اثر تخلخل بر مشخصه‌های صوتی زیرآب جاذب‌های صدا با استفاده از الگوهای نظری

محمدرضا خلیل‌آبادی*، حسین شاه‌میرزایی
دانشگاه صنعتی مالک‌اشتر

چکیده
مواد خل‌دار (متخلل) دارای مشخصات میرایی صوتی خوب در یک گستره بسامدی وسیع هستند. بسیاری از خُلل کوچک-مقیاس موجود در مواد پوششی (اندودی) قادر به تبدیل اندودهای- زیرآب به سطح زبر در قبال امواج صدا هستند. خاصیت اصلی جاذب‌های خل‌دار (متخلل) ، مقاومتی است که در مقابل موج صدای فرودی دارند که منجر به اثر میرایی می‌شود. از یک دیدگاه فیزیکی، میرایی در نتیجه اصطکاک بین ملکول‌های سیال درون حفره و ساختمان جاذب رخ می‌دهد. در این پژوهش، مشخصه‌های صوتی جاذب‌های خل‌دار (متخلل) با درصدهای تخلخل متفاوت با استفاده از الگوهای مختلف ریاضی مورد ارزیابی قرار گرفته‌اند. این الگوها یک یا چند شبه‌سنجه (پارامتر) از مواد را برای محاسبه مشخصه‌های صوتی استفاده می‌کنند. در همه این الگوها، مواد به عنوان سیال معادل در نظر گرفته شده‌اند و مشخصه‌های ارتجاعی در محاسبات وارد نشده‌اند.

کلیدواژه‌ها: جذب صدا، جاذب خل‌دار (متخلل)، تخلخل، مشخصه صوتی.

۱. مقدمه

در طول ۵۰ سال گذشته، مشخصه‌های جاذب‌های صوتی خل‌دار (متخلل) مورد توجه مهندسین آکوستیک و خریداران بوده است. به ویژه این موضوع همیشه حایز اهمیت بوده است که متخصصین صوتی توانایی پیش بینی رفتار آکوستیکی این مواد را دارند و می توانند به میزان جذب انرژی صوتی را در این نوع جاذب‌ها پیش‌بینی کنند [۱].

پوشش‌های خل‌دار (متخلل) دارای مشخصات میرایی امواج صوتی مناسبی هستند. این مواد معمولاً برای جذب امواج صوتی کاربرد دارند. هر چند که برای کاهش بازتاب امواج صوتی از سطح رابط آب/ جامد و توانایی ورود انرژی صوتی به داخل ماده باید مقاومت‌ظاهری صوتی مادهٔ پوششی با مقاومت ظاهری صوتی آب منطبق شود. مقاومت‌ظاهری صوتی برابر است با حاصل‌ضرب سرعت امواج صوتی در چگالی مادهٔ پوششی (ρu). از آنجایی که برای یک ماده لاستیکی، سرعت امواج صوتی و چگالی کم‌تر از آب است، مقاومت‌ظاهری صوتی این مواد کم‌تر از آب خواهد بود و در نتیجه این مواد در محیط‌های آبی اکثر موج صوتی را بازتاب می‌کنند لذا کارایی این پوشش‌ها در محیط‌های آبی کاهش می‌یابد. اگر به درون ماده، گاز تزریق کنیم این دو شبه‌سنجه (پارامتر) کاهش خواهند یافت و در نتیجه مقاومت‌ظاهری صوتی کاهش می‌یابد. این امر باعث افزایش بازتاب از سطح تماس آب/ عایق خواهد شد. هم‌چنین یک الاستومر خل‌دار (متخلل) وابسته به فشار هیدرواستاتیک است که منجر به تفاوت تأثیر عایق در عمق‌های مختلف خواهد شد.

اروین میر و گروهش تا سال ۱۹۴۵ تحقیقات گسترده‌ای را در انستیتو هنریش هرتز در برلین در زمینه امواج صدا در محیط زیرآب انجام دادند. آن‌ها سازوکار جذب امواج صدا در آب دریا را مورد مطالعه قرار دادند و جاذب‌های صدای بهینه جدیدی در محیط زیرآب ساختند. جاذب‌های نوع خل‌دار (متخلل) که در اطراف حوزه آب قرار می‌گرفت و جاذب‌های نوع بازآوایش دو مداره با لایه نازک که برای کاهش انعکاس برای اشیا زیرآب به‌کار می‌رفت. نتایج تحقیقات که در زمان جنگ انتشار نیافت در گزارشی در نیروی‌دریایی آمریکا جمع‌آوری گردید و امروزه به عنوان گنجینه‌ای از اطلاعات برای محققان در

* نویسنده پاسخگو: khalilabadi@mut.ac.ir

[Downloaded from joasi.ir on 2025-07-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1397.6.2.1.4]

این زمینه در تمام دنیا شناخته شده است. میر و تیمش تحقیقات در زمینه صوتی زیرآب را در گاتینگن انجام دادند و در ابتدا موسسه تحقیقات علمی و صنعتی انگلستان (دی‌اِس‌آی‌آر[1]) از آن‌ها پشتیبانی می‌نمود که بعدها توسط موسسه تحقیقات فیزیکی ناوال (دی‌اِن‌پی‌آر[2]) پشتیبانی گردید. قرارداد تحقیقات در سال ۱۹۴۸ شروع شد و تا سال ۱۹۷۸ یعنی زمان مرگ اروین میر ادامه یافت. اروین میر علاقه زیادی به روش‌های اندازه‌گیری به‌خصوص در زمینه امواج صوتی در محیط زیرآب داشت و باعث شد در این زمینه کارهای مهمی انجام دهد که منجر به اختراع مواد خل‌دار (متخلل) جاذب امواج صوتی گردید. آزمایش‌های قبلی باعث ساخت یک حوضچه‌ی اندازه‌گیری صوتی زیرآب با ظرفیت ۱۰۰ مترمکعبی شد که دیواره‌های آن با جاذب‌های صوتی خل‌دار (متخلل) عایق شده بود و شرایط را برای بسامدهای ۷ کیلوهرتز تا ۷۰ کیلوهرتز مهیا می‌ساخت. اندازه‌گیری مقاومت‌ظاهری در یک لوله ارتجاعی انجام گرفت و جذب امواج صوتی اندازه‌گیری شد. نتیجه جالب این بود که اثر لبه برای جاذب‌های صدا بیش‌تر از دیواره‌های سخت بود. یانگ و شنگ در سال ۲۰۱۷ ساختارهای جاذب صوتی خل‌دار (متخلل) با در نظرگرفتن محدودیت‌ها بررسی کردند [۲].

رابینی و همکاران با اجرای از یک الگو عددی، ساختار یک محیط خل‌دار (متخلل) را شبیه‌سازی نمودند و نشان دادند که یک لایه خل‌دار (متخلل) می‌تواند مشخصه‌های صوتی صفحات جاذب سوراخ‌دار را در رژیم‌های خطی و غیرخطی ارایه نماید [۳].

در کاربردهای کنترل امواج صوتی که از جاذب‌های صدای غیرفعال استفاده می‌شود، مولکول‌های هوای موجود در قسمت‌های خل‌دار (متخلل) مواد با بسامد موج صوتی محرک نوسان می‌کند. این نوسان باعث تلفات اصطکاکی می‌شود. تغییر در جهت سیال و انقباض و انبساط آن در بین منافذ نامنظم باعث کم‌شدن اندازه حرکت در جهت انتشار موج می‌شود. این دو پدیده مهم‌ترین عوامل کاهش انرژی در بسامدهای بالا می‌شود. پلیمرهای خل‌دار (متخلل) سخت به‌عنوان مواد جاذب صدا در بازار در دسترس هستند. در این پلیمرها، کاهش چگالی ناشی از تخلخل با افزایش سرعت امواج صوتی در پلیمر سخت جبران شده است.

هنگامی که یک موج تخت پیش رونده‌ای در محیط شاره‌ای به‌حدفاصل بین آن محیط و محیط دیگری می‌رسد، مقداری از آن بازتابیده شده و در محیط اول انتشار می‌یابد و بقیه از حد فاصل دو محیط گذشته و در محیط دوم به پیشروی خود ادامه می‌دهد و آن را موج تراگسیل‌یافته[3] می‌نامیم. نسبت شدت و دامنه فشار موج‌های بازتابیده و تراگسیل‌یافته به شدت و دامنه فشار موج تابش، بستگی به مقاومت‌ظاهری مشخصه دو محیط و زاویه تابش موج اصلی دارد.

اگر یک موج تخت در نظر بگیریم که در محیط اول در جهت x پیشروی کند و به‌طور عمود بر صفحه مرزی در محیط بتابد این موج را می‌توان با رابطه‌ی زیر نشان داد [۴].

$$P_i = A_1 e^{J(wt - k_1 x)} \quad (1)$$

که در رابطه ۱، A_1 معرف دامنه فشار موج است. در این صورت رابطه موج بازتابیده و تراگسیل‌یافته بدین ترتیب است،

$$P_r = B_1 e^{J(wt + k_1 x)} \quad (2)$$

$$P_t = A_2 e^{J(wt - k_2 x)} \quad (3)$$

بسامد موج تراگسیل‌یافته با بسامد موج تابش برابر است ولی به علت اختلاف در سرعت‌های انتشار در دو محیط، ثابت‌های طول‌موج یعنی $K_1 = w/C_1$ در محیط I و $K_2 = w/C_2$ در محیط II با هم تفاوت دارند.

دو شرط مرزی برای تمام نقاط حد فاصل دو محیط، در هر زمانی صادق می‌باشند. یکی یکسان‌بودن فشار صوتی دو محیط در آن نقاط و دیگری یکسان‌بودن سرعت لحظه‌ای عمود بر حد فاصل دو محیط.

شرط اول یعنی پیوستگی فشار نتیجه این قانون می‌باشد که فشار در یک شاره تابعی پیوسته، تک مقدار و اسکالر است و شرط دوم نتیجه‌ی این است که دو محیط در نقاط حد فاصل به‌هم اتصال دائم دارند.

[1] DSIR
[2] DNPR
[3] Transmitted wave

[Downloaded from joasi.ir on 2025-07-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1397.6.2.1.4]

چون فشار کمیتی اسکالر است مقدار آن در محیط اول برابر $P_i + P_r$ و در محیط دوم P_t می‌باشد. لذا شرط مرزی اول در نقطه $x = ۰$ به رابطه زیر منجر می‌گردد و داریم.

$$A_۱ e^{J\omega t} + B_۱ e^{J\omega t} = A_۲ e^{J\omega t} \quad (۴)$$

$$\Rightarrow A_۱ + B_۱ = A_۲ \quad (۵)$$

سرعت هر نقطه در محیط اول برابر $u_i + u_r$ و در محیط دوم برابر u_t می‌باشد. لذا روابط زیر را داریم:

$$u_i = \frac{P_i}{\rho_۱ C_۱}, u_r = \frac{P_r}{-\rho_۱ C_۱}, u_t = \frac{P_t}{\rho_۲ C_۲} \quad (۶)$$

شرط دوم، پیوستگی سرعت در نقطه $x = ۰$ با رابطه ۷ نشان داده می‌شود.

$$u_i + u_r = u_t \Rightarrow \frac{P_i}{\rho_۱ C_۱} - \frac{P_r}{\rho_۱ C_۱} = \frac{P_t}{\rho_۲ C_۲} \quad (۷)$$

اگر در رابطه ۷ مقادیر فشار را در آن قرار دهیم به رابطه ۸ می‌رسیم.

$$\rho_۲ C_۲ (A_۱ - B_۱) = \rho_۱ C_۱ A_۲ \quad (۸)$$

اگر با ترکیب دو رابطه ۸ و ۶، $A_۲$ را حذف کنیم $B_۱$ چنین به‌دست می‌آید:

$$B_۱ = A_۱ \frac{\rho_۲ C_۲ - \rho_۱ C_۱}{\rho_۲ C_۲ + \rho_۱ C_۱} \quad (۹)$$

چناچه از رابطه ۹ مشخص است، ثابت $B_۱$ مقداری است حقیقی که به ازاء مقادیر $\rho_۲ C_۲ \rangle \rho_۱ C_۱$ عددی مثبت و بازای مقادیر $\rho_۲ C_۲ \langle \rho_۱ C_۱$ مقداری است منفی. لذا فشار صوتی موج بازتاب در حد فاصل دو محیط با موج تابش هم فاز یا با آن ۱۸۰ درجه، اختلاف فاز دارد.

هنگامی‌که مقاومت‌ظاهری مشخصه محیط دوم از مقاومت‌ظاهری مشخصه محیط اول بیش‌تر باشد، یعنی مثلاً فرض کنیم محیط تابش هوا و محیط انتقال آب باشد، اگر فشار تابش افزایش یابد فشار بازتاب هم افزایش خواهد یافت، یا به‌عبارتی دیگر تراکم تابش سبب تراکم در بازتاب می‌گردد. از طرفی اگر مقاومت‌ظاهری مشخصه محیط دوم از محیط اول کم‌تر باشد، یعنی مثلاً موج تابش در آب و موج تراگسیل‌یافته در هوا باشد، افزایش فشار تابش سبب کاهش فشار بازتابش می‌گردد، یا به عبارت دیگر تراکم در تابش سبب انبساط در بازتابش می‌شود.

اصطلاح جذب در امواج صوتی، اتلاف انرژی به هنگام برخورد موج صوتی به یک سطح و سپس انعکاس آن است. کلمه جذب را اغلب اشخاص عادی برای بیان عمل یک اسفنج هنگامی که آب را به خود می‌کشد به‌کار می‌گیرند، که این معنا شامل امواج صوتی نمی‌شود. آب جذب‌شده توسط اسفنج تنها با فشردن اسفنج دوباره در دسترس خواهد بود اما نوفه جذب‌شده توسط کاشی‌صوتی[1] را نمی‌توان دوباره به‌دست آورد. زیرا به‌صورت حرارت تلف شده است. مفهوم جذب امواج صوتی در درجه نخست شامل فضاهای داخلی می‌شود. اگر دیواری وجود نداشته باشد صدا فقط در اثر افزایش فاصله منبع کاهش می‌یابد. اگر فرض کنیم که یک موج با انرژی تابشی معینی با زاویه‌ای تصادفی به سطحی برخورد کند، مقداری از انرژی تابشی به‌طرف محیطی که سرچشمه شعاع تابشی در آن قرار گرفته است، منعکس می‌شود و بقیه انرژی تابشی به داخل ماده سطح مزبور نفوذ و غالباً از میان آن عبور می‌کند [۵].

بازتاب موج‌های تخت در یک شاره که از برخورد به یک جامد ایجاد می‌گردد قدری پیچیده‌تر از بازتابی است که از برخورد به یک شاره ایجاد می‌شود. به‌منظور محدود ساختن بررسی بازتاب از یک جامد، از تجزیه و تحلیل موج تختی که وارد جامد می‌شود صرف‌نظر می‌کنیم. در عوض رفتار این موج را با شبه‌سنجه (پارامتر) Z_n، مقاومت‌ظاهری امواج صوتی ویژه عمودی جامد، مشخص می‌کنیم. Z_n برابر است با نسبت فشار صوتی وارد بر سطح جامد. از آنجا که ممکن است فشار صوتی با سرعت شاره در سطح جامد همیشه هم‌فاز نباشد مقاومت‌ظاهری صوتی ویژه عمودی ممکن است مختلط باشد در نتیجه فرض می‌کنیم Z_n به‌صورت $r_n + jx_n$ باشد که در اینجا r_n علامت مقاوم و حقیقی و x_n علامت واکنشی Z_n می‌باشد [۴].

اینک فرض می‌کنیم سیال محیط II به‌وسیله جامدی جایگزین شده باشد. شرایط مرزی پیوستگی فشار و پیوستگی سرعت ذره‌ای در $x = ۰$ در این مورد به‌صورت شرط پیوستگی نسبت آن‌ها یعنی رابطه ۱ می‌باشد.

$$\frac{P_i + P_r}{u_i + u_r} = Z_n \quad (۱۰)$$

[1] Acoustical tile

[Downloaded from joasi.ir on 2025-07-12]

[DOR: 20.1001.1.23455748.1397.6.2.1.4]

با قرار دادن مقادیر فشار و سرعت ذره‌ای در $x=0$ از رابطه‌های ۱، ۲ و ۵ در رابطه ۱۰ داریم:

$$\frac{A_1+B_1}{A_1-B_1}\rho_1 C_1 = Z_n \qquad (11)$$

با حل رابطه ۱۱ برای B_1 خواهیم داشت:

$$B_1 = A_1\frac{Z_n-\rho_1 C_1}{Z_n+\rho_2 C_2} \qquad (12)$$

با قراردادن مقدار Z_n از رابطه ۱۲ خواهیم داشت:

$$B_1 = A_1\frac{(r_n-\rho_1 C_1)+Jx_n}{(r_n+\rho_1 C_1)+Jx_n} \qquad (13)$$

اگر Z_n حقیقی نباشد در این‌صورت B_1 مختلط خواهد بود و در نتیجه موج بازتاب در مرز ممکن است از موج تابش به میزانی بین ۰ تا ۱۸۰ درجه جلو یا عقب بیفتد در این‌صورت داریم:

$$B_1 = A_1\left[\frac{(r_n-\rho_1 C_1)^2+x_n^2}{(r_n+\rho_1 C_1)^2+x_n^2}\right]^{1/2} \qquad (14)$$

در اینجا ضریب توان صوتی بازتاب چنین خواهد شد،

$$\alpha_r = \frac{B_1^2}{A_1^2} = \frac{(r_n-\rho_1 C_1)^2+x_n^2}{(r_n+\rho_1 C_1)^2+x_n^2} \qquad (15)$$

و ضریب توان صوتی انتقال را می‌توان از رابطه‌ی زیربه‌دست آورد:

$$\alpha_t = 1-\alpha_r \qquad (16)$$

انرژی کلی موج از جمع ضریب جذب و ضریب عبوری به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$\alpha_t+\alpha_r = 1$$

رابطه بالا بیانی از پایداری انرژی صوتی است و بدین معنی که مجموع توان‌های بازتاب و انتقال برابر توان تابشی است.

از اتلافی که به‌علت اصطکاک به وجود می‌آید (تبدیل به حرارت) صرف‌نظر شده است. این اتلاف بر اثر اصطکاک، بسیارا تلاف ناچیزی است، حتی در بالاترین مقدارش معادله ضریب عبوری به عنوان پایه اتلاف‌های ناشی از عبور صدا از داخل یک ماده است. مقدار عددی ضریب جذب همان‌طورکه قبلا گفته شد برای تمام موارد شناخته‌شده مقداری معین بین یک درصد برای سطوح بسیار سخت مثل فولاد صیقلی یا بتن فشرده تا ۹۹ درصد برای مواد بسیار جاذب است.

بنابراین ضریب جذب نمایانگر نسبتی از انرژی صوتی تلف‌شده به انرژی سرچشمه امواج صوتی است که مقدار آن از صفر تا یک متغیر است (یعنی از صفر درصد تا صد درصد). بنابراین اگر ضریب جذب مساوی صفر باشد، به این معناست که انرژی تلف‌شده نداریم و تمام صدا در فضایی که سرچشمه در آن است باقی می‌ماند. یعنی اینکه تمام دیوارها از نظر صوتی سخت هستند و انرژی بازتابیده‌شده با انرژی تابشی برابر است. همان‌طور که این ضریب به سمت یک میل می‌کند، یعنی انرژی بیش‌تر و بیش‌تر تلف شده است و انرژی بازتابشی رفته‌رفته جزء کوچک‌تری از انرژی تابیده‌شده خواهد شد. از نظر صوتی به‌چنین سطحی نرم گفته می‌شود.

با استفاده از رابطه‌ی ۳-۴۰ داریم:

$$\alpha_t = \frac{4r_n\rho_1 C_1}{(r_n+\rho_1 C_2)^2+xn^2} \qquad (17)$$

در بسیاری از حالت‌ها موج تراگسیل‌یافته در جامد به زودی کاهش می‌یابد و انرژی آن جذب محیط می‌گردد. در نتیجه رابطه ۱۷ را غالباً α_n یا ضریب جذب توان صوتی سطح برای تابش عمودی موج‌ها، می‌گویند.

در ادامه میزان جذب امواج صوتی و شاخص افت تراگسیل امواج صوتی برای درصدهای تخلخل مختلف در انواع مختلف جاذب های خل‌دار (متخلل) مقایسه شده است.

۲. مواد و روش‌ها

در این پژوهش، برنامه رایانه‌ای برای محاسبه ضریب شکست و شاخص افت تراگسیل طراحی و اجرا شده است با استفاده از برنامه‌ی رایانه‌ای و با استفاده از الگوهای نظری میشل[1]، آتن‌برو[2] و آلارد و جانسون[3] مشخصه‌های جاذب صوتی پیش‌بینی شده است [۶-۷].

۲-۱. الگوی میشل

میشل الحاقیه‌ای از الگوی دِلنی-بازلی[4] ارائه نمود که معادلات مختلفی وابسته به بسامد ارائه می‌دهد [۸]. این الگو از یک بیان نظری برای رفتار جاذب در بسامدهای

[1] Mechel
[2] Attenborough
[3] Allard and Johnson
[4] Delany-Bazley

[Downloaded from joasi.ir on 2025-07-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1397.6.2.1.4]

پایین استفاده می‌کند که با یک رویه‌ی جفت‌سازی منحنی[1] با داده‌های آزمایشگاهی نیز همراه است تا رفتار جاذب را در محدوده‌های بسامدهای میانی و بالا پیش‌بینی نماید. تفاوت این الگو با الگوی دِلنی-بازلِی این است که شبه‌سنجه (پارامتر) تخلخل به آن اضافه شده است [۸-۱۰].

۲-۲. الگوی آتن‌برو

کار آتن‌برو در ابتدا برای الگوسازی مقاومت‌ظاهری پایه الگوسازی برای تخلخل جهت‌گیری شده است. او شبه‌سنجه (پارامتر) S_f را معرفی نمود که ضریب شکل خلل و فرج[2] است. هدف از افزودن این ضریب، به حساب آوردن شکل خلل و فرج[3] درون ماده جاذب است. در برنامه، این شبه‌سنجه (پارامتر) به‌همراه مقاومت شارشی به‌صورت حاصل‌ضرب $S_f^2.r$ ورودی الگو هستند. یک شبه‌سنجه (پارامتر) اضافه‌ی دیگر برای توصیف جهت خلل و فرج درون ماده، شیار موجی[4] یا اصطلاح شناخته‌شده‌ی انحنا[5] نیز در این الگو معرفی شده است. در الگوی آتن‌برو از شبه‌سنجه (پارامتر) q^2 برای انحنا استفاده شده است [۱۱].

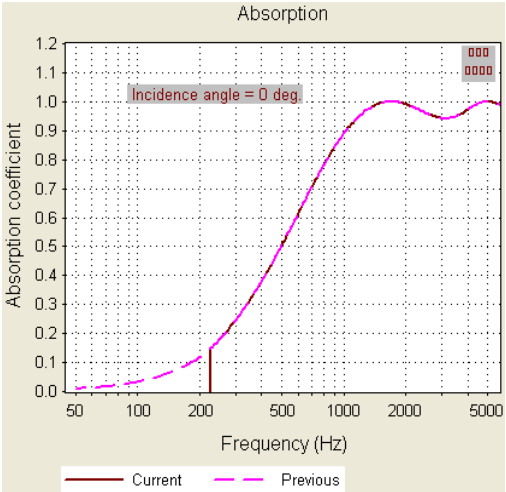
۲-۳. الگوی آلارد و جانسون

این الگو دو شبه‌سنجه (پارامتر) برای مشخص نمودن شکل خلل و فرج درون ماده جاذب معرفی می‌کند [۱۲]. این شبه‌سنجه‌ها (پارامترها) عبارتند از شاخص طول لزجت[6] Λ و شاخص طول حرارتی[7] Λ'. مزیت این توصیف این است که با استفاده از امواج صوتی بسامد بالا (از مرتبه‌ی چند صد کیلوهرتز) می‌توان با اندازه‌گیری هر یک از این شبه‌سنجه‌ها (پارامترها) را جداگانه تعیین نمود [۱۲].

۳. بررسی نتایج

۳-۱. تاثیر میزان تخلخل بر جاذب‌های خل‌دار (متخلل) نوع میشل

شکل ۱ میزان ضریب جذب یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع میشل که به یک دیواره‌ی صلب نصب شده است برای درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۴۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده است. مشخصات این لایه‌های خل‌دار (متخلل) به شرح زیر است:

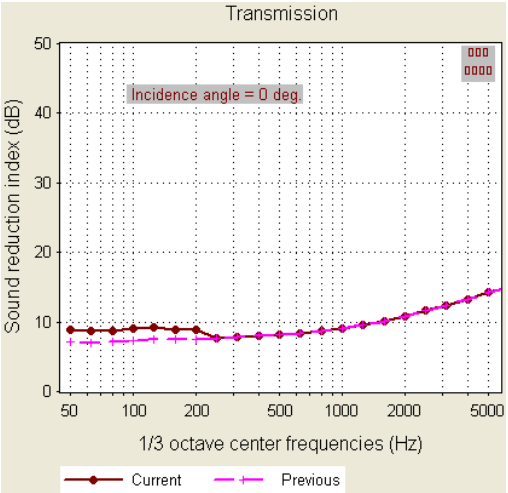


شکل ۱ ضریب جذب یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع میشل که به یک دیواره‌ی صلب نصب‌شده، برای درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۴۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده‌اند.

همانطورکه در منحنی مربوط به ضریب جذب-بسامد مشاهده می‌شود وقتی درصد تخلخل جاذب خل‌دار (متخلل) میشل از ۹۵ درصد به ۴۵ درصد کاهش می‌یابد، بسامدهای زیر حدود ۲۲۰ هرتز جذب نمی‌شوند. با مقایسه‌ی شاخص افت تراگسیل صوتی در این دو وضعیت (شکل ۲) نیز می‌توان مشاهده نمود که با کاهش درصد تخلخل از ۹۵ درصد به ۴۵ درصد میزان شاخص افت تراگسیل صوتی نیز در بسامدهای زیر ۲۲۰ هرتز کاهش می‌یابد.

[1] Curve fitting procedure
[2] Pore shape factor
[3] Pores
[4] Sinuosity
[5] Tortuosity
[6] Viscous length
[7] Thermal length

[Downloaded from joasi.ir on 2025-07-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1397.6.2.1.4]

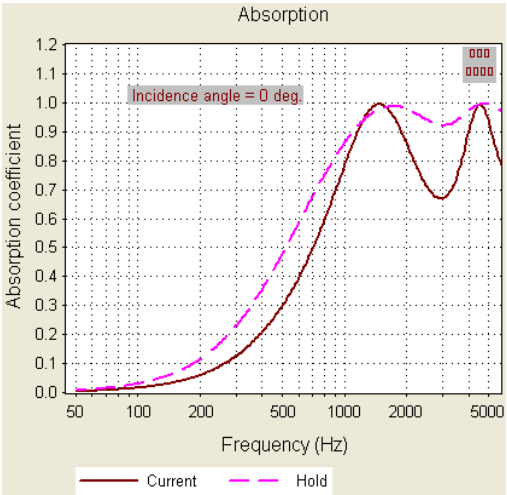


شکل ۲ شاخص افت تراگسیل امواج صوتی یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع میشل که به یک دیواره‌ی صلب نصب شده، برای درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۴۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده‌اند.

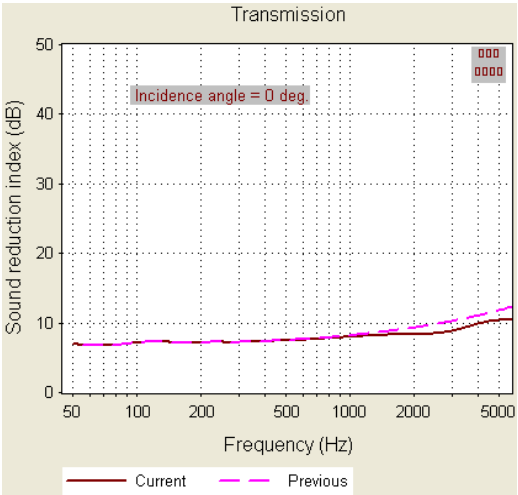
۳-۲. تاثیر میزان تخلخل بر جاذب‌های خل‌دار (متخلل) نوع آتن‌برو

در این قسمت با استفاده از روابط ارائه‌شده توسط آتن‌برو برنامه رایانه‌ای برای محاسبه ضریب شکست و شاخص افت تراگسیل طراحی و اجرا شده است. در شکل زیر میزان ضریب جذب یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع آتن‌برو که به یک دیواره‌ی صلب نصب شده، برای درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۵۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده‌اند.

همان‌طورکه در منحنی مربوط به ضریب جذب-بسامد مشاهده می‌شود وقتی در این نوع جاذب (آتن‌برو) درصد تخلخل از ۹۵ درصد به ۵۵ درصد کاهش می‌یابد، منحنی مربوط به ضریب جذب-بسامد کمی به سمت بسامدهای بالا جابه‌جا می‌شود، یعنی با کاهش تخلخل، عملکرد جذب جاذب امواج صوتی در بسامدهای پایین کمی افت پیدا می‌کند. با مقایسه‌ی شاخص افت تراگسیل صوتی در این دو وضعیت (شکل بعدی) نیز می‌توان مشاهده نمود که با کاهش درصد تخلخل از ۹۵ درصد به ۵۵ درصد میزان شاخص افت تراگسیل صوتی نیز در بسامدهای زیر ۱۰۰۰ هرتز تغییر نمی‌کند ولی در بسامدهای بالاتر از ۱۰۰۰ هرتز، هرچه بسامد بیش‌تر شود شاخص افت تراگسیل صوتی نیز کم‌تر خواهد شد.



شکل ۳ میزان ضریب جذب یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع آتن‌برو که به یک دیواره‌ی صلب نصب شده، برای درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۵۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده‌اند.



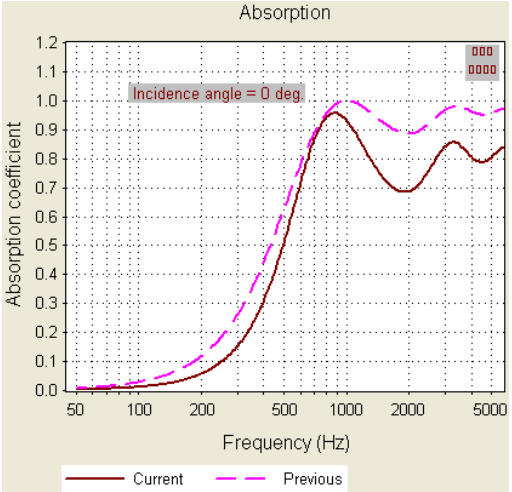
شکل ۴ شاخص افت تراگسیل امواج صوتی یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع آتن‌برو که به یک دیواره‌ی صلب نصب شده، برای درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۵۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده‌اند.

۳-۳. تاثیر میزان تخلخل بر جاذب‌های خل‌دار (متخلل) نوع آلارد- جانسون

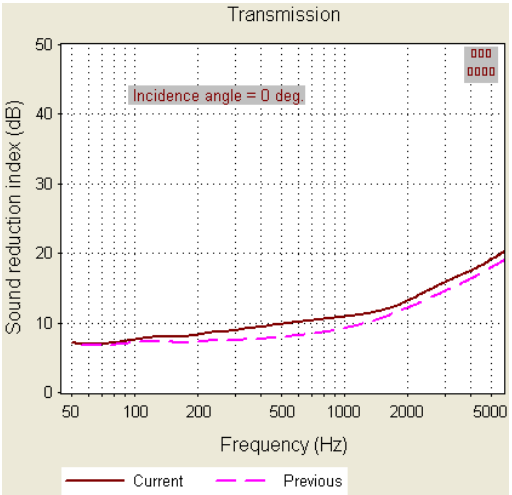
در این قسمت با استفاده از روابط ارائه‌شده توسط آلارد-جانسون، برنامه رایانه‌ای برای محاسبه ضریب شکست و شاخص افت تراگسیل طراحی و اجرا شده است. در شکل زیر میزان ضریب جذب یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع آلارد-جانسون که به یک دیواره‌ی صلب نصب شده، برای

[Downloaded from joasi.ir on 2025-07-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1397.6.2.1.4]

درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۵۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده‌اند.



شکل ۵ ضریب جذب یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع آتن‌برو که به یک دیواره‌ی صلب نصب شده، برای درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۴۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده‌اند.



شکل ۶ شاخص افت تراگسیل صوتی یک لایه‌ی خل‌دار (متخلل) نوع آتن‌برو که به یک دیواره‌ی صلب نصب شده، برای درصدهای تخلخل ۹۵ درصد (منحنی خط‌چین) و ۵۵ درصد (منحنی پر رنگ) مقایسه شده‌اند.

همانطورکه در منحنی مربوط به ضریب جذب-بسامد مشاهده می‌شود وقتی در این نوع جاذب (خل‌دار (متخلل) نوع آلارد-جانسون) درصد تخلخل از ۹۵ درصد به ۵۵ درصد کاهش می‌یابد، منحنی مربوط به ضریب جذب-بسامد کمی به‌سمت بسامدهای بالا جابه‌جا می‌شود، یعنی با کاهش تخلخل، عملکرد جذب جاذب صوتی در بسامدهای پایین کمی افت پیدا می‌کند. با مقایسه‌ی شاخص افت تراگسیل صوتی در این دو وضعیت (شکل ۶) نیز می‌توان مشاهده نمود که با کاهش درصد تخلخل از ۹۵ درصد به ۵۵ درصد میزان شاخص افت تراگسیل صوتی در بسامدهای بالای ۱۰۰ هرتز کمی تغییر می‌کند اما این تغییر چندان قابل ملاحظه نیست.

۴. بحث و نتیجه‌گیری

رفتار انواع مختلف جاذب‌های خل‌دار (متخلل) نسبت به تغییر درصد تخلخل متفاوت است که به اختصار برای هر مورد به شرح زیر است:

وقتی درصد تخلخل جاذب خل‌دار (متخلل) میشل کاهش می‌یابد، بسامدهای پایین‌تر جذب نمی‌شوند؛ هم‌چنین با کاهش درصد تخلخل از میزان شاخص افت تراگسیل صوتی نیز در بسامدهای پایین کاهش می‌یابد. میزان این بسامد حدی به درصد کاهش تخلخل بستگی دارد.

وقتی در جاذب نوع آتن‌برو درصد تخلخل کاهش می‌یابد، منحنی ضریب جذب-بسامد کمی به سمت بسامدهای بالا جابه‌جا می‌شود، یعنی با کاهش تخلخل، عملکرد جذب جاذب امواج صوتی در بسامدهای پایین کمی افت پیدا می‌کند. با مقایسه‌ی شاخص افت تراگسیل صوتی می‌توان مشاهده نمود که با کاهش درصد تخلخل میزان شاخص افت تراگسیل صوتی نیز در بسامدهای پایین تغییر نمی‌کند ولی در بسامدهای بالاتر، هرچه بسامد بیش‌تر شود شاخص افت تراگسیل صوتی نیز کم‌تر خواهد شد.

برای جاذب نوع دِلنی-بازلی تغییر میزان تخلخل میسر نمی‌باشد و فقط ضخامت و مقاومت آن قابل تغییر است.

وقتی در جاذب خل‌دار (متخلل) نوع آلارد-جانسون درصد تخلخل کاهش می‌یابد، منحنی مربوط به ضریب جذب-بسامد کمی به سمت بسامدهای بالا جابه‌جا می‌شود، یعنی با کاهش تخلخل، عملکرد جذب جاذب صوتی در بسامدهای پایین کمی افت پیدا می‌کند. با مقایسه‌ی شاخص افت تراگسیل صوتی می‌توان مشاهده نمود که با کاهش درصد تخلخل، میزان شاخص افت تراگسیل صوتی در بسامدهای بالای ۱۰۰ هرتز کمی تغییر می‌کند اما این تغییر چندان قابل ملاحظه نیست.

[Downloaded from joasi.ir on 2025-07-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1397.6.2.1.4]

۵. فهرست منابع

[1] L. Egab, X. Wang, M. Fard, "Acoustical characterisation of porous sound absorbing materials: A review," International Journal of Vehicle Noise and Vibration, vol. 10, no. 1/2, pp. 129-149, 2014.

[2] M. Yang, P. Sheng, "Sound absorption structures: from prorous media to acoustic metamaterials," Annual Review of Materials Research, vol. 47, no. 1, pp. 83-114, 2017.

[3] P.A. Rubini, J. Wang, Q. Qin, "Application of a porous media model for the acoustic damping of perforated plate absorbers," Applied acoustic, vol. 127, pp. 324-335, 2017.

[4] K. Yang-Hann, "Sound Propagation: An Impedance Based Approach," John Wiley & Sons, 2010.

[5] J. David, N. Cheeke, "Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves," CRC Press, 2002.

[6] T.E. Vigran, "Manual For Winflag," Version 2.2, 2008.

[7] F.P. Mechel , "Design charts for sound absorber layers," The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 83, no. 3, pp. 1002-1013, 1988.

[8] F.P. Mechel, "Ausweitung der absorberformel von delany und bazley zu tiefen frequenzen," Acustica, vol. 35, pp. 210-213, 1976.

[9] J.C. Trevor, P.D. Antonio, "Acoustic Absorbers and Diffuseres - Theory, Design, and Application," CRC Press, 2009.

[10] P. Leclaire, L. Kelders, W. Lauriks, M. Melon, N.N. Brown, B. Castanede, "Determination of the viscous and thermal characteristic length of plastic foams by ultrasonic measurements in helium and air," Journal of Applied Physics, vol. 80, no. 4, pp. 2009 -2012, 1996.

[11] K. Attenborough, "Acoustical impedance models for outdoor ground surfaces," Journal of Sound and Vibration., vol. 99, no. 4, pp. 521-544, 1985.

[12] J.F. Allard, "Propagation of Sound in Porous Media. Modelling Sound Absorbing Materials," In Applied Science, 1993.

[Downloaded from joasi.ir on 2025-07-12]

[DOR: 20.1001.1.23455748.1397.6.2.1.4]