



## بررسی تحلیلی انتشار موج در توده سنگ درزه دار دارای تک درزه و چند درزه موازی

امیر صالح نژاد<sup>۱</sup>، مجید نیکخواه<sup>۲\*</sup>

۱. فارغ التحصیل کارشناسی ارشد؛ دانشکده‌ی مهندسی معدن، نفت و ژئوفیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود

۲. استادیار مکانیک سنگ؛ دانشکده‌ی مهندسی معدن، نفت و ژئوفیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود

دریافت دست‌نوشته: ۱۳۹۶/۱۲/۱۴ پذیرش دست‌نوشته: ۱۳۹۷/۰۲/۱۷

شناسه دیجیتال (DOI): 10.22107/jpg.2018.121577.1058

واژگان کلیدی	چکیده
انتشار موج، سختی درزه، روش تحلیلی، زاویه ورودی، فاصله‌داری درزه، توده سنگ	انتشار موج در توده سنگ‌ها یکی از مهم‌ترین مباحث در دینامیک سنگ بوده که در صنایع مختلف نفتی، معدنی، عمرانی و نظامی کاربرد دارد. از آنجایی که توده سنگ شامل ماده سنگ و اشکال مختلفی از ناپیوستگی‌ها بوده، ماهیت ناپیوستگی‌های توده سنگ به‌طور قابل توجهی بر روی خصوصیات مکانیکی و رفتار مهندسی تأثیرگذار است. بنابراین آگاهی و شناخت کافی از چگونگی انتشار موج در توده سنگ‌ها به‌ویژه برای پروژه‌هایی که از اهمیت و حساسیت بالاتری برخوردارند، ضروری است. هدف این مقاله، بررسی تحلیلی انتشار موج در توده سنگ درزه دار تک درزه بوده و در این مطالعه رفتار تغییر شکل سنگ‌ها خطی فرض شده است. در مقاله حاضر، روش تحلیلی انتشار موج در توده سنگ بر اساس راه حل مبتنی بر روش توسعه یافته توسط هوانگ و همکاران (۲۰۱۴)، برای حالت الاستیک ارائه شده و انتشار موج در تک درزه و چند درزه موازی مورد مطالعه قرار گرفته است. سپس مطالعه پارامتری بر روی پارامترهای شامل سختی درزه نرمال شده، زاویه‌داری درزه‌ها، فاصله‌داری درزه نرمال شده و تعداد درزه‌ها بر انتشار موج در تک درزه و چند درزه موازی انجام گرفته و نتایج به دست آمده با نتایج سایر روش‌های ارائه شده مقایسه شده است.

### ۱. مقدمه

کم شده و دامنه موج کاهش می‌یابد. به‌علاوه میرایی دامنه موج به دلیل وجود درزه‌ها در مقایسه با کندی سرعت حساسیت بیشتری داشته است؛ بنابراین، پیش‌بینی میرایی موج در سراسر درزه‌های سنگی در حل مسائل ژئوفیزیکی، تحقیقات لرزه‌نگاری، دینامیک سنگ و مهندسی زلزله ضروری است.

مطالعات و تحقیقات انجام‌شده در زمینه انتشار موج را می‌توان به سه بخش شامل روش‌های تحلیلی، روش‌های اندازه‌گیری و آزمایشگاهی و روش‌های عددی تقسیم نمود. در این تحقیق قابلیت روش‌های تحلیلی برای در نظر گرفتن تأثیر درزه‌ها بر روی انتشار موج مورد بررسی قرار خواهد گرفت. برای مطالعه ضرایب بازگشت و عبوری انتشار موج در توده سنگ درزه‌دار، عمدتاً دو مدل وجود دارد. یک روش، روش محیط معادل *(EMM) Equivalent Medium Method* و

امروزه مطالعه انتشار موج از میان شکستگی‌های توده سنگ در کاربردهای مختلف مهندسی اهمیت زیادی پیدا نموده است. به‌طور کلی زمینه‌های مشترک زیادی بین پدیده انتشار موج و خواص بنیادی توده سنگ وجود دارد. مبحث انتشار موج یکی از مهم‌ترین مسائل مطرح‌شده در صنایع نفت، معدن، عمران، نظامی، پدافند غیرعامل و مطالعات دینامیک سنگ است. از نظر طراحی ژئومکانیکی، توده سنگ شامل ماده سنگ و اشکال مختلفی از ناپیوستگی‌ها (مانند درزه‌ها، گسل و صفحات لایه‌بندی) است. وجود ناپیوستگی در توده سنگ به‌طور قابل توجهی بر روی خصوصیات مکانیکی و رفتار مهندسی آن‌ها و همچنین انتشار موج تأثیر می‌گذارد. عموماً زمانی که یک موج در ناپیوستگی‌های توده سنگ عبور می‌کند، به علت اتلاف و تضعیف آن در درزه‌ها، سرعت موج

\* سمنان؛ شاهرود؛ میدان هفت‌تیر؛ بلوار دانشگاه؛ دانشگاه صنعتی شاهرود؛ دانشکده‌ی مهندسی معدن، نفت و ژئوفیزیک؛ کد پستی: ۳۶۱۹۹۵۱۶۱ صندوق

پستی: ۳۶۱۵۵/۹۹۶؛ رایانامه: [madjid.nikkhah@gmail.com](mailto:madjid.nikkhah@gmail.com)

$$\Delta \sigma_i = 0 \quad (2)$$

که در روابط بالا  $\Delta u_i$  مقدار تغییرات جابجایی،  $\Delta \sigma_i$  مقدار تغییرات تنش و  $f$  تابعی از خصوصیات مکانیکی درزه  $M_j$  است.

پیراک - نولت و همکاران (۱۹۸۸) روش *DDM* را برای مطالعه تأثیر تک درزه بر عبور موج استفاده نمودند. دوما و شونبرگ (۱۹۸۸) تأثیر یک دسته از ساختار موازی را با استفاده مدول معادل توده سنگ بر انتشار موج تنش بررسی کرده‌اند. در ادامه مطالعات پیراک - نولت و همکاران در سال (۱۹۹۰) از روش *DDM* به روز شده با مدل‌های کلویین و ماکسول، برای مطالعه انتشار موج از طریق محیط اشباع شده استفاده کردند. همچنین گو و همکاران (۱۹۹۶) روش *DDM* را برای مطالعه تک درزه مایل برای تعیین ضرایب بازگشت و عبوری برای هر دو موج برشی و طولی ( $S$  و  $P$ ) ورودی به کاربرند.

پژوهشگران زیادی با استفاده از روش *MC* به مطالعه انتشار موج تنشی از طریق دسته درزه‌های موازی پرداخته‌اند و تأثیر پارامترهایی همانند سختی درزه، فاصله‌داری درزه و تعداد درزه‌ها را بر موج عبوری محاسبه کرده‌اند. ژائو و شیا (۲۰۰۰) و ژائو و همکاران (۲۰۰۶) با استفاده از روش *MC* انتشار موج تنشی یک‌بعدی را از طریق رفتار تغییر شکل خطی درزه‌ها مطالعه کرده‌اند. آن‌ها در مطالعات خود تأثیر پارامترهایی مانند دامنه موج ورودی و فرکانس موج ورودی را بر انتشار موج بررسی کرده‌اند. ژائو و همکاران (۲۰۰۶) عبور عمودی موج برشی  $S$  را در سراسر درزه‌های موازی با رفتار کولمب بررسی نمودند. ژائو و همکاران در سال (۲۰۰۶) روش *EMM* را برای آنالیز رفتار تغییر شکل خطی درزه‌ها توسعه داده‌اند. لی و همکاران (۲۰۱۰) توسط مدل ویسکوالاستیک

دیگری روش ناپیوستگی جابجایی<sup>۱</sup> است (Zhu et al., 2011). روش‌های تحلیلی دیگر نظیر روش مشخصه<sup>۲</sup>، روش منبع موج مجازی<sup>۳</sup>، روش بازگشتی<sup>۴</sup> و روش ماتریس پراکنده<sup>۵</sup> نیز بدین منظور توسعه داده شده‌اند. روش محیط معادل (*EMM*) برای بررسی ضرایب بازگشت و عبوری به‌طور وسیع برای تحلیل تأثیر خلل و فرج‌ها، میکرو ترک‌ها و درزه‌ها بر انتشار موج به‌کاربرده می‌شود. در روش *EMM* مواد و ناپیوستگی‌ها با هم تشکیل یک محیط پیوسته، همگن و همسان گرد معادل که با خواص مؤثر تقریب زده می‌شود، می‌دهند؛ بنابراین موج همانند اینکه که در یک محیط همگن و همسان گرد سیر می‌کند، انتشار می‌یابد.

با این حال دو محدودیت در این روش وجود دارد. یکی از محدودیت‌های این روش عدم امکان بررسی خصوصیات فرکانس وابسته به هر درزه و محدودیت دیگر نیز عدم در نظر گرفتن بازتاب‌های متعدد هر موج است (Zhao., 2011). اغلب محققین از *DDM* برای مطالعه انتشار موج در توده سنگ درزه‌دار استفاده کرده‌اند. *DDM* در اصل توسط میندلین در سال ۱۹۶۰ پیشنهاد شده است و سپس برای آنالیز انتشار موج لرزه‌ای توسط شونبرگ در سال ۱۹۸۰ اتخاذ شده است. در این روش می‌توان اثر درزه‌ها در انتشار موج را بر اساس آنالیز صریح<sup>۳</sup> از عبور و بازگشت درزه‌ها بررسی نمود. فرض اساسی این روش این است که موج از طریق تک درزه منتشر شده و تنش‌ها پیوسته هستند، یعنی مقدار تنش قبل و بعد از درزه با هم برابر بوده در حالی که جابجایی‌ها یکسان نیستند. معادله کلی از شرایط مرزی برای توصیف ریاضی درزه‌ها در انتشار موج به‌صورت زیر است:

$$\Delta u_i = \frac{1}{f(M_j)} \sigma_i \quad (1)$$

<sup>1</sup> Displacement Discontinuity (*DDM*)

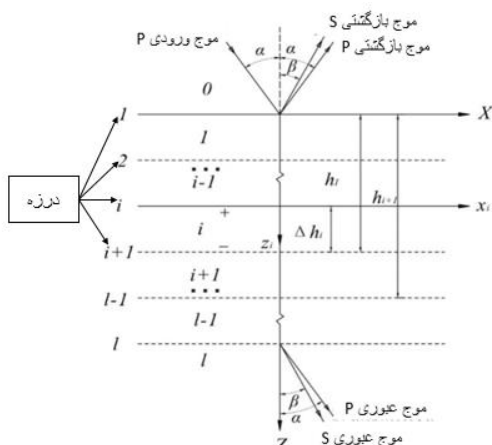
<sup>2</sup> Method of Characteristics (*MC*)

<sup>3</sup> Virtual Wave Source (*VWS*)

<sup>4</sup> Recursive Method (*RM*)

<sup>5</sup> Scattering Matrix Method (*SMM*)

<sup>6</sup> Explicit



شکل ۱. تصویر نمادین انتشار موج ورودی P از محیط توده

سنگ درزه‌دار موازی (Huang et al., 2014)

طبق قوانین و روابط (DDM) برای درزه  $i$  ام می‌توان روابط (۳) تا (۶) را نوشت (Huang et al., 2014):

$$\tau_{zX}^-_{i-1} = \tau_{zX}^+_{i-1} = \tau_{zX} \quad (3)$$

$$\sigma_z^-_{i-1} = \sigma_z^+_{i-1} = \sigma_z \quad (4)$$

$$k_{si} (u_{xi}^+ - u_{xi-1}^-) = \tau_{zX} \quad (5)$$

$$k_{ni} (u_{zi}^+ - u_{zi-1}^-) = \sigma_z \quad (6)$$

که در روابط بالا  $\tau$ ،  $\sigma$  و  $u$  با اندیس‌های  $i$  و  $i-1$  نشان‌دهنده تنش برشی، تنش عمودی و جابجایی‌ها در لایه  $i$  و  $i-1$  می‌باشند.  $k_{ni}$  و  $k_{si}$  نشان‌دهنده سختی الاستیک برشی و نرمال درزه  $i$  ام است. + و - نشان‌دهنده بعد و قبل از درزه است.  $X$  و  $Z$  مختصات صفحه هستند. برای به دست آوردن ماتریس انتشار، ابتدا روابط مذکور با استفاده از تبدیل فوریه به حوزه فرکانس انتقال داده می‌شود. از آنجایی که معادلات مذکور شامل مشتقاتی از زمان است، بدین منظور از تبدیل فوریه استفاده شده و برای به دست آوردن ماتریس انتشار، بهتر است که متغیر زمان حذف شود. بنابراین روابط بالا را می‌توان به صورت زیر نوشت:

معادل و مفهوم منبع موج مجازی (VWS) انتشار موج را با استفاده از حل معادله موج مطالعه کرده‌اند. ما ( $Ma$ ) و همکاران (۲۰۱۳) روش EMM را برای توده سنگ درزه‌دار اتخاذ کرده و انتشار موج در توده سنگ درزه‌دار را با استفاده از رفتار ویسکوالاستیک معادل و تحلیل تبدیل فوریه، مورد بررسی قرار دادند.

در مقاله حاضر، روش تحلیلی برای بررسی انتشار موج در توده سنگ بر اساس راه حل تحلیلی توسعه یافته توسط هوانگ و همکاران برای حالت الاستیک ارائه شده و انتشار موج در تک درزه و چند درزه موازی مورد مطالعه واقع شده است (Huang et al., 2014)

سپس مطالعه پارامتری برای بررسی تأثیر پارامترهای شامل سختی درزه نرمال شده، زاویه‌داری درزه‌ها، فاصله‌داری درزه نرمال شده و تعداد درزه‌ها بر انتشار موج در تک درزه و چند درزه موازی انجام گرفته و نتایج با نتایج به دست آمده از نتایج روش‌های دیگر ارائه شده از سایر محققین مقایسه شده است.

## ۲. مطالعه تحلیلی انتشار موج در توده سنگ

### درزه‌دار

در مطالعه حاضر روش بازگشتی هوانگ و همکاران برای تحلیل انتشار موج در توده سنگ درزه‌دار موازی اتخاذ شده است (Huang et al., 2014). راه‌حل پیشنهادی این محقق برای محیط ویسکوالاستیک ارائه شده، که در این تحقیق به بررسی مطالعه انتشار موج در محیط الاستیک پرداخته شده است.

تحلیل زیر بر اساس آنالیز موج صفحه‌ای صورت می‌پذیرد. در این تحلیل فرض شده است که همه درزه‌ها دارای فاصله‌داری یکسان به اندازه  $\Delta h$  بوده و رفتار درزه‌های الاستیک خطی است. سیستم مختصاتی برای موج‌های بازگشتی و عبوری از یک دسته درزه موازی تحت برخورد موج ورودی طولی  $P$  را نشان می‌دهد.

همانند معادلات بالا برای حذف متغیر زمان ابتدا معادلات با استفاده از تبدیل فوریه به حوزه فرکانس انتقال داده می‌شوند (Huang et al., 2014).

$$-\rho\omega^2 u_x^\infty = \frac{\partial \sigma_x^\infty}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}^\infty}{\partial z} \quad (16)$$

$$-\rho\omega^2 u_z^\infty = \frac{\partial \sigma_z^\infty}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}^\infty}{\partial x} \quad (17)$$

$$\sigma_z^\infty = \lambda \frac{\partial u_x^\infty}{\partial x} + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_z^\infty}{\partial z} \quad (18)$$

$$\tau_{xz}^\infty = \mu \left( \frac{\partial u_z^\infty}{\partial x} + \frac{\partial u_x^\infty}{\partial z} \right) \quad (19)$$

که در روابط بالا  $\omega$  فرکانس زاویه‌ای است. بر اساس تئوری هلمهولتز (Helmholtz)، معادله دینامیکی موج دوبعدی می‌تواند در حوزه فرکانس به صورت دامنه پتانسیل به صورت روابط (۲۰) و (۲۱) بیان شوند (Huang et al., 2014).

$$u_x^\infty = \frac{\partial \varphi^\infty}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_2^\infty}{\partial z} \quad (20)$$

$$u_z^\infty = \frac{\partial \varphi^\infty}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_2^\infty}{\partial x} \quad (21)$$

که در روابط بالا  $\varphi$  و  $\Psi_2$  به ترتیب پتانسیل جابجایی موج  $P$  و پتانسیل جابجایی موج برشی  $S$  هستند. در نتیجه زمانی که یک موج  $P$  در محیط لایه‌ای انتشار می‌یابد، پتانسیل جابجایی در حوزه فرکانس می‌تواند به صورت رابطه (۲۲) نوشته شود:

$$\varphi_i^\infty = e^{i(-k_x x - k_z z)} \quad (22)$$

$$\tau_{zx}^\infty = \tau_{zx}^{\infty+} = \tau_{zx}^{\infty-} \quad (7)$$

$$\sigma_z^\infty = \sigma_z^{\infty+} = \sigma_z^{\infty-} \quad (8)$$

$$k_{si} \left( u_{xi}^{\infty+} - u_{xi}^{\infty-} \right) = u_{zx}^\infty \quad (9)$$

$$k_{ni} \left( u_{zi}^{\infty+} - u_{zi}^{\infty-} \right) = \sigma_z^\infty \quad (10)$$

که متغیرهایی با داشتن  $\infty$  نشان‌دهنده تبدیل فوریه آن متغیرهای مربوطه می‌باشند. روابط (۷) تا (۱۰) را می‌توان به صورت ماتریسی به صورت زیر بازنویسی کرد (Huang et al., 2014):

$$\begin{bmatrix} u_x^\infty \\ u_z^\infty \\ \tau_{zx}^\infty \\ \sigma_z^\infty \end{bmatrix}_i^+ = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & \frac{1}{k_{si}} \\ 0 & 1 & \frac{1}{k_{ni}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_x^\infty \\ u_z^\infty \\ \tau_{zx}^\infty \\ \sigma_z^\infty \end{bmatrix}_{i-1}^- = [K]_i \begin{bmatrix} u_x^\infty \\ u_z^\infty \\ \tau_{zx}^\infty \\ \sigma_z^\infty \end{bmatrix}_{i-1}^- \quad (11)$$

در این مرحله، معادله موج دو بعدی را می‌توان بر اساس معادلات تنش-کرنش و تنش-جابجایی برای محیط دارای رفتار الاستیک به صورت زیر بیان کرد:

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad (12)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 u_x}{\partial t \partial x} + (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u_z}{\partial t \partial z} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial t} = \mu \frac{\partial^2 u_x}{\partial t \partial x} + \mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial t \partial z} \quad (15)$$

که در روابط فوق  $\rho$  چگالی سنگ،  $\mu$  و  $\lambda$  ضرایب لامه هستند.

$$[P] = \begin{bmatrix} -ik_x & -ik_x & -ik_{zs} & ik_{zs} \\ ik_{zp} & -ik_{zp} & -ik_x & -ik_x \\ \frac{-\lambda\omega^2}{v^2} - 2\mu k_{zp}^2 & \frac{-\lambda\omega^2}{v^2} - 2\mu k_{zp}^2 & 2\mu k_x k_{zs} & -2\mu k_x k_{zs} \\ 2\mu k_x k_{zp} & -2\mu k_x k_{zp} & -\mu(k_x^2 - k_{zs}^2) & -\mu(k_x^2 - k_{zs}^2) \end{bmatrix}$$

$$[Q] = \begin{bmatrix} e^{ik_{zp}h} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-ik_{zp}h} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_{zs}h} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-ik_{zs}h} \end{bmatrix}$$

معادله بالا ارتباط بین دامنه پتانسیل جابجایی و جابجایی و تنش‌ها در هر لایه را نشان می‌دهد. در لایه  $i$  ام که در شکل ۱ نشان داده شده است، ماتریس  $Q$  آن به صورت زیر درمی‌آید

$$[Q]_i^- = \begin{bmatrix} e^{ik_{zp}hi} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-ik_{zp}hi} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_{zs}hi} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-ik_{zs}hi} \end{bmatrix}$$

و

$$[Q]_i^+ = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

بر اساس روابط (۲۵) و (۱۱) روابط به صورت زیر تلفیق می‌شوند. این رابطه بیانگر ترکیب روش  $DDM$  با روش دامنه پتانسیل جابجایی در هر درزه است (Huang et al., 2014).

که در این رابطه  $k_x = k_p \sin \alpha$  و  $k_{zp} = k_p \cos \alpha$  که  $k_p = \frac{\omega}{v_p}$  و  $\alpha$  زاویه ورودی هستند. طبق روابط مذکور، پتانسیل جابجایی هر لایه در حوزه فرکانس از روابط (۲۳) و (۲۴) محاسبه می‌شود.

$$\varphi(x, z, \omega) = \begin{aligned} & U_p e^{i(-k_x x + k_{zp} z)} \\ & + D_p e^{i(-k_x x - k_{zp} z)} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\Psi_2(x, z, \omega) = \begin{aligned} & U_s e^{i(-k_x x + k_{zs} z)} \\ & + D_s e^{i(-k_x x - k_{zs} z)} \end{aligned} \quad (24)$$

که در روابط بالا  $U_p, D_p, U_s, D_s$  به ترتیب دامنه پتانسیل جابجایی از مؤلفه‌های موج بازگشتی  $P$ ، موج عبوری  $S$  و موج عبوری  $P$ ، موج بازگشتی  $S$  و موج عبوری  $S$  هستند. طبق روابط (۱۶) تا (۲۴) شکل ماتریسی معادلات به صورت رابطه (۲۵) خواهد شد.

$$\begin{bmatrix} \infty \\ u_x \\ \infty \\ u_z \\ \infty \\ \sigma_z \\ \infty \\ \tau_{zx} \end{bmatrix} = PQ \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix} e^{-ik_x x} \quad (25)$$

که در این رابطه ماتریس‌های  $P$  و  $Q$  به صورت زیر می‌باشند:

$$\begin{bmatrix} \infty \\ u_x \\ \infty \\ u_z \\ \infty \\ \sigma_z \\ \infty \\ \tau_{zx} \end{bmatrix}_i^+ = [P]_i [Q]_i^+ \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_i e^{-i k_x x} \quad (28)$$

$$\begin{bmatrix} \infty \\ u_x \\ \infty \\ u_z \\ \infty \\ \sigma_z \\ \infty \\ \tau_{zx} \end{bmatrix}_i^- = [P]_i [Q]_i^- \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_i e^{-i k_x x} \quad (29)$$

برای اولین درزه از لایه اول به دلیل آنکه  $[Q]_i^+$  یک ماتریس واحد است، می‌توان رابطه (۲۸) را به صورت زیر نوشت:

$$\begin{bmatrix} \infty \\ u_x \\ \infty \\ u_z \\ \infty \\ \sigma_z \\ \infty \\ \tau_{zx} \end{bmatrix}_1^+ = [P]_1 \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_1 e^{-i k_x x} \quad (30)$$

همچنین برای لایه صفر ام به دلیل آنکه فاصله آن صفر است، بنابراین ماتریس  $[Q]_i^-$  آن واحد شده و می‌توان رابطه (۲۹) را به صورت (۳۱) نوشت:

$$\begin{bmatrix} \infty \\ u_x \\ \infty \\ u_z \\ \infty \\ \sigma_z \\ \infty \\ \tau_{zx} \end{bmatrix}_0^- = [P]_0 \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_0 e^{-i k_x x} \quad (31)$$

$$\begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_{i+1} = [Q]_{i+1}^+ [P]_{i+1}^- [K]_{i+1}^- \begin{bmatrix} \infty \\ u_x \\ \infty \\ u_z \\ \infty \\ \sigma_z \\ \infty \\ \tau_{zx} \end{bmatrix}_{i+1} e^{i k_x x} = [Q]_{i+1}^+ [P]_{i+1}^- [K]_{i+1}^- [Q]_{i+1}^- [P]_{i+1}^+ [K]_{i+1}^+ \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_i e^{i k_x x} = [R]_{i+1} \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_i \quad (26)$$

با توجه به روابط بالا به دلیل آن که  $[Q]_{i+1}^+$  یک ماتریس واحد است، در نتیجه ماتریس  $[R]_{i+1}$  به صورت زیر حاصل خواهد شد:

$$[R]_{i+1} = [P]_{i+1}^- [K]_{i+1}^- [P]_{i+1}^+ [Q]_{i+1}^-$$

بر اساس مطالعات ژائو و همکاران (۲۰۱۱) ارتباط بین لایه اول و لایه  $l$  را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_l = [R]_{l-1} \dots [R]_i \dots [R]_1 \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_1 \quad (27)$$

با توجه به رابطه (۲۵) برای هر لایه می‌توان روابط زیر را بیان کرد:

با توجه به روابط بالا ارتباط بین لایه اول و لایه صفر ام را می‌توان به صورت رابطه (۳۲) نوشت:

$$\begin{bmatrix} \infty \\ u_x \\ \infty \\ u_z \\ \infty \\ \sigma_z \\ \infty \\ \tau_{zx} \end{bmatrix}_1^+ = [K]_1 \begin{bmatrix} \infty \\ u_x \\ \infty \\ u_z \\ \infty \\ \sigma_z \\ \infty \\ \tau_{zx} \end{bmatrix}_0^- \quad (32)$$

با توجه به روابط (۳۰)، (۳۱) و (۳۲) می‌توان به این نتیجه رسید:

$$\begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_1^+ = [P]_0^{-1} [K]_1 [P]_0 \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_0^- \quad (33)$$

بر اساس روابط (۲۷) و (۳۳) نیز می‌توان به رابطه (۳۴) رسید:

$$\begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_1 = [R]_{l-1} \dots [R]_i \dots [R]_1 \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_1 = [R]_{l-1} \dots [R]_i \dots [R]_1 [P]_0^{-1} [K]_1 [P]_0 \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ D_s \end{bmatrix}_0^- \quad (34)$$

که معادله بالا ارتباط بین لایه  $l$  ام و لایه صفر ام را نشان می‌دهد. اگر موج ورودی موج  $P$  باشد، آنگاه برای لایه صفر ام  $D_s = 0$  است. برای لایه  $l$  ام به دلیل آن که تنها موج‌های عبوری  $P$  و  $S$  وجود دارند؛ بنابراین می‌توان نوشت که  $U_p = U_s = 0$  در نتیجه با توجه به اینکه ماتریس از درجه ۴ است، می‌توان به صورت پارامتری روابط را به صورت رابطه (۳۵) بیان کرد:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ D_p \\ 0 \\ D_s \end{bmatrix}_l = N \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ 0 \end{bmatrix}_0 \quad (35)$$

$$= \begin{bmatrix} n_{11} & n_{12} & n_{13} & n_{14} \\ n_{21} & n_{22} & n_{23} & n_{24} \\ n_{31} & n_{32} & n_{33} & n_{34} \\ n_{41} & n_{42} & n_{43} & n_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_p \\ D_p \\ U_s \\ 0 \end{bmatrix}_0$$

که می‌تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$\begin{cases} n_{11}U_p^0 + n_{12}D_p^0 + n_{13}U_s^0 = 0 \\ n_{21}U_p^0 + n_{22}D_p^0 + n_{23}U_s^0 = D_p^l \\ n_{31}U_p^0 + n_{32}D_p^0 + n_{33}U_s^0 = 0 \\ n_{41}U_p^0 + n_{42}D_p^0 + n_{43}U_s^0 = D_s^l \end{cases} \quad (36)$$

در پایان با حل ماتریس می‌توان دامنه موج عبوری و بازگشتی را بر اساس دامنه موج ورودی به دست آورد. با توجه به رابطه بالا اگر معادله را بر اساس دامنه موج ورودی مرتب شود، در آن صورت می‌توان دامنه موج بازگشتی و عبوری را بر اساس رابطه (۳۷) به دست آورد:

$$\begin{bmatrix} U_p^0 \\ D_p^l \\ U_s^0 \\ D_s^l \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_{11} & 0 & n_{13} & 0 \\ n_{21} & -1 & n_{23} & 0 \\ n_{31} & 0 & n_{33} & 0 \\ n_{41} & 0 & n_{43} & -1 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} D_p^0 \\ D_p^0 \\ D_p^0 \\ D_p^0 \end{bmatrix} \quad (37)$$

$$* \begin{bmatrix} -n_{12} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -n_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -n_{32} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -n_{42} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} D_p^0 \\ D_p^0 \\ D_p^0 \\ D_p^0 \end{bmatrix}$$

که در مطالعات بالا  $D_p^0$  دامنه موج ورودی است. در ادامه مطالعه ابتدا یک موج سینوسی با استفاده از تبدیل فوریه ( $FFT$ ) از حوزه زمان به حوزه فرکانس تبدیل می‌شود. سپس ضرایب بازگشتی و عبوری در حوزه فرکانس محاسبه شده و این امواج از حوزه فرکانس با عکس تبدیل فوریه ( $IFFT$ ) به

یک موج  $P$  که به‌صورت مایل بر یک سطح وارد می‌شود بررسی شده است. هنگامی که یک موج به‌طور مایل به یک درزه برخورد کند، تبدیل موج نیز اتفاق می‌افتد. بر همین اساس زاویه ورودی  $24/48$  درجه در نظر گرفته شده است، تا تأثیر تبدیل موج نیز بررسی شود.

در شکل‌های ۲ تا ۵ تغییرات سختی الاستیک نرمال شده درزه بر روی ضرایب بازگشت و عبوری موج تابشی مایل ورودی  $p$  نشان داده شده است. همچنان که در شکل‌ها مشاهده می‌شود، پارامترهای شامل  $(R_{p \rightarrow p})$ ،  $(T_{p \rightarrow p})$ ،  $(R_{p \rightarrow s})$  و  $(T_{p \rightarrow s})$  تحت تأثیر سختی الاستیک نرمال شده درزه‌ها قرار گرفته است، به این ترتیب که با افزایش  $K$  (سختی الاستیک نرمال درزه) ضریب عبور موج  $(T_{p \rightarrow p})$  افزایش پیدا می‌کند. شدت افزایش موج عبوری ابتدا با یک شیب بسیار تند خواهد بود و برای سختی نرمال شده بیشتر از ۱ از شدت آن کاسته می‌شود. ضریب بازگشتی  $(R_{p \rightarrow p})$  با یک شیب ملایم کاهش پیدا می‌کند.

برای بحث تبدیل موج، ضریب بازگشتی تبدیلی  $(R_{p \rightarrow s})$  با یک شیب منفی کاهش پیدا می‌کند. ضریب عبوری تبدیلی  $(T_{p \rightarrow s})$  با افزایش سختی درزه نرمال شده ابتدا افزایش پیدا کرده تا به یک مقدار اوج می‌رسد، سپس با افزایش سختی درزه نرمال شده مقدار آن کاهش پیدا می‌کند. این نتایج بیانگر آن است که تغییرات سختی درزه نرمال شده بر هر چهار موج تأثیر دارد اما تأثیر آن بر موج تبدیلی عبوری در مقایسه با امواج دیگر کمتر خواهد بود.

نتایج به دست آمده از مطالعات تحلیلی با نتایج مطالعات ژو و همکاران (۱۹۹۶)، لی و ما (۲۰۱۰) و ژائو و همکاران (۲۰۱۲) در شکل‌های ذیل مقایسه گردیده است. چنانچه مشاهده می‌شود از نظر مقدار و روند تغییرات همبستگی خوبی بین نتایج روش تحلیلی مورد بررسی شده در تحقیق با سایر روش‌ها وجود دارد.

حوزه زمان برده می‌شوند، و در آخر ضرایب بازگشتی و عبوری بر اساس نسبت دامنه پتانسیل امواج عبوری و بازگشتی به دامنه پتانسیل موج ورودی تعریف می‌شوند. بنابراین ضرایب بازگشتی و عبوری برای موج ورودی  $P$  را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} R_{p \rightarrow p} &= \text{Max} [ \text{abs}(U_p^0) ] \\ R_{p \rightarrow sv} &= \text{Max} [ \text{abs}(U_s^0) ] \\ T_{p \rightarrow p} &= \text{Max} [ \text{abs}(D_p^l) ] \\ T_{p \rightarrow sv} &= \text{Max} [ \text{abs}(D_s^l) ] \end{aligned} \quad (38)$$

روابط روش تحلیلی ذکر شده در برنامه متلب<sup>۷</sup> برای مطالعه پارامتری که در ادامه آورده شده است پیاده‌سازی شده است.

### ۳. مطالعه پارامتری انتشار موج در تک درزه

در این بخش پارامترهای مؤثر در انتشار موج در تک درزه بررسی می‌شوند. به منظور ارزیابی روش تحلیلی مذکور، یک موج سینوسی با دامنه واحد و فرکانس ۵۰ هرتز به‌عنوان موج ورودی در نظر گرفته شده است. در ابتدا این موج با استفاده از تبدیل فوریه به حوزه فرکانس انتقال می‌یابد.

خصوصیات محیط توده سنگ دربرگیرنده سرعت انتشار موج  $P$  در ماده سنگ ۵۸۳۰ متر بر ثانیه، سرعت انتشار موج  $S$  در ماده سنگ ۳۸۴۰ متر بر ثانیه، چگالی سنگ ۲۶۵۰ کیلوگرم بر مترمکعب و مدول بالک و برشی نیز به ترتیب ۴۴ و ۳۹ گیگا پاسکال در نظر گرفته شده است. سپس بر اساس روش تحلیلی ذکر شده تأثیر پارامترهای سختی الاستیک نرمال شده درزه برای یک موج مایل  $P$  و زاویه ورودی بر ضرایب بازگشتی و عبوری مطالعه شده و هر پارامتر به‌صورت جداگانه مورد بررسی قرار گرفته است.

#### ۱.۳ تأثیر سختی درزه نرمال شده مایل بر انتشار

##### موج

به‌منظور ارزیابی روش تحلیلی بحث شده، ابتدا تأثیر سختی الاستیک نرمال شده درزه‌ها، بر ضرایب بازگشت و عبوری برای

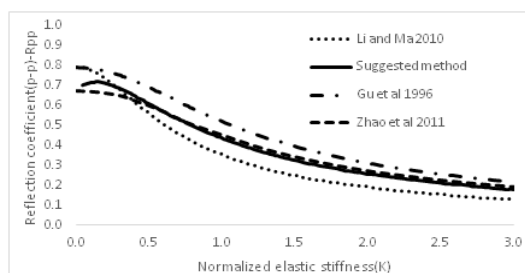
<sup>۷</sup> Matlab



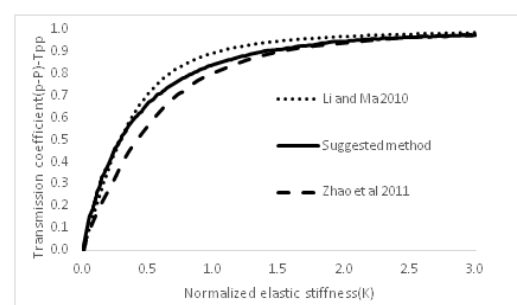
### ۲.۳ تأثیر زاویه ورودی بر انتشار موج

برای تأثیر زاویه تابش ورودی موج  $P$  بر انتشار موج در محیط سنگی دارای درزه، مقادیر ضرایب بازگشت و عبوری برای زاویه‌های بین ۰ تا ۹۰ درجه بر اساس رابطه تحلیلی پیشنهادی بررسی شده و نتایج به دست آمده برای بررسی صحت نتایج با روش‌های دیگر مقایسه شده است؛ به این منظور مقدار سختی درزه نرمال شده برابر ۱ در نظر گرفته شده است. با توجه به آنکه در اثر برخورد یک موج مایل به یک درزه تبدیل موج رخ می‌دهد، رابطه تحلیلی پیشنهادی تأثیر زاویه ورودی بر موج‌های مختلف تبدیل یافته بررسی شده است. شکل ۶ تأثیر زاویه ورودی بر ضریب بازگشتی را نشان می‌دهد. همچنان که نشان داده شده است با افزایش زاویه ورودی ضریب بازگشتی ( $R_{p \rightarrow p}$ ) ابتدا کاهش پیدا کرده و در حدود زاویه ۵۰ تا ۸۰ درجه ثابت می‌شود و تغییرات کمتر است و سپس هرچه قدر زاویه افزایش می‌یابد،  $(R_{p \rightarrow p})$  نیز افزایش پیدا می‌کند.

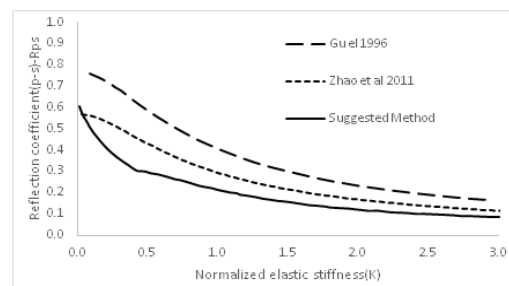
شکل ۷ نشان دهنده تأثیر زاویه ورودی بر ضریب عبوری را نشان می‌دهد. ضریب عبوری ( $T_{p \rightarrow p}$ ) ابتدا افزایش پیدا می‌کند تا به یک مقدار ماکزیمم می‌رسد سپس با افزایش آن مقدار آن به صفر می‌رسد، این نتیجه حاکی از آن است وقتی موج به طور عمود به درزه برخورد می‌کند یعنی زاویه ۹۰ درجه می‌شود تمام موج ورودی بازگشت داده می‌شود و موج عبوری وجود ندارد. در این بخش روند تغییرات کم است و به جز در زاویه نزدیک ۹۰ درجه ضریب عبوری با یک شیب مثبت کم افزایش می‌یابد. شکل ۸ نشان دهنده تأثیر زاویه ورودی بر ضریب بازگشتی تبدیل موج را نشان می‌دهد که در آن  $(R_{p \rightarrow s})$  نیز ابتدا افزایش پیدا می‌کند تا زاویه ورودی آن به ۴۰ درجه می‌رسد سپس مقدار آن کاهش می‌یابد. شکل ۹ نشان دهنده تأثیر زاویه ورودی بر ضریب عبوری تبدیل موج را نشان می‌دهد که در آن  $(T_{p \rightarrow s})$  نیز ابتدا افزایش پیدا می‌کند تا به یک مقدار ماکزیمم می‌رسد و بعد از آن کاهش می‌یابد. نتایج نشان دهنده آن است که با تغییر زاویه ورودی، موج بازگشتی و موج بازگشتی تبدیلی بیشتر دچار تغییرات خواهند شد و نسبت تغییرات در موج عبوری و موج عبوری تبدیلی کمتر است.



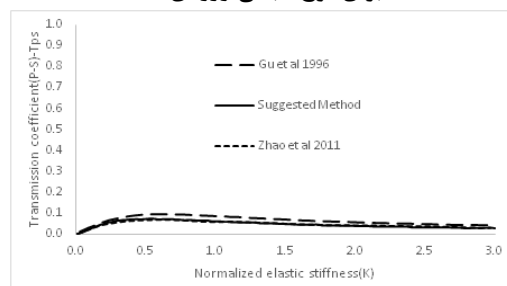
شکل ۲. تغییرات سختی الاستیک نرمال شده درزه بر  $R_{pp}$  برای موج تابشی ورودی P



شکل ۳. تأثیر سختی الاستیک نرمال شده درزه بر  $T_{pp}$  برای موج تابشی ورودی P



شکل ۴. تغییرات سختی الاستیک نرمال شده درزه بر  $R_{ps}$  برای موج تابشی ورودی P



شکل ۵. تغییرات سختی الاستیک نرمال شده درزه بر  $T_{ps}$  برای موج تابشی ورودی P

#### ۴. مطالعه پارامتری انتشار موج در چند درزه

##### موازی

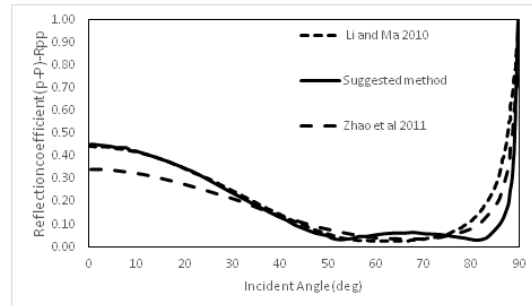
در این بخش تأثیر فاصله‌داری و تعداد درزه‌ها بر روی محیط سنگی دارای چند درزه موازی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. برای بررسی تأثیر فاصله‌داری درزه‌ها، ابتدا فاصله‌داری درزه‌ها نرمال می‌شود؛ زیرا در این مطالعه تأثیر فاصله‌داری درزه نرمال شده ( $\xi$ ) بر موج عبوری مورد بحث قرار خواهد گرفت، تا با مطالعه پژوهشگران قبلی مقایسه شود. برای به دست آوردن فاصله‌داری درزه نرمال، فاصله درزه‌ها بر طول موج تقسیم خواهد شد. نسبت فاصله‌داری درزه‌ها به طول موج را فاصله‌داری درزه نرمال شده تعریف می‌شود. در این ارتباط برای تأثیر فاصله‌داری درزه نرمال شده بر موج عبوری نتایج حاصل از روش تحلیلی توسعه داده شده پیشنهادی با روش ژائو و همکاران (۲۰۰۶) و تأثیر تعداد درزه‌ها بر موج عبوری با نتایج مطالعه‌های روش عددی  $DDA$  مقایسه شده است.

#### ۱.۴ تأثیر فاصله‌داری نرمال شده درزه‌ها بر انتشار

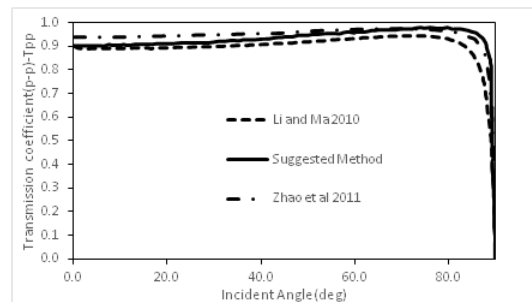
##### موج

برای بررسی تأثیر فاصله‌داری ناپیوستگی‌ها بر موج عبوری ابتدا دو شاخص مهم  $\xi$  تعریف می‌شوند. اولین شاخص نسبت فاصله‌داری بحرانی ( $\xi_{cni}$ ) و دیگری نسبت فاصله‌داری آستانه ( $\xi_{thr}$ ) است. نسبت فاصله‌داری آستانه ( $\xi_{thr}$ ) مقدار است که بعد از این مقدار، ضریب عبوری تغییر چندانی نمی‌کند در حالی که نسبت فاصله‌داری بحرانی ( $\xi_{cni}$ ) نسبت فاصله‌داری است که بیشترین مقدار موج عبوری رخ می‌دهد. برای بررسی تأثیر فاصله‌داری نرمال شده ناپیوستگی‌ها تحت مقادیر مختلف سختی درزه نرمال شده ۰،۲۴۷، ۰،۴۹۴، ۰،۹۸۸، ۱،۴۸۲ و ۱،۹۷۶ متغیر است و تعداد درزه‌ها نیز ۲ در نظر گرفته شده است. دلیل این مقادیر نرمال سختی درزه شده تا با مطالعه‌های ژائو و همکاران (۲۰۰۶) مقایسه شود. این دو مقدار برای هر فاصله‌داری متفاوت است. در شکل ۱۰ تأثیر نسبت فاصله‌داری ناپیوستگی‌های نرمال شده بر مقدار ضریب عبوری را نشان می‌دهد. با توجه به شکل مذکور می‌توان نتایج زیر را بیان نمود:

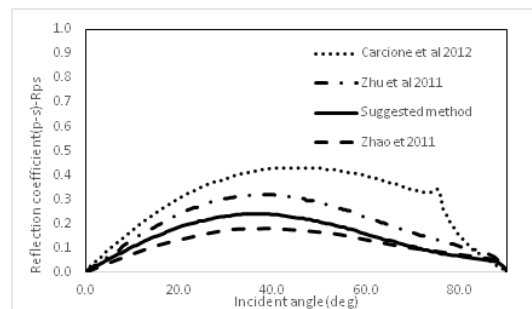
۱. با افزایش سختی درزه نرمال شده مقدار ضریب عبوری افزایش پیدا خواهد کرد.



شکل ۵. تغییرات زاویه موج تابشی ورودی بر  $R_{pp}$  برای حالت تک درزه



شکل ۶. تغییرات زاویه موج تابشی ورودی بر  $T_{pp}$  برای حالت تک درزه



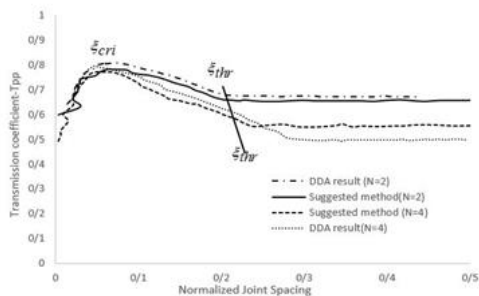
شکل ۷. تغییرات زاویه موج تابشی ورودی بر  $R_{ps}$  برای حالت تک درزه



شکل ۸. تغییرات زاویه تابش موج ورودی بر  $T_{ps}$  برای حالت تک درزه

از فاصله‌داری درزه بی‌بعد برای  $K=1$  و تعداد درزه  $N=2$  و  $N=4$  است، محاسبه شده و با روش DDA نیز مقایسه شده است. چنانکه در ۱۱ مشاهده می‌شود می‌توان فاصله‌داری درزه‌ها را به سه بخش مختلف مانند بخش قبلی تقسیم نمود و نتایج زیر را ذکر نمود:

۱. مقدار ضریب عبوری با افزایش تعداد درزه‌ها  $N$  کاهش پیدا می‌کند.
۲. اگر  $\xi \geq \xi_{thr}$  باشد، مقدار ضریب عبوری با افزایش تعداد درزه‌ها کاهش یافته و ضریب عبوری  $|T_N|$  تابعی از  $|T_1|^N$  خواهد بود که با مطالعه پیراک نولت و همکاران مطابقت دارد.
۳. اگر  $\xi_{cri} \geq \xi \geq \xi_{thr}$  باشد، کاهش مقدار ضریب عبوری با  $N$  ضعیف خواهد بود و در نتیجه مقدار  $|T_N|$  بزرگ‌تر از  $|T_1|^N$  خواهد بود.
۴. در صورتی که  $\xi \geq \xi_{cri}$  باشد، کاهش  $|T_N|$  با  $N$  ضعیف‌تر بوده و حتی به تعداد درزه‌ها نیز بستگی ندارد.
۵. مطابقت خوبی بین نتایج به دست آمده از روش تحلیلی پیشنهادی و روش DDA وجود دارد.



شکل ۱۰. تأثیر فاصله‌داری نرمال شده درزه‌ها بر موج عبوری-Tpp

### ۵. نتیجه‌گیری

نتایج حاصل از بررسی تأثیر سختی الاستیک نرمال شده درزه و زاویه ورودی بر انتشار موج مبین آن است که با افزایش سختی درزه نرمال شده، عبور موج افزایش پیدا کند، در حالی که از موج بازگشتی، کاسته می‌شود. برای بخش تبدیل موج نیز، ضریب عبوری تبدیلی ابتدا افزایش پیدا کرده و سپس کاهش می‌یابد؛ در حالی که موج بازگشتی کاهش می‌یابد. بر اساس مطالعات انجام‌گرفته در خصوص تأثیر زاویه ورودی به

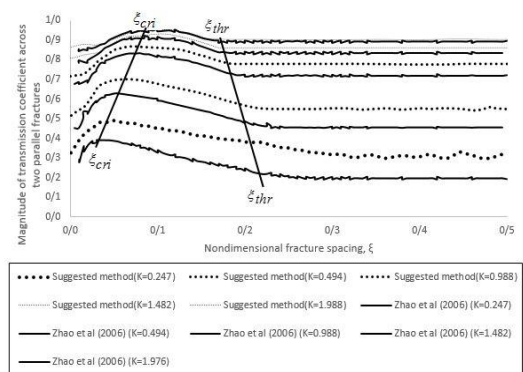
۲. اگر  $\xi_{thr} \geq \xi$  آنگاه مقدار ضریب عبوری مستقل از فاصله‌داری ناپیوستگی‌ها است و مقدار ضریب عبوری بر اساس رابطه  $|T_2| = |T_1|^2$  که همان رابطه پیراک نولت و همکاران است محاسبه می‌شود.

۳. اگر  $\xi_{thr} \geq \xi \geq \xi_{cri}$  باشد، آنگاه مقدار ضریب عبوری با افزایش فاصله‌داری ناپیوستگی‌ها کاهش پیدا می‌کند و به فاصله بین ناپیوستگی‌ها وابسته است و دیگر رابطه پیراک نولت و همکاران در این بخش صدق نمی‌کند.

۴. اگر  $\xi \geq \xi_{cri}$  آنگاه مقدار ضریب عبوری با کاهش فاصله‌داری ناپیوستگی‌ها کاهش می‌یابد.

۵. مقدار شاخص آستانه و بحرانی نیز با تغییر مقدار سختی درزه نرمال شده ( $K$ ) تغییر می‌کند.

این نتایج بیانگر آن است که بین مطالعه پیشنهادی و مطالعه ژائو و همکاران (۲۰۰۶) همبستگی و تطابق خوبی وجود دارد. هنگامی که سختی درزه نرمال شده افزایش می‌یابد بین نتیجه پیشنهادی و مطالعات ژائو و همکاران (۲۰۰۶) اختلاف کمتر وجود دارد.



شکل ۹. تأثیر نسبت فاصله‌داری نرمال شده درزه‌ها بر مقدار موج عبوری در K مختلف

### ۲.۴ تأثیر تعداد درزه‌ها بر موج عبوری

برای بررسی تعداد درزه‌ها بر روی انتشار موج تحت حالتی که درزه‌ها به صورت موازی باشند، مقدار ضریب عبوری  $|T_N|$  برای تعداد مختلف درزه  $N$  محاسبه شده است. همچنان که در شکل ۱۱ نشان داده شده، مقدار ضریب عبوری بر اساس تلبی

در صورتی که فاصله‌داری درزه نرمال شده از نسبت فاصله‌داری بحرانی کمتر باشد، در این صورت مقدار ضریب عبوری با کاهش فاصله‌داری ناپیوستگی‌ها کاهش پیدا می‌کند. مقدار شاخص آستانه و بحرانی نیز با تغییر مقدار سختی درزه نرمال شده تغییر می‌کند.

برای بررسی تعداد درزه‌ها بر انتشار موج، عموماً مقدار ضریب عبوری با افزایش تعداد درزه‌ها کاهش پیدا می‌کند. اگر نسبت فاصله‌داری از نسبت فاصله‌داری آستانه بیشتر باشد، مقدار ضریب عبوری با افزایش تعداد درزه‌ها کاهش می‌یابد و ضریب عبوری  $(|T_N|)$  تابعی از  $|T_1|^N$  می‌شود که با مطالعه پیراک نولت و همکاران همخوانی و مطابقت دارد. اگر نسبت فاصله‌داری بین نسبت فاصله‌داری آستانه و بحرانی باشد، کاهش مقدار ضریب عبوری با  $N$  ضعیف خواهد بود و در نتیجه مقدار  $|T_N|$  بزرگ‌تر از  $|T_1|^N$  خواهد بود. هنگامی که نسبت فاصله‌داری از نسبت فاصله‌داری بحرانی کمتر است، مقدار ضریب عبوری  $|T_N|$  با  $N$  ضعیف‌تر بوده و حتی به تعداد درزه‌ها نیز بستگی ندارد.

انتشار موج، نتایج به دست آمده نشان‌دهنده آن است که با افزایش زاویه ورودی، ضریب بازگشتی ابتدا کاهش پیدا کرده و تا به یک مقدار ثابت رسیده و سپس هر چقدر زاویه افزایش می‌یابد، روند افزایش پیدا می‌کند. برای ضریب عبوری نیز تحت تأثیر زاویه ورودی موج تابشی ابتدا افزایش پیدا کرده تا به یک مقدار بیشینه افزایش داشته و هر چقدر به سمت ۹۰ درجه و قائم میل کند، موج عبوری ظاهر نمی‌شود.

در خصوص تبدیل موج نیز، ضریب بازگشتی با افزایش زاویه برخورد به درزه تا زاویه ورودی حدود ۴۰ درجه افزایش نموده، سپس مقدار آن کاهش پیدا می‌کند. ضریب عبور تبدیل موج نیز با افزایش زاویه موج ورودی ابتدا روند افزایشی تا رسیدن به یک مقدار حداکثر داشته و بعد از آن کاهش می‌یابد. برای تأثیر فاصله‌داری درزه‌های موازی دو شاخص مهم، نسبت فاصله‌داری بحرانی و نسبت فاصله‌داری آستانه هستند. هنگامی که نسبت فاصله‌داری از نسبت فاصله‌داری آستانه بیشتر باشد، آنگاه مقدار ضریب عبوری مستقل از فاصله‌داری ناپیوستگی‌ها است. اگر نسبت فاصله‌داری در بین نسبت فاصله‌داری بحرانی و آستانه باشد، آنگاه مقدار ضریب عبوری با افزایش فاصله بین ناپیوستگی‌ها کاهش پیدا می‌کند.

## ۶. مراجع

- Cai, J.G and Zhao, J., 2000. Effects of multiple parallel fractures on apparent attenuation of stress waves in rock masses. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 37(4), pp.661-682.
- Carcione, J.M. and Picotti, S., 2012. Reflection and transmission coefficients of a fracture in transversely isotropic media. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 56(2), pp.307-322.
- Gu, B., Suárez-Rivera, R., Nihei, K.T. and Myer, L.R., 1996. Incidence of plane waves upon a fracture. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 101(B11), pp.25337-25346.
- Huang, X., Qi, S., Liu, Y. and Zhan, Z., 2014. Stress wave propagation through viscous-elastic jointed rock masses using propagator matrix method (PMM). *Geophysical Journal International*, 200(1), pp.452-470.
- Li, J. and Ma, G., 2010. Analysis of blast wave interaction with a rock joint. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 43(6), pp.777-787.
- Li, J., Ma, G. and Zhao, J., 2010. An equivalent viscoelastic model for rock mass with parallel joints. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 115(B3).
- Ma, G.W., Fan, L.F. and Li, J.C., 2013. Evaluation of equivalent medium methods for stress wave propagation in jointed rock mass. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in*

*Geomechanics*, 37(7), pp.701-715.

- Perino, A., Barla, G. and Orta, R., 2010, June. Wave propagation in discontinuous media. In *ISRM International Symposium-EUROCK 2010*. International Society for Rock Mechanics
- Perino, A., Orta, R. and Barla, G., 2012. Wave propagation in discontinuous media by the scattering matrix method. *Rock mechanics and rock engineering*, 45(5), pp.901-918.
- Pyrak-Nolte, L.J., Myer, L.R. and Cook, N.G., 1990. Transmission of seismic waves across single natural fractures. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 95(B6), pp.8617-8638.
- Pyrak- Nolte, L.J., Myer, L.R. and Cook, N.G., 1990. Anisotropy in seismic velocities and amplitudes from multiple parallel fractures. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 95(B7), pp.11345-11358.
- Schoenberg, M. and Douma, J., 1988. Elastic wave propagation in media with parallel fractures and aligned cracks. *Geophysical Prospecting*, 36(6), pp.571-590.
- Zhao, J. and Cai, J.G., 2001. Transmission of elastic P-waves across single fractures with a nonlinear normal deformational behavior. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 34(1), pp.3-22.
- Zhao, J., Zhao, X.B. and Cai, J.G., 2006. A further study of P-wave attenuation across parallel fractures with linear deformational behaviour. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 43(5), pp.776-788.
- Zhao, X. B, Zhao, J and Cai, J. G, 2006. P-wave transmission across fractures with nonlinear deformational behaviour. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics*, 30(11), pp.1097-1112.
- Zhao, X.B., Zhao, J., Hefny, A.M. and Cai, J.G., 2006. Normal transmission of S-wave across parallel fractures with Coulomb slip behavior. *Journal of engineering mechanics*, 132(6), pp.641-650.
- Zhu, J., 2011. Theoretical and numerical analyses of wave propagation in jointed rock masses.
- Zhu, J.B. and Zhao, J., 2013. Obliquely incident wave propagation across rock joints with virtual wave source method. *Journal of Applied Geophysics*, 88, pp.23-30.