

اثر امواج داخلی بر پایداری زمانی کانال صوتی و انتشار امواج آکوستیکی در دریای عمان

هادی روستا نوحدانی*^۱، مصطفی باخدای پاسکیایی^۲، افشین محسنی آراسته^۳، محمد رضا بنزاده ماهانی^۴

^۱ کارشناسی ارشد فیزیک دریا، دانشکده علوم دریایی، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

^۲ گروه کنترل، پژوهشکده مهندسی جهاد کشاورزی، تهران

^۳ گروه فیزیک دریا، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد تهران شمال

^۴ گروه فیزیک دریا، دانشکده علوم دریایی، دانشگاه تربیت مدرس

رسید مقاله: ۸۸/۱۱/۱۷

پذیرش مقاله: ۸۹/۵/۱۹

چکیده

مقاله‌ی حاضر، ابتدا تاثیر امواج داخلی بر سرعت صوت و به ویژه پایداری زمانی کانال صوتی در حوزه تاثیر این امواج را بررسی می‌کند. سپس جواب‌های معادلات حاکم بر امواج داخلی را به روش تفاضلات منتهای و مبتنی بر ایده‌های عددی موجود در روش مدهای نرمال مورد بحث قرار می‌دهد. بعد از آن پروفیل سرعت صوت تغییر یافته و چگالی را در روش معادلات سهموی اعمال می‌نماید. همچنین شرایط تاثیر امواج داخلی بر نوسان‌های سرعت صوت و پایداری زمانی کانال‌های صوتی را بررسی می‌کند. در نهایت با مقایسه تاثیر این امواج بر انتشار صوت، تغییر رویکرد امواج آکوستیکی را در نمودارهایی با حالت انتشار بدون تاثیر امواج داخلی، به طور همزمان مورد تجزیه و تحلیل قرار داده که نتایج به دست آمده، کارایی روش را تأیید می‌نماید.

کلمات کلیدی: امواج داخلی، کانال صوتی، جابجایی قائم امواج داخلی، نوسان سرعت صوت.

۱ مقدمه

امواج داخلی یکی از مهمترین منابع تغییرات اقیانوس در مقیاس زمانی در حدود چند دقیقه تا چندین روز است. امواج گرانشی در برهم کنش میان دو محیط سیال لایه بندی شده پایدار (که در آن لایه‌ی با چگالی بیش‌تر زیر لایه سبک‌تر قرار می‌گیرد) [۱]، جریان‌های زیر آبی در تعامل با ناهمواری‌های کف و برخی پارامترهای دیگر باعث ایجاد آشفتگی‌های مکانیکی در حجم‌های کنترلی سیال در سطح جدا کننده لایه‌ها شده و امواجی معروف به امواج داخلی را به وجود می‌آورند [۲]. این امواج با طول‌موجی از چند متر تا چند ۱۰ کیلومتر، پریود چند دقیقه تا چند ساعت و دامنه چند ۱۰ متری خود می‌توانند باعث تغییرات محیطی از قبیل آمیختگی مواد مغذی، نوسان در توزیع توده‌های زنده جانوری و رسوب‌های معلق در دریا گردند [۳]. کار حاضر، محاسبه تاثیر

امواج داخلی بر پایداری پروفیل سرعت صوت است که این پروفیل‌های سرعت صوت جدید تاثیر یافته از امواج داخلی را به صورت ورودی در شبیه‌سازی عددی انتشار موج زیر آبی بر پایه مدل معادله سهموی به کار می‌برد [۴،۵]. مناطق ویژه وجود امواج داخلی، در پشته‌های اقیانوسی عمیق، شیب فلات قاره‌ها، بیشتر نمایان می‌باشند [۶]. همچنین، امواج داخلی در ناحیه فرکانسی متوسط 1-10 kHz بر سیستم سوناری تاثیر می‌گذارند [۷]. در مقاله حاضر، ابتدا بر اساس معادله مودال حاکم بر امواج داخلی، مدهای انتشاری و مقادیر ویژه متناظر را به دست می‌آوریم. این مرحله به عنوان هسته اصلی محاسبه تاثیر امواج داخلی بر تغییر پروفیل سرعت صوت با استفاده از روش تفاضلات متناهی و سود جستن از ایده‌های موجود در روند عددی تکنیک مدهای نرمال انجام گردیده است. سپس مدهای نرمال و مقادیر ویژه به دست آمده در زمان‌های مختلف با استفاده از تکنیک آماری توان طیف گارت-مانک برای به دست آوردن جابجایی و در نتیجه نرخ تغییرات سرعت صوت با عمق در زمان‌های مختلف مورد استفاده قرار می‌گیرد. در نهایت، پروفیل‌های سرعت صوت تاثیر یافته از امواج داخلی به عنوان ورودی روش معادلات سهموی اعمال می‌گردد.

۲ مواد و روش کار

در این مقاله، داده‌های به کار رفته از فعالیت مشترک هندوستان و آمریکا در ۲۹ ژوئن سال ۱۹۹۳ در ایستگاهی واقع در عرض جغرافیایی $24^{\circ}, 30'$ و طول جغرافیایی 57° که شامل عمق آب 288 m، فشار، دما و شوری متناظر با اعماق می‌باشد. سپس به کمک نرم‌افزار Matlab معادلات سهموی و نیز معادلات حاصل از امواج داخلی با یکدیگر ترکیب شده تا انتشار صوت تاثیر یافته از امواج داخلی را به وجود آید.

۳ مدل‌سازی سرعت صوت ناشی از امواج داخلی

در این بخش ابتدا معادله مودال حاکم بر امواج درونی تخت ارائه گردیده، سپس روش حل عددی آن مورد بحث قرار می‌گیرد. در ادامه، فرمول جابجایی عمودی موج داخلی بر اساس مدهای انتشاری بررسی می‌شود. در پایان همین بخش، رابطه جابجایی عمودی با تغییرات سرعت صوت به عنوان هدف اصلی این مقاله نشان داده می‌شود.

مدهای ویژه و مقادیر ویژه متناظر با آنها برای موج داخلی با فرکانسی ثابت از معادله اشتورم-لیوویل زیر به دست می‌آید [۲، ۸]:

$$d^2W(z)/dz^2 + k^2[N^2(z) - \omega^2/\omega^2 - f^2]W = 0, \quad (1)$$

که در آن $W(z)$ متناظر با z امین مد ویژه با شرایط مرزی $W(0) = W(H) = 0$ و H عمق ستون آب برای محیطی با کف صاف، k عدد موج افقی یا مقدار ویژه، ω فرکانس موج داخلی، $f = 2\Omega \sin \phi$ فرکانس اینرسی (که تابع نرخ چرخش زمین $\Omega = 7.2921 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$ و عرض جغرافیایی ϕ بوده) و $N(z)$ فرکانس شناوری وابسته به عمق، که با رابطه زیر تعریف می‌شود [۸، ۹، ۱۰]:

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \{d\rho/dz - (d\rho/dz)_{ad}\} \quad (2)$$

g شتاب گرانشی، $\rho(z)$ چگالی آب طبق جداول یونسکو و $(d\rho/dz)_{ad} = \rho_0 g/c^2$ که c سرعت صوت در دریا و ρ_0 چگالی مرجع می باشد. این فرکانس در لایه ترموکلاین، بیشترین مقدار و در لایه مختلط و نواحی عمیق کمترین مقدار را داراست [۱۱]. اگر محیط سیالی دارای حباب های هوا باشد، به دلیل اختلاف چگالی هوا و آب دریا، باعث تغییر فرکانس شناوری امواج داخلی می گردد [۱۲].

برای حل عددی معادله مودال فرض کنیم N ، تعداد مدهای نرمال که در واقع همان تعداد جواب های مطلوب معادله اشتروم-لیوویل باشد، برای حل عددی معادله، عملگر دیفرانسیلی d^2W/dz^2 را با تقریب تفاضلات مرکزی به صورت زیر برآورد می کنیم:

$$\frac{W_{n-1} - 2W_n + W_{n+1}}{h_i^2} + \lambda b^2(z) W_n = 0, \quad i = 1, \dots, n-1 \quad (3)$$

که در آن، $W(0) = W(H) = 0$ ، $b^2(z) = (N^2(z) - \omega^2)/(\omega^2 - f^2)$ و $\lambda = k^2$ خواهد بود. حال با تعریف $W_n = W(n\Delta z)$ ، $b_n^2 = b^2(n\Delta z)$ ، $\forall n = 0, N$ معادله دیفرانسیلی بالا به صورت زیر باز می شود [۱۳]:

$$-W_{n-1} + 2W_n - W_{n+1} = \lambda \Delta z^2 b_n^2(z) W_n, \quad \forall n = 1, \dots, N \quad (4)$$

در نتیجه معادله (۴) به شکل کلی $A W_m = \lambda_m W_m$ تبدیل می شود که در آن λ_m برابر با m امین مقدار ویژه A ، W_m بردار ویژه $N \times 1$ تقریبی از تابع مُد و A ماتریس سه قطری متقارن $N \times 3$ بوده که $A_{i,i} = -2/b_i(z) \Delta z^2$ برای $i = 1, \dots, n$ مقادیر قطر اصلی A ، $A_{i,i+1} = 1/b_i(z) \Delta z^2$ برای $i = 1, \dots, n-1$ مقادیر قطر بالایی A و $A_{i,i-1} = 1/b_i(z) \Delta z^2$ برای $i = 2, \dots, n$ مقادیر قطر پائینی A می باشند.

سپس برای محاسبه نوسانات سرعت صوت ناشی از امواج داخلی، ابتدا جابجایی قائم امواج داخلی را به صورت بسط مُدهای ویژه به صورت زیر محاسبه می کنیم [۱۴]:

$$\xi(r, z, t) = \sum_{j=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} A_j(k) W_j(k, z) e^{i(kr + \omega_j(k)t)} dk \quad (5)$$

که ضریب انبساط $A_j(k)$ به صورت عدد تصادفی گاوسی (با میانگین صفر و واریانس زیر) می باشد:

$$\langle A_j(k)^2 \rangle = E_0 \frac{(j^2 + j_*^2)^{-l}}{\sum_{j=1}^{\infty} (j^2 + j_*^2)^{-l}} \frac{2}{\pi} (k_j/f)^{p-1} \frac{k^{1+2s}}{(k^2 + k_j^2)^{s+(p+1)/2}} \quad (6)$$

که $p=2$ پارامتر شیب مودال، $E_0 = 2\pi \times 10^{-5}$ انرژی متوسط امواج داخلی، $s=0.5$ ، $l=1$ و دامنه عدد موج طبق رابطه پراکندگی $k = k_j(\sqrt{\omega^2 + f^2}/f)$ ، با شرط $k_j = \pi j f \int_0^H N(z) dz$ می باشد. لذا تعداد ماکزیمم مُدها M ، و پارامتر پهنای باند مودال j_* ، به صورت زیر محاسبه می شوند [۱۳، ۱۵]:

$$M = \begin{cases} 2 & 0 < H < 25 \\ 3 & 25 \leq H < 100 \\ 4 & 100 \leq H < 250 \\ 5 & H \geq 250 \end{cases} \Rightarrow j_* = \begin{cases} 3 & M \geq 4 \\ 2 & M = 3 \\ 1 & M \leq 2 \end{cases} \quad (7)$$

پس از محاسبه جابجایی قائم امواج داخلی و با توجه به اینکه طبق معادله حالت Eklund، مقدار گرادیان دمای آدیاباتیک نسبت به عمق به صورت زیر تعریف می شود [۱۶]:

$$\frac{T}{c_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \frac{dp}{dz} = \frac{dT_a}{dz} \quad (8)$$

که v حجم ویژه بسته سیال، T دما، p فشار و $c_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ بوده و با تعریف دمای چگالی ماکزیمم $T_{MD} = Bp/2c$ ، می توان مشتق جزئی یک بسته حجم نسبت به دما را به صورت $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = 2 v_0 c (T - T_{MD})$ برآورد نمود که در آن $B = 0.327 \times 10^{-6} \text{ bar}^{-1} (\text{°C})^{-1}$ ، $v_0 = 1/000027 \text{ cm}^3/\text{g}$ و $c = 7.8 \times 10^{-6} (\text{°C})^{-2}$ سپس با جایگزینی گرادیان دمای آدیاباتیک در معادله گرادیان سرعت صوت پتانسیلی زیر (بر حسب s^{-1}):

$$\frac{dc_p}{dz} = \frac{\partial c}{\partial T} \left(\frac{dT}{dz} - \frac{dT_a}{dz} \right) + \frac{\partial c}{\partial S} \frac{dS}{dz} \quad (9)$$

می توان مقدار نوسانات سرعت صوت را به صورت حاصل ضرب گرادیان سرعت صوت پتانسیلی در جابجایی قائم موج داخلی محاسبه نمود:

$$\delta c(r, z, t) \cong \xi(r, z, t) dc_p/dz \quad (10)$$

در نهایت سرعت صوت متأثر از موج داخلی برابر با مجموع سرعت صوت محیط و نوسانات سرعت صوت می باشد، یعنی:

$$c(r, z, t) = c_{mean}(z) + \delta c(r, z, t) \quad (11)$$

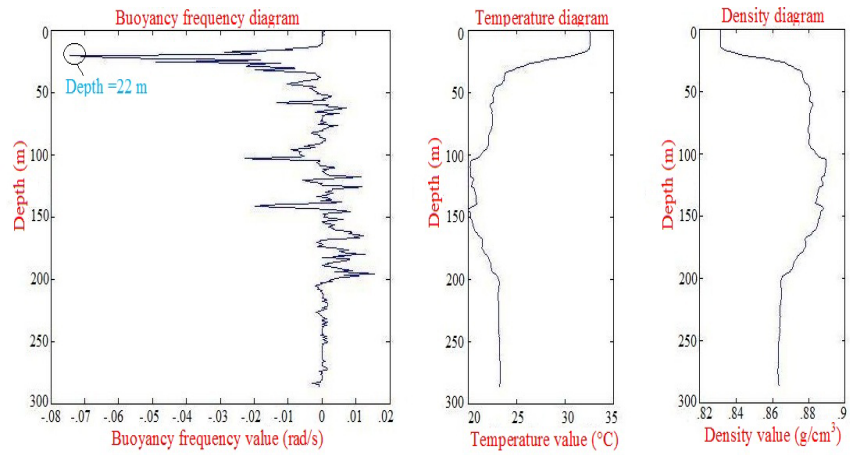
که همان سرعت صوت محیط، Medwin می باشد [۱۴].

۴ نتایج و تحلیل داده‌ها و نمودارها

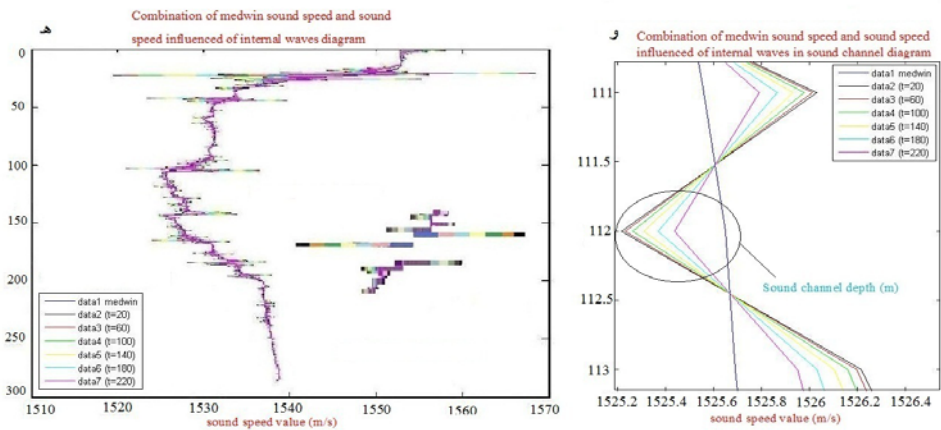
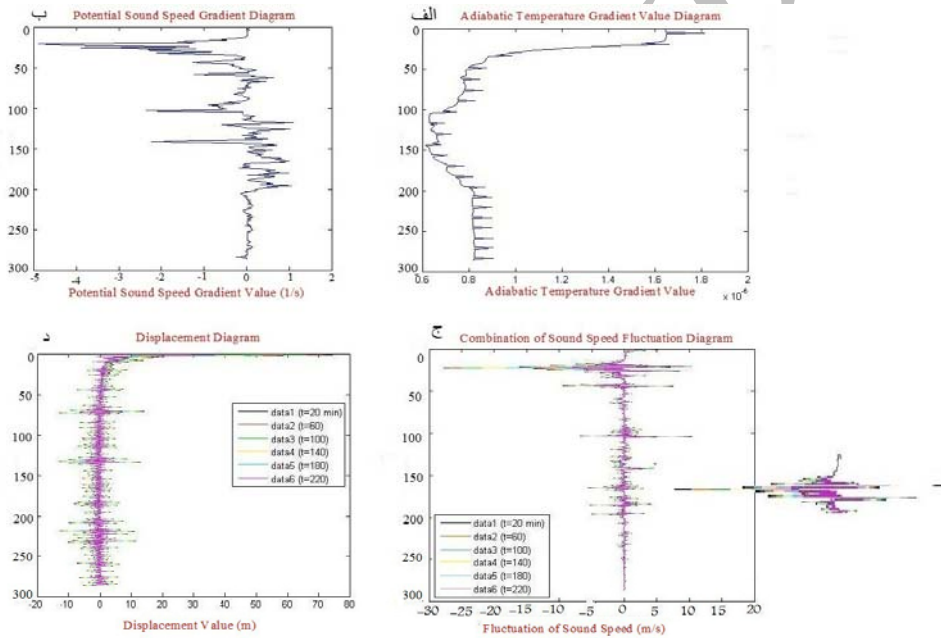
مشاهده می‌شود که مینیمم سرعت صوت در ایستگاه فوق در عمق $z=112$ m و برابر با 1525.4552 m/s بوده که بیانگر عمق کانال صوتی است. طبق نمودار ۱، بیشترین نوسانات دمایی (ترموکلاین) در اعماق 60-15 m حدود $10^\circ C$ و بیشترین نوسانات چگالی نیز در همین اعماق، حدود 0.05 g cm^{-3} مشاهده می‌شود، در نتیجه می‌توان بیشترین تغییرات فرکانس شناوری را در همین محدوده به خصوص در عمق $z=22$ m انتظار داشت، لذا امواج داخلی در این ناحیه از عمق، بیشتر از نقاط دیگر بر مقادیر سرعت صوت تاثیر می‌گذارند. در اعماق زیاد اقیانوس، مقادیر فرکانس شناوری به تدریج کاهش یافته که منجر به کاهش تاثیر امواج داخلی بر مقدار سرعت صوت می‌گردد.

در نمودار ۲، گرادیان دمای آدیاباتیک (الف)، دارای بیشترین نوسان در اعماق 80-15 m بوده، و چون گرادیان سرعت صوت پتانسیلی (ب)، متأثر از گرادیان دمای آدیاباتیک و مشتقات جزئی سرعت صوت نسبت به دما و شوری می‌باشد، دارای بیشینه نوسانی در حدود $5 (1/s)$ در این ناحیه می‌باشد. سپس با ترسیم جابجایی قائم موج داخلی (د)، پس از گذشت زمان‌های $t=20, 60, 100, 140, 180, 220$. این مقادیر به تدریج از 70 m تا نزدیک به 0، کاهش یافته، تا در نوسان سرعت صوت (ج)، این مقادیر جابجایی قائم موج داخلی در گرادیان سرعت صوت پتانسیلی ضرب می‌شوند و اگرچه این نوسانات پس از گذشت زمان از سطح تا بستر دریا تدریجا کاهش می‌یابند، ولیکن بیشترین نوسان آن در همان اعماق اولیه در حدود 35 m/s می‌باشد، که نمایی از آن در بیرون از نمودار (ج) نشان داده شده است. در نهایت در (ه) پایداری زمانی سرعت صوت مدوین و موج داخلی از سطح تا بستر دریا، و در (و) پایداری زمانی سرعت صوت مدوین و موج داخلی در کانال صوتی، به طور جداگانه در زمان‌های مزبور ترسیم، و نشان می‌دهند که پس از سپری شدن زمان‌های اشاره شده، مقادیر سرعت صوت تاثیر یافته از امواج داخلی به سمت مقادیر سرعت صوت مدوین که حالتی پایدار می‌باشند، متمایل شده و بیشترین تغییرات سرعت صوت تاثیر یافته از موج داخلی در لایه ترموکلاین، جایی که بیشترین تغییرات چگالی و فرکانس شناوری موجود است، نمایان می‌باشد.

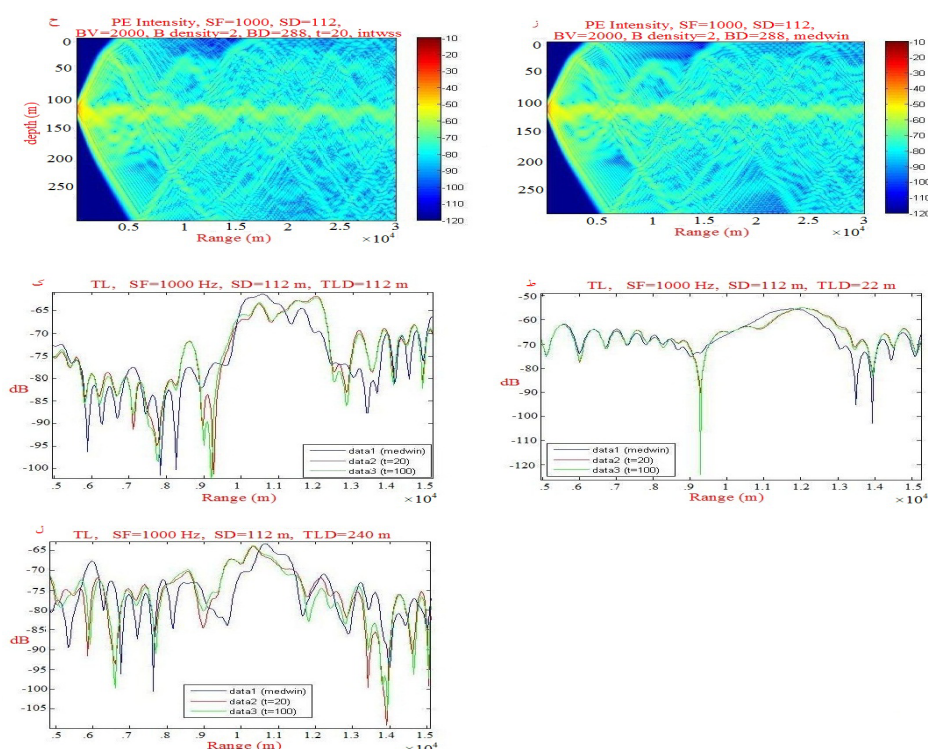
در نمودار ۳، شبیه‌سازی انتشار صوت مدوین (ز)، و انتشار صوت تاثیر یافته از موج داخلی (ح)، ترسیم شده‌اند. که رنگ آبی بیانگر نقاط سایه (نقاطی که صوت در آن انتشار نمی‌یابد)، و هر چه به سمت رنگ قرمز پیش می‌رود بیانگر شدت انتشار صوت در آن ناحیه می‌باشد. همچنین اتلاف انتقال آنها که معرف شدت انتشار صوت در آن نواحی می‌باشد، در عمقی با ماکزیمم فرکانس شناوری و به تبع آن بیشترین تاثیر صوت متأثر از موج داخلی (ط)، عمق کانال صوتی (ک) و عمق مینیمم فرکانس شناوری و به تبع آن کمترین تاثیر صوت متأثر از موج داخلی (ل) ترسیم شده‌اند، و همگی دلالت بر آن می‌کنند که پس از گذشت زمان‌های مزبور شدت صوت تاثیر یافته از موج داخلی در زمان $t=20 \text{ min}$ (رنگ قرمز)، تا زمان $t=100 \text{ min}$ (رنگ سبز)، به سمت شدت صوت مدوین (رنگ آبی) متمایل می‌شوند، که بیانگر پایداری زمانی انتشار صوت پس از زمان‌های اشاره شده می‌باشد.



نمودار ۱: چگالی، دما و فرکانس شناوری نسبت به عمق



نمودار ۲: الف) گرادبان دمای آدیاباتیکی، ب) گرادبان سرعت صوت پتانسیلی، ج) نوسان سرعت صوت، د) جایجایی قائم، ه) پایداری زمانی سرعت صوت مدوین و موج داخلی از سطح تا بستر دریا، و) پایداری زمانی سرعت صوت مدوین و موج داخلی در کانال صوتی.



نمودار^۱: شبیه‌سازی انتشار صوت: ز: مدوین، ح: موج داخلی پس از گذشت $t=20$ min، انلاف انتقال: ط: در عمق با ماکزیمم فرکانس شناوری، ک: در عمق کانال صوتی، ل: در عمق با مینیمم فرکانس شناوری.

۵ نتیجه گیری

با افزایش زمان، به علت میرایی موج داخلی، کاهش مقادیر جابجایی قائم و به تبع آن کاهش مقادیر نوسانات سرعت صوت صورت می‌گیرد. مقدار سرعت صوت در هر نقطه از عمق به سمت مقدار سرعت صوت مدوین که حالتی پایدار است، نزول می‌کند. لذا در شبیه‌سازی انتشار صوت، شدت پرتوهای صوتی تاثیر یافته از موج داخلی، به تدریج به سمت شدت پرتوهای صوتی مدوین گرایش می‌یابند. بیشترین تاثیر موج داخلی بر انتشار صوت، در لایه ترموکلاین به دلیل بیشینه مقدار چگالی و به تبع آن بیشینه مقدار فرکانس شناوری در این ناحیه می‌باشد.

منابع

- [1] Gill, A. E., (1982), Atmospheric- Ocean Dynamics. Academic Press Inc. New York.
- [2] Warren B. A., et al, (1979), Evolution of Physical Oceanography, Internal Waves and Small – Scale Processes. Academic Press, Massachusette.
- [3] Holbrook, W.S. & Ilker, F, (2005), Geophysical research letters. 32: 1-4.
- [4] Bakhoday Paskyabi, M., (2006), *Introduction of sound wave propagation*, Engineering Research Institute, Control Group, Tehran, Iran.
- [5] Bakhoday Paskyabi, M., Rashidi, F., (2005), *in WSEAS Trans*, 4, 204.
- [6] Sutherland, B.R., et al, (2000) Dynamics of Atmospheres and Oceans. Vol. 31: 209-232.
- [7] Tang, D. et al, (2007), Oceanography Society. Vol. 20. No. 4: 156- 167.

¹ - PE: Parabolic equation. SF: Source frequency. SD: Source depth. BV: Bottom velocity. B density: Bottom density. BD: Bottom depth. T: time. Intwss: Internal wave sound speed. TL: Translation loss. TLD: Translation loss depth.

- [8] Kormann, J.A. & Ranz Guerra, C,(2006) Acoustics High tatra 06-33rd International Acoustical Conference- EAA Symposium. Slovakia 4th - 6th.
- [9] Stewart, R. H.,(2007), Introduction to Physical Oceanography. Department of Oceanography, Texas A & M University.
- [10] Haidvoe, B.D., Beckmann A.,(1999), Numerical Ocean Circulation Modeling. Imperial College Press.
- [11] Pedlosky, J.,(2003), Waves in the Ocean and Atmosphere, Introduction to Wave Dynamics.Springer. New York.
- [12] Grimshaw, R.H.J., Khusnutdinova, K.R.,(2004), Deep-Sea Research Part II, 51: 2905-2917.
- [13] Krishna, G.V. & Balasubramanian, P.,(2005), Current Science, Vol, 89. No. 11: 1927-1932.
- [14] Yang, J.,(2007) A Dissertation Presented to the Academic Faculty, Georgia Institute of Technology. Spatial Coherence in a Shallow Wave-guide.
- [15] Jackson, J.F.E. & Elliott, A.J.,(2002), Coastal and Shelf Science. 54:51-64.
- [16] Eklund, H.,(1965), Science. 149: 632-633.

Archive of SID