شده در شکل‌های ۳- الف و ۳- ب نشان می‌دهد. لایه متخلخل از جنس پلی‌اورتان با حفره‌های پر شده از هوای محیط بوده که خواص آن در جدول ۲ ارائه شده است. در ساختار B ضخامت لایه متخلخل ۴۰ میلی‌متر است، اما در ساختار U ضخامت آن ۳۰ میلی‌متر و ضخامت شکاف هوا ۱۰ میلی‌متر لحاظ شده است. در شکل ۱۱- الف مشاهده می‌شود انرژی کرنش امواج هوابرد در مقایسه با امواج فریم بسیار ناچیز است. این در حالی است که در شکل ۱۱- ب این امواج فریم هستند که انرژی کرنش ناچیزی در مقایسه با امواج هوابرد دارند. بنابراین براساس روش لی در موردی که لایه متخلخل به جداره پوسته متصل شده است امواج فریم به عنوان امواج غالب شناخته می‌شوند و در موردی که لایه متخلخل با شکاف هوا از جداره پوسته جدا می‌شود امواج هوابرد بر رفتار صوتی لایه پلی‌اورتان غالب می‌باشند. در ادامه با استفاده از نتایج شکل ۱۱، اثر اضافه کردن لایه متخلخل به جداره پوسته مخروطی ناقص در شکل ۱۲ بررسی شده است. ملاحظه می‌گردد در فرکانس‌های کمتر از ۲۵۰ هرتز اثر مواد متخلخل بر انتقال صوت از سازه بسیار ناچیز است که می‌تواند به دلیل ثابت ماندن سختی کل سازه بدلیل سختی اندک ماده متخلخل باشد. اما در فرکانس‌های بالاتر استفاده از لایه متخلخل به عنوان جاذب صوت عملکرد بسیار مطلوبی را نشان داده است. همچنین مشاهده می‌شود استفاده از شکاف هوا در ساختار پوسته مخروطی با لایه متخلخل در کل مطلوب‌ترین عملکرد را در عایق‌بندی صدا از پوسته مخروطی در تمام طیف فرکانسی فراهم می‌آورد. با این حال، زمانی‌که لایه متخلخل به‌صورت مستقیم به جداره پوسته متصل شده است، رزونانس‌های منحنی افت انتقال صوت به‌صورت قابل توجهی کاهش داشته است.

۴- نتیجه‌گیری

در این پژوهش، یک روش تحلیلی جهت محاسبه افت انتقال صوت پوسته‌های مخروطی ناقص که تحت تحریک موج صوتی صفحه‌ای قرار می‌گیرند، معرفی شد. معادله‌های دینامیکی پوسته مخروطی همسانگرد و جدارنازک با استفاده از تئوری لاو پیاده‌سازی شد و با استفاده از یک روش حل همگرا بر پایه سری‌های توانی، مولفه‌های جابجایی پوسته به‌صورت دقیق محاسبه گردیدند. از مدل سیال معادل لی بر پایه تئوری بایو به منظور مدل‌سازی انتشار موج در ماده متخلخل بهره گرفته شد. ابتدا نتایج مدل حاضر با نتایج مطالعات قبلی اعتبارسنجی شدند، سپس اثر چندین پارامتر مهم همچون

(الف)

(a)

(ب)

(b)

Fig. 11. Ratios of the strain energy of the frame wave and shear wave to the airborne wave in the porous medium: a) The porous layer is directly attached to the shell; b) The porous layer is separated from the shell by an air gap

شکل ۱۱: نسبت‌های انرژی کرنش موج فریم و موج برشی به موج هوابرد در محیط متخلخل: الف) لایه متخلخل مستقیم به پوسته متصل گردیده است؛ ب) لایه متخلخل با یک شکاف هوا از پوسته جدا شده است

جدول ۲: خصوصیات لایه متخلخل (پلی‌اورتان)

Table 2. Properties of the porous layer (Polyurethane)

علائم	توضیحات	مقدار
ρ_p	چگالی فاز جامد (کیلوگرم بر متر مکعب)	۳۰
E_p	مدول یانگ (پاسکال)	۸ × ۱۰^۵
ν	نسبت پواسون	۰/۴
σ	مقاومت جریانی (پاسکال-ثانیه بر متر مربع)	۲۵۰۰۰
η	ضریب اتلاف	۰/۲۶۵
H	تخلخل	۰/۹
ε'	ضریب هندسی	۷/۸

Fig.12 . Effect of the porous materials on the characteristics of sound transmission through truncated conical shell

شکل ۱۲: اثر مواد متخلخل بر ویژگی‌های انتقال صوت در پوسته مخروطی ناقص

شرایط مرزی انتهای پوسته، زاویه رأس مخروط، زاویه موج صوتی برخوردی، جنس پوسته و همچنین اثر اضافه کردن لایه متخلخل به ساختار سازه بر ویژگی‌های انتقال صوت پوسته‌های مخروطی بررسی گردید که نتایج آن به‌صورت خلاصه در زیر بیان می‌شود:

۱- مشاهده شد که اثر شرایط مرزی انتهای سازه بر رفتار صوتی آن در فرکانس‌های پایین قابل توجه است. به‌طوری‌که بیشترین و کمترین افت انتقال صوت به ترتیب برای شرط مرزی دو سر گیردار و شرط مرزی دو سر آزاد حاصل می‌شود. با این حال با افزایش فرکانس اثر شرایط مرزی کاهش می‌یابد و رفتارهای صوتی سازه با شرایط مرزی گوناگون به یکدیگر شبیه است. همچنین رزونانس‌های منحنی افت انتقال به نوع شرایط مرزی بستگی دارد.

۲- با افزایش زاویه رأس مخروط مقادیر افت انتقال صوت در فرکانس‌های پایین کاهش و در فرکانس‌های میانی و فرکانس‌های بالا افزایش می‌یابد.

۳- با کاهش زاویه برخورد موج صوتی، مقدار صوت انتقال یافته به داخل پوسته در فرکانس‌های میانی افزایش دارد ولی در محدوده‌های فرکانسی پایین و بالا کاهشی است. همچنین عموماً محل رزونانس‌های منحنی افت انتقال تغییر نمی‌کند.

۴- از بررسی اثر جنس پوسته مخروطی مشخص شد پوسته فولادی بیشترین مقدار افت انتقال صوت را در محدوده‌های فرکانسی پایین و میانی دارد و پوسته ساخته شده از برنج در فرکانس‌های بالا بیشترین مقدار افت انتقال را نمایش می‌دهد.

۵- مشاهده شد که اضافه کردن لایه متخلخل به جداره پوسته مخروطی ناقص در کاهش توان صوتی منتقل شده به داخل در طیف وسیعی از فرکانس‌ها (به استثناء فرکانس‌های خیلی کم که تغییرات ناچیز بود) بسیار موثر است. با بررسی دو پیکربندی مختلف نشان داده شد اضافه کردن شکاف هوا در ساختار سازه مطلوب‌ترین حالت جهت افزایش توانایی عایق‌بندی سیستم است. اگرچه در موردی که لایه متخلخل به جداره پوسته به‌صورت مستقیم متصل می‌شود، بیشتر رزونانس‌های منحنی افت انتقال حذف می‌گردد.

پژوهش حاضر می‌تواند در طراحی صوتی پوسته‌های مخروطی مفید و موثر واقع شود.

پیوست الف: عملگرهای دیفرانسیلی براساس تئوری پوسته لاو

$$L_1\{u,v,w\} = C\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{C(1-\mu)}{2R^2(x)}\frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{C\sin\alpha}{R(x)}\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{C\sin^2\alpha}{R^2(x)}u + \frac{C(1+\mu)}{2R(x)}\frac{\partial^2 v}{\partial x\partial\theta} + \frac{C\sin\alpha(\mu-3)}{2R^2(x)}\frac{\partial v}{\partial\theta} + \frac{C\mu\cos\alpha}{R(x)}\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{C\sin\alpha\cos\alpha}{R^2(x)}w \quad \text{(الف.۱)}$$

$$L_2\{u,v,w\} = \left[\frac{C(1+\mu)}{2R(x)}\right]\frac{\partial^2 u}{\partial x\partial\theta} + \left[\frac{C\sin\alpha(3-\mu)}{2R^2(x)}\right]\frac{\partial u}{\partial\theta} + \left[\frac{C(1-\mu)}{2} + \frac{D\cos^2\alpha(1-\mu)}{2R^2(x)}\right]\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \quad \text{(الف.۲)}$$

$$\left[\frac{C}{R^2(x)}+\frac{D\cos^2\alpha}{R^4(x)}\right]\frac{\partial^2 v}{\partial\theta^2}+\left[\frac{C\sin\alpha(1-\mu)}{2R(x)}-\frac{D\cos^2\alpha\sin\alpha(1-\mu)}{2R^3(x)}\right]\frac{\partial v}{\partial x}-\left[\frac{C\sin^2\alpha(1-\mu)}{2R^2(x)}\right]v-\frac{D\cos\alpha}{R^4(x)}\frac{\partial^3 w}{\partial\theta^3}-\frac{D\cos\alpha}{R^2(x)}\frac{\partial^3 w}{\partial x^2\partial\theta}-\frac{D\cos\alpha\sin\alpha}{R^3(x)}\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial\theta}+\frac{C\cos\alpha}{R^2(x)}\frac{\partial w}{\partial\theta}$$

$$L_3\{u,v,w\}=-\frac{\mu C\cos\alpha}{R(x)}\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{C\cos\alpha\sin\alpha}{R^2(x)}u-D\frac{\partial^4 w}{\partial x^4}-\frac{2D\sin\alpha}{R(x)}\frac{\partial^3 w}{\partial x^3}+\frac{D\sin^2\alpha}{R^2(x)}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}-\frac{D\sin^3\alpha}{R^3(x)}\frac{\partial w}{\partial x}-\frac{D}{R^4(x)}\frac{\partial^4 w}{\partial\theta^4}-\frac{4D\sin^2\alpha}{R^4(x)}\frac{\partial^2 w}{\partial\theta^2}+\left(\frac{4D\sin^2\alpha\cos\alpha}{R^4(x)}-\frac{C\cos\alpha}{R^2(x)}\right)\frac{\partial v}{\partial\theta}-\frac{2D}{R^2(x)}\frac{\partial^4 w}{\partial x^2\partial\theta^2}-\frac{C\cos^2\alpha}{R^2(x)}w+\frac{2D\sin\alpha}{R^3(x)}\frac{\partial^3 w}{\partial x\partial\theta^2}+\frac{D\cos\alpha}{R^4(x)}\frac{\partial^3 v}{\partial\theta^3}-\frac{3D\sin\alpha\cos\alpha}{R^3(x)}\frac{\partial^2 v}{\partial x\partial\theta}+\frac{D\cos\alpha}{R^2(x)}\frac{\partial^3 v}{\partial x^2\partial\theta} \quad \text{(الف.۳)}$$

پیوست ب: مولفه‌های معادله ماتریسی

$$\mathbf{B}_i=\begin{bmatrix} v_{1,i}(x) & \cdots & v_{8,i}(x)\\ w_{1,i}(x) & \cdots & w_{8,i}(x)\\ N_{xx,1,i}(x) & \cdots & N_{xx,8,i}(x)\\ M_{xx,1,i}(x) & \cdots & M_{xx,8,i}(x)\end{bmatrix}_{4\times 8}, \quad i=1,N \quad \text{(ب.۱)}$$

$$\mathbf{C}_i=\begin{bmatrix} u_{1,i}(x) & \cdots & u_{8,i}(x)\\ v_{1,i}(x) & \cdots & v_{8,i}(x)\\ w_{1,i}(x) & \cdots & w_{8,i}(x)\\ \frac{\partial w_{1,i}}{\partial x}(x) & \cdots & \frac{\partial w_{8,i}}{\partial x}(x)\\ N_{xx,1,i}(x) & \cdots & N_{xx,8,i}(x)\\ N_{x\theta,1,i}(x) & \cdots & N_{x\theta,8,i}(x)\\ M_{xx,1,i}(x) & \cdots & M_{xx,8,i}(x)\\ V_{xz,1,i}(x) & \cdots & V_{xz,8,i}(x)\end{bmatrix}_{8\times 8}, \quad i=1,2,,...,N \quad \text{(ب.۲)}$$

$$\mathbf{b}_i=\begin{bmatrix} v_{0,i}(x)\\ w_{0,i}(x)\\ N_{xx,0,i}(x)\\ M_{xx,0,i}(x)\end{bmatrix}_{4\times 1}, \quad i=1,N$$

$$\mathbf{c}_i=\begin{bmatrix} u_{0,i}(x)\\ v_{0,i}(x)\\ w_{0,i}(x)\\ \frac{\partial w_{0,i}}{\partial x}(x)\\ N_{xx,0,i}(x)\\ N_{x\theta,0,i}(x)\\ M_{xx,0,i}(x)\\ V_{xz,0,i}(x)\end{bmatrix}_{8\times 1}, \quad i=1,2,...,N \quad \text{(ب.۳)}$$

منابع

[1] L.L. Beranek, G.A. Work, Sound transmission through multiple structures containing flexible blankets, Journal of the Acoustical Society of America, 21 (1949) 419-428.

[2] L.R. Koval, Effect of airflow, panel curvature, and internal pressurization on field-incidence transmission loss, Journal of the Acoustical Society of America, 59 (1976) 1379–1385.

[3] J.S. Bolton, N.M Shiau, Y.J. Kang, Sound transmission through multi-panel structures lined with elastic porous materials, Journal of Sound and Vibration, 191 (1996) 317-347.

[4] T.W. Wu, A. Dandapani, A boundary element solution for sound transmission through thin plates, Journal of Sound and Vibration, 171 (1994) 145-157.

[5] B. Liu, L. Feng, A. Nilsson, Influence of overpressure on

sound transmission through curved panels, Journal of Sound and Vibration, 302 (2007) 760-776.

[6] F.X. Xin, T.J. Lu, C.Q. Chen, Vibroacoustic behavior of clamp mounted double-panel partition with enclosure air cavity, Journal of the Acoustical Society of America, 124 (2008) 3604-3612.

[7] F.X. Xin, T.J. Lu, Analytical and experimental investigation on transmission loss of clamped double panels: Implication of boundary effects, Journal of the Acoustical Society of America, 125 (2009) 1506-1517.

[8] Y. Liu, A. Sebastian, Effects of external and gap mean flows on sound transmission through a double-wall sandwich panel, Journal of Sound and Vibration, 344 (2015) -399 415.

[9] A.A. Mana, V.R. Sonti, Sound transmission through a finite perforated panel set in a rigid baffle: A fully coupled analysis, Journal of Sound and Vibration, 414 (2018) -126 156.

[10] J.P.W. Smith, Sound transmission through thin cylindrical shells, Journal of the Acoustical Society of America, 29 (1957) 721-729.

[11] L.R. Koval, On sound transmission into a thin cylindrical shell under "flight Conditions", Journal of Sound and Vibration, 48 (1976) 265-275.

[12] L.R. Koval, Effects of cavity resonance on sound transmission into a thin cylindrical shell, Journal of Sound and Vibration, 59 (1978) 23-33.

[13] L.R. Koval, On sound transmission into a stiffened cylindrical shell with rings and stringers treated as discrete elements, Journal of Sound and Vibration, 71 (1980) -511 521.

[14] L.R. Koval, On sound transmission into an orthotropic shell, Journal of Sound and Vibration, 63 (1979) 51-59.

[15] L.R. Koval, Sound transmission into a laminated composite cylindrical shell, Journal of Sound and Vibration, 71 (1980) 523-530.

[16] A. Blaise, C. Lesueur, Acoustic transmission through a 2-D orthotropic multilayered infinite cylindrical shell, Journal of Sound and Vibration, 155 (1992) 95-109.

[17] A. Blaise, C. Lesueur, Acoustic transmission through a 3-D orthotropic multilayered infinite cylindrical shell. Part I: Formulation of the problem, Journal of Sound and Vibration, 171 (1994) 651-664.

[18] A. Blaise, C. Lesueur, Acoustic transmission through a 3-D orthotropic multilayered infinite cylindrical shell. Part II: Validation and numerical exploitation for large structures, Journal of Sound and Vibration, 171 (1994) 665-680.

[19] J.H. Lee, J. Kim, Analysis and measurement of sound transmission through a double-walled cylindrical shell, Journal of Sound and Vibration, 251 (2002) 631-649.

[20] J.H. Lee, J. Kim, Study on sound transmission characteristics of a cylindrical shell using analytical and experimental models, Applied Acoustics, 64 (6) (2003) 611-632.

[21] H. Denli, J.Q. Sun, Structural-acoustic optimization of sandwich cylindrical shells for minimum interior sound transmission, Journal of Sound and Vibration, 316 (2008) 32-49.

[22] J. Zhou, A. Bhaskar, X. Zhang, The effect of external mean flow on sound transmission through double-walled cylindrical shells lined with poroelastic material, Journal of Sound and Vibration, 333 (2014) 1972-1990.

[23] R. Talebitooti, K. Daneshjou, M. Kornokar, Three dimensional sound transmission through poroelastic cylindrical shells in the presence of subsonic flow, Journal of Sound and Vibration, 363 (2016) 380-406.

[24] P. Oliazadeh, A. Farshidianfar, Analysis of different techniques to improve sound transmission loss in cylindrical shells, Journal of Sound and Vibration, 389 (2017) 276-291.

[25] P. Oliazadeh, A. Farshidianfar, M.J. Crocker, Experimental and analytical investigation on sound transmission loss of cylindrical shells with absorbing material, Journal of Sound and Vibration, 434 (2018) 28-43.

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

[27] J.S. Vipperman, D. Li, I. Avdeev, S.A. Lane, Investigation of the sound transmission into an advanced grid-stiffened

structure, Journal of vibration and Acoustics, 125 (2003) 257-266.

[28] S.S. Rao, Vibration of Continuous Systems, John Wiley & Sons, New Jersey, 2007.

[29] W. Leissa, Vibration of Shells, NASA, Washington, D.C., 1973.

[30] L.E. Kinsler, A.R. Frey, A.B. Coppens, J.V. Sanders, Fundamentals of Acoustics, fourth ed., John Wiley & Sons, New York, 2000.

[31] M.A. Biot, Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid I. Low-frequency range. II. Higher frequency range, Journal of the Acoustical Society of America, 2)28) (1956) 168-191.

[32] J. H. Lee, J. Kim, and H. J. Kim, Simplified method to solve sound transmission through structures lined with elastic porous material, Journal of the Acoustical Society of America, 110 (5) (2001) 2282-2294.

[33] Y. Liu, and C. He, Diffuse field sound transmission through sandwich composite cylindrical shells with poroelastic core and external mean flow, Composite Structures 135 (2016) 383-396.

[34] Y. Liu, Sound transmission through triple-panel structures lined with poroelastic materials, Journal of Sound and Vibration, 339 (2015) 376-395.

[35] L.L. Beranek, Acoustics, McGraw-Hill, New York, 1954.

[36] E. Szechenyi, Sound transmission through cylinder walls using statistical considerations, Journal of Sound and Vibration, 19 (1971) 83-94.

برای ارجاع به این مقاله از عبارت زیر استفاده کنید:

A. A. Jafari, M. Golzari, Sound Transmission Loss of Truncated Conical Shells with Porous Materials, Amirkabir J. Mech. Eng., 53(2) (2021) 923-942.

DOI: 10.22060/mej.2019.16179.6301

این صفحه عمداً خالی است