



دانشگاه آزاد اسلامی

واحد علوم و تحقیقات

رساله دکتری فیزیک دریا (Ph.D.)

موضوع:

تلاطم خرد مقیاس و اختلاط در آبهای نیمه بسته کم عمق دریایی (خلیج فارس)

استاد راهنما:

دکتر عباسعلی علی اکبری بیدختی

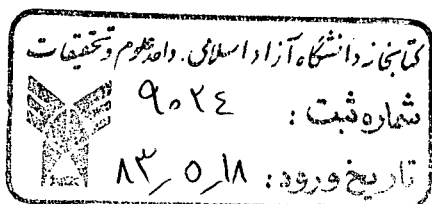
استاد مشاور:

دکتر محمد رضا بنزاده ماهانی



نگارش:

شهمیر اقتصادی



تابستان ۱۳۸۱

فهرست

صفحه	عنوان
۱	چکیده
۳	پیشگفتار
۹	فصل ۱: مقدمه
۱۵	فصل ۲: نظریه امواج داخلی در اقیانوس
۱۵	۲-۱- مقدمه
۱۹	۲-۲- معادلات اساسی
۲۵	۲-۳- باندهای فرکانس f و N برای امواج گرانی داخلی
۲۹	۲-۴- جوابهای ویژه معادله سرعت قائم برای توزیعهای مختلف چگالی
۳۵	۲-۵- نقش امواج داخلی در ایجاد ساختارهای لایه‌ای (مدل وانگ)
۳۵	۲-۶- اثرات گرانی بر روی سرعت افقی
۴۰	فصل ۳: روشهای مطالعه
۴۰	۳-۱-۱- اندازه‌گیری و محاسبات
۷۵	۳-۱-۲- حل عددی معادله ساختار مدی امواج داخلی

۷۷	۲-۳- شبیه‌سازی امواج داخلی در محیط آزمایشگاه
۷۸	۱-۲-۳- آزمایش اول
۸۰	۲-۲-۳- آزمایش دوم
۸۱	۳-۲-۳- آزمایش سوم
۸۲	۴-۲-۳- آزمایش چهارم
۸۴	۵-۲-۳- آزمایش پنجم
۸۴	۶-۲-۳- آزمایش ششم
۸۵	۷-۲-۳- آزمایش هفتم
۸۶	۸-۲-۳- آزمایش هشتم
۸۶	۹-۲-۳- آزمایش نهم - شبیه‌سازی امواج داخلی به کمک باد
۸۷	فصل ۴ : خلاصه و بحث نتایج
۱۰۰	نتیجه‌گیریها
۱۰۲	مراجع
۱۰۷	خلاصه انگلیسی

چکیده

امواج داخلی و مدهای نرمال این امواج نقش مهمی در ایجاد ساختارهای لایه‌ای در مناطق جبهه‌ای اقیانوس‌ها ایفا می‌کنند و بنابراین امروزه بیش از گذشته، این نوع امواج مورد مطالعه و تحقیق قرار گرفته‌اند. در این تحقیق ضمن بررسی تئوری مدهای نرمال امواج داخلی (درونی) به یک مطالعه میدانی در خلیج فارس و یک مطالعه و شبیه‌سازی آزمایشگاهی می‌پردازیم. این دو مورد را با هم مقایسه و تفسیر می‌کنیم. مطالعات میدانی شامل منطقه‌ای در شمال غربی خلیج فارس است که پلوم آب رودخانه به آن می‌ریزد و همچنین چینش قوی چگالی در آن منطقه وجود دارد.

این مطالعه بر اساس تحلیل نیمرخهای تکراری اندازه‌گیری شده که در سیکل کامل جزر و مدی قرار دارد، می‌باشد مشاهدات بوضوح ساختار مدهای نرمال امواج داخلی را نشان می‌دهد و ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر است که با نتایج محاسباتی بر اساس یک مدل تئوری مدهای نرمال تطابق خوبی دارد. در قسمت بعدی این مطالعه مجموعه‌ای از آزمایشها در یک مخزن آزمایشگاهی انجام می‌شود و پلوم آب با شارهای شناوری (متناسب با دبی) مختلف وارد مخزن با چینش چگالی می‌شوند و نمونه‌ای از ساختارهای لایه‌ای با ضخامتهایی را بوجود می‌آورند که با مقیاس عمق پلوم قابل مقایسه است. نمونه

لایه‌های تشکیل شده ($\lambda/H \approx 0.5$ ، λ طول موج و H عمق پلوم) با مدل تئوری ارائه شده همخوانی بسیار خوبی دارد. در عین حال با استفاده از توزیع چگالی میدانی مشاهده شده، معادله‌ی مدهای نرمال امواج داخلی به روش رانگ-کوتا^۱ حل و با نیمرخهای سرعت میدانی مقایسه شده که نتایج نسبتاً خوبی را نشان داده است و از نظر کیفی با مدل آزمایشگاهی تطابق خوبی دارد.

مدل استفاده شده برای مناطق بسته آزمایشگاهی و بسته واقعی مثل دریاچه‌ها است در حالی که خلیج فارس یک میدان نیمه‌بسته است بنابراین بعضی اختلافها غیر قابل انکار می‌باشد. در هر حال مقایسه آن با مدل مذکور نشان دهنده ایجاد ساختار لایه‌ای در اثر امواج داخلی است.

تعداد لایه‌ها در آزمایشگاه و محیط واقعی (خلیج فارس) کمی با هم متفاوت هستند و می‌تواند مربوط به این واقعیت باشد که در محیط واقعی جریان احتمالاً سه بعدی است، ولی در آزمایشگاه عمدتاً دو بعدی است همینطور محیط واقعی محیط نیمه‌بسته است و نیاز به مدلی متفاوت از مدل وانگ و همکاران که مدلی آزمایشگاهی و در شرایط مخزن بسته انجام شده است و دو بعدی نیز می‌باشد، دارد.

لازم به ذکر است که در مناطق دیگر خلیج فارس به ویژه در خروجی آن به دریای عمان ویا در ورودی آن از تنگه هرمز نقش این امواج احتمالاً در ایجاد ساختارهای لایه‌ای خرد مقیاس مهم است. همینطور فرآیند همرفت پخش دوگانه نیز در ایجاد ساختار لایه‌ای در این آبها می‌تواند مؤثر باشد که باید بطور مستقل بررسی شود.

^۱ Runge-Kutta

پیشگفتار

ساختارهای لایه ای در اقیانوس یکی از مشهودترین ویژگیهای آب اقیانوسها بوده که نحوه تشکیل آنها همواره مورد نظر بوده است. اخیراً نقش امواج داخلی (درونی) در ایجاد این ساختارها مطرح شده است (وانگ و همکاران ۲۰۰۰) که البته در گذشته نیز به آن توجه شده است (فدروف^۱ ۱۹۷۹).

در این پیشگفتار ابتدا راجع به نحوه ایجاد تلاطم و ویژگیهای تلاطم در محیط های دریایی مطالبی ارائه می شود که در ایجاد ساختارهای لایه ای اقیانوس مؤثرند، سپس به نقش امواج داخلی در ایجاد تلاطم و ساختارهای لایه ای از این طریق اشاره می شود.

محیط های دریایی عمدتاً دارای چینش چگالی هستند که معمولاً بصورت پیوسته و یا پله ای می باشند. این خصوصیت موجب می شود که اولاً تولید و انتشار امواج داخلی در دریا بصورت گسترده صورت پذیرد و ثانیاً تلاطم ایجاد شده در دریا در جهات قائم و افقی ناهمگن باشد. امواج داخلی و تلاطم که وابسته به توزیع قائم سرعت و چگالی هستند، از لحاظ اینکه کدام یک منشاء دیگری هستند با یکدیگر ارتباط تنگاتنگی دارند.

پخش و استهلاک در اقیانوسها و دریاها (یا بطور کلی در شاره ها) چندین مرتبه نسبت به حالت پخش مولکولی بیشتر است. این ویژگی از چند نظر برای اقیانوسها و همینطور جو حائز اهمیت است. اختلاط تلاطمی در اقیانوسها بسیار شدید و تا 10^6 مرتبه بیشتر از اختلاط مولکولی است و موجب جذب مؤثر گرما توسط اقیانوسها در مناطق حاره و عرضهای پایین و سپس انتقال آن توسط جریانهای بزرگ مقیاس اقیانوسی به عرضهای بالا و مناطق قطبی کره زمین می شود. تلاطم در دریاها عامل اصلی انتقال اکسیژن به لایه های بالایی دریا است و این خود عامل اصلی حفظ محیط زیست زنده دریا می باشد. تلاطم در دریاها، با توجه به قدرت پخش زیاد آن، می تواند به سرعت تمرکز آلودگی در نقطه ای از دریا را کاهش دهد. البته در دریاها نیمه بسته مثل خلیج فارس، تلاطم دارای ویژگیهایی است که عوامل آب و هوایی منطقه تعیین کننده آنها می باشد. تعیین خواص تلاطم برای تخمین و پیش بینی مناطق آلوده از نظر اندازه و عمر بسیار مهم می باشد.

^۱ Fedorov

در محیط های دریایی مثل خلیج فارس که تعیین مناطقی برای پرورش ماهی و آبزیان و نیز فعالیتهای صنعتی بسیار با اهمیت است، شناخت دقیق ساختارهای تلاطمی در آنها بسیار مهم است. از طرفی ساختارهای تلاطمی و امواج داخلی و همینطور ناهمگنی در توزیع چگالی، شوری و دما در دریاها روی ارتباط های دریایی (صوتی و غیره) اثر می گذارد. شناخت این پدیده ها می تواند به روشهای بهینه سازی این نوع ارتباط ها (مانند افزایش نسبت سیگنال به نوفه^۱) را پیشرفت دهد (مانک^۲ ۱۹۸۲).

تحقیقات روی تلاطم در دریا، از حدود یک قرن پیش شروع شد (مونین و ازمیدوف^۳ ۱۹۸۵) که عمدتاً به محاسبه و تخمین ضرایب انتقال تلاطمی اختصاص داشته است. این ضرایب رابطه بین میدانهای دما و شوری و سرعت را با میزان شارهای بترتیب گرما، نمک و اندازه حرکت بیان می کنند.

از کشورهای آمریکا و روسیه می توان بعنوان پیشگامان مطالعه روی ساختار تلاطم و افت و خیزهای میدان متغیرهای فیزیک دریا و شارهای تلاطمی نام برد. این مطالعات از اواسط قرن بیستم آغاز شده اند و در مناطقی انجام گرفته اند که در آن چند ضلعی اندازه گیری، از ابتدا تعیین شده بود. غالب این اندازه گیریها بطور مکرر و برای مدت زمان طولانی انجام می شود. یک نمونه از این مطالعات کار مشترک آمریکا و روسیه، (Polymode) در اقیانوس اطلس می باشد (مونین و ازمیدوف ۱۹۸۵). تحلیل آماری پارامترهای اندازه گیری شده در این اقیانوس، تصور اولیه از اقیانوس را که غالباً با پیچکهای پایا^۴ و ساختار داخلی آرام معرفی می شد، با تصویر واقعی آن که همراه پیچکهای مختلف و غیر پایا با مقیاسهای متفاوت زمانی و مکانی است، عوض کرد. اگر چه مقیاس حرکت تلاطمی در اقیانوسها کاملاً متنوع است، ولی می توان تلاطم را به دو قسم دسته بندی نمود. یکی تلاطم شبه دو بعدی بزرگ مقیاس است و دیگری تلاطم سه بعدی خرد مقیاس است که بیشتر مورد نظر ما است. تلاطم دو بعدی دارای ضرایب پخش افقی بزرگ می باشد (مثلاً اندازه k_x و k_y در دریاها بسته نظیر خزر $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ و در دریاها آزاد، $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ می باشد (مونین و ازمیدوف ۱۹۸۵). تلاطم سه بعدی بیشتر نقش انتقال در جهت قائم را مورد توجه قرار می دهد و ضریب پخش قائم خیلی کوچکتر از ضریب پخش افقی است ($k_z \approx 10^2 \text{ cm}^2/\text{s}$). البته پیچکهای بزرگ مقیاس نیز می توانند محدوده هایی با تلاطم سه بعدی و توزیع قائم با ساختاری مشابه

¹ signal to noise ratio

² Munk

³ Monin & Ozmidov

⁴ steady eddies

را ایجاد کرده و دامنه افقی مناطقی با تلاطم کوچک مقیاس مشابه را محدود نمایند. بنابراین ساختارهای بزرگ مقیاس می توانند مناطقی را با تلاطم سه بعدی متفاوت را از هم جدا کرده و اهمیت تعیین چند ضلعی برای اندازه گیری معنی دار را نشان می دهد.

با توجه به ناهمگنیهای قائم شدید مشخصه های هیدرودینامیکی نظیر مشخصه های تلاطم و شدت پایداری محیط (حالت لایه ای و خرد ساختاری اقیانوس) و نیمه همگنیهای افقی آنها، تلاطم نیز دارای خواص و ساختارهای مختلفی است. لایه های تلاطمی در آبهای دریا از چند ده سانتیمتر تا چند متر یافت می شوند که در آنها تلاطم توسعه کامل نیافته اند^۱ (نمونه عدد رینولد (Re) این حرکات 10^2 تا 10^4 می باشد). مشخصات آماری چنین تلاطمی وابسته به وضعیت دینامیکی هوا - دریا در منطقه است. تغییرات هواشناسی در منطقه به طور سالانه (مثلاً در زمستان و تابستان) موجب ایجاد ساختارهای تلاطمی متفاوتی خواهد شد.

ناهمگنیهای افقی اغلب به دلیل گرم و سرد شدن سطح آب (در اثر فرارفت هوای گرم یا سرد به روی آب) و ایجاد همرفت (شار گرمای منفی یا مثبت سطحی) تلاطمی منطقه ای می باشد. این ناهمگنی همچنین توسط پیچکهای بزرگ مقیاس نیز که در منطقه تلاطمی با ساختار قائم خاص محدودیت ایجاد می کنند، بوجود می آید. در دریاها کم عمق مثل خلیج فارس، جزر و مد، تبخیر شدید و ایجاد همرفت می تواند موجب ایجاد تلاطم و درون آمیختگی های متفاوتی شود. این آبها می تواند به داخل لایه ها نفوذ کرده و سیستم لایه ای ایجاد کند (بریتزر و سیمسون ۱۹۸۱). البته اختلاط شدید در نقاط مختلف مثلاً اغتشاش شدید جوی می تواند باعث در هم ریختن گرانشی^۲ ستون شاره و نفوذ آن به آبهای قسمتهای دیگر شود (وو^۳ ۱۹۶۹ و یامازاکی^۴ ۱۹۹۵).

تلاطم خرد مقیاس عامل اصلی استهلاک انرژی جنبش در دریا است. اندازه گیری تلاطم خرد مقیاس در اواخر دهه ۱۹۵۰ میلادی با بکارگیری حساسه^۵ ها شروع شده و امروزه از ابزارهای مختلف و دقیق تری استفاده می شود.

¹ fully developed

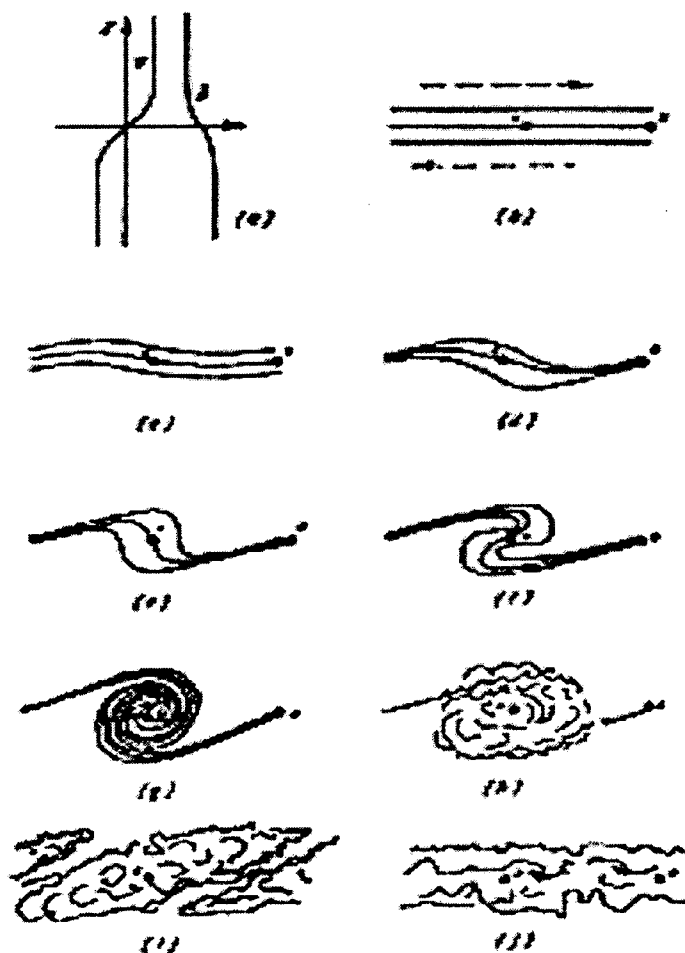
² gravitational collapse

³ Wu

⁴ Yamazaki

⁵ sensor

تا کنون بر اساس داده های اندازه گیری شده تلاطم خرد مقیاس، معلوم شده است که بسته به شرایط محیطی (چشمه انرژی)، غالباً ساختار تلاطم جهانی نیست و با توجه به Re کوچک و Ri بزرگ، تلاطم کوچک مقیاس بطور گاه و بی گاه^۱ رخ داده و در یک نیمرخ قائم اغلب به مناطق با و بدون تلاطم برخورد می شود.



شکل ۱- چگونگی رشد یک موج داخلی و شکست آن و ایجاد تلاطم

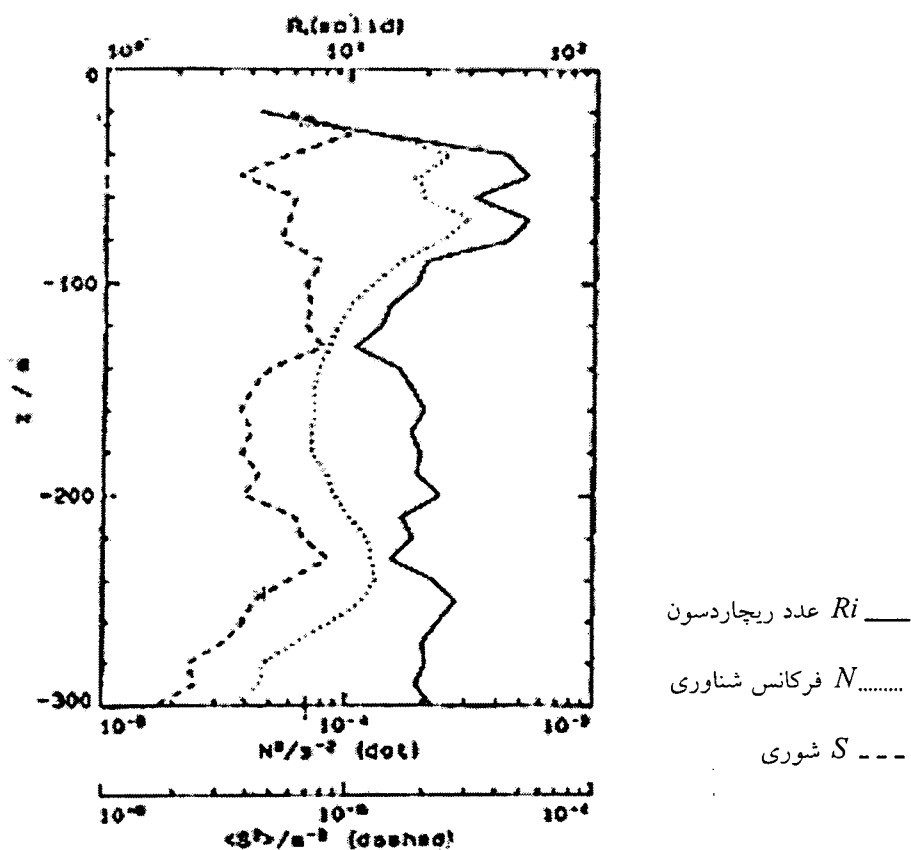
چینش شدید چگالی در محیطهای دریایی ($Ri \gg 1$) باعث می شود که امواج داخلی و تلاطم اغلب همراه هم رخ دهند، و همانطور که در بالا ذکر شد موجب در هم ریزی مناطق تلاطمی و ایجاد ساختارهای عدسی مانند شوند. بعد از کاهش تلاطم، مناطقی با چینش چگالی پله ای ایجاد می شوند. شکل ۱ ترتیب وقوع این پدیده را که بصورت: ایجاد امواج داخلی که منجر به شکست امواج و ایجاد مناطق تلاطمی که

^۱ spradic



منجر به خرد ساختارهای لایه ای یا فسیلی (گیسون^۱ ۱۹۸۶) همراه با موج که منجر به امواج داخلی، می باشد، نشان می دهد. تکرار این پدیده باعث ایجاد خرد ساختارهای ظریفتری می گردد (مونین و از میدوف ۱۹۸۵).

البته پدیده پخش دوگانه نیز می تواند خرد ساختارهای لایه ای ایجاد کند (ترنر ۱۹۷۶). در دریاها عمیق اگر پله هایی که در بالا ذکر شد، هموار شوند (حداقل با چشم) یک نیمرخ هموار شده چگالی ایجاد می گردد که نشان می دهد غیر از یک لایه نازک آمیخته، ساختار بزرگ مقیاس اقیانوس دارای چینش چگالی متوسط نسبتاً زیادی می باشد، یا به عبارتی عدد ریچاردسون کپه ای^۲ برابر با 10^2 می شود که خیلی بزرگتر از مقدار بحرانی آن یعنی ($Ri=1/4$) است (ترنر ۱۹۷۶).



شکل ۲- توزیع قائم Ri و N و S برای دریای شمال

¹ Gibson
² bulk Ri

سؤالی که اغلب پیش می آید، این است که چرا با این پایداری شدید تلاطم رخ می دهد؟ در پاسخ باید گفت که مقدار Ri محلی ممکن است از $1/4$ کمتر شده و تلاطم ایجاد شود. مکانهایی که Ri از مقدار بحرانی آن کمتر شده در بعضی از خرد ساختارهای لایه ای دیده می شوند، که نشان دهنده تلاطمی بودن آنها است. این در حالی است که در لایه های دیگر با $(Ri > 1/4)$ تلاطم سرکوب می شود. در این لایه ها احتمالاً امواج داخلی وجود داشته اند که در نواحی قله و دره این امواج ممکن است برش¹ زیاد $(Ri < 1/4)$ بوده و باشد که در نتیجه تلاطم ایجاد می شود. به این ترتیب تلاطم می تواند در لایه های خاصی وجود داشته باشد که بعد از استهلاک، خرد ساختار دما یا شوری را از خود بر جای می گذارد که به آن تلاطم فسیلی نیز می گویند. یک نمونه دیگر توزیع Ri که همراه با توزیع فرکانس شناوری (N) و برش (S) است و مربوط به دریای شمال می باشد در شکل ۲ دیده می شود (داسورو و موری هد² ۱۹۹۱). در این دریای یخ زده انرژی جنبشی تلاطم با توجه به Ri بزرگ نسبت به دریاها و دیگر خیلی کمتر است.

در مقدمه و فصلهای بعدی این تحقیق در مورد امواج داخلی و نحوه تولید و گسترش آنها از جهات مختلف بحث خواهد شد که در آن با نگاهی با ساختار مدهای نرمال و احتمال ایجاد ساختار لایه ای توسط این مدها، دیدگاه جدیدی در مورد ساختار قائم امواج داخلی مطرح خواهد شد که در آن با نگاهی به ساختار مدی و احتمال ایجاد ساختار لایه ای توسط این مدها، دیدگاه جدیدی در مورد ساختار قائم امواج داخلی مطرح خواهد شد.

¹ shear

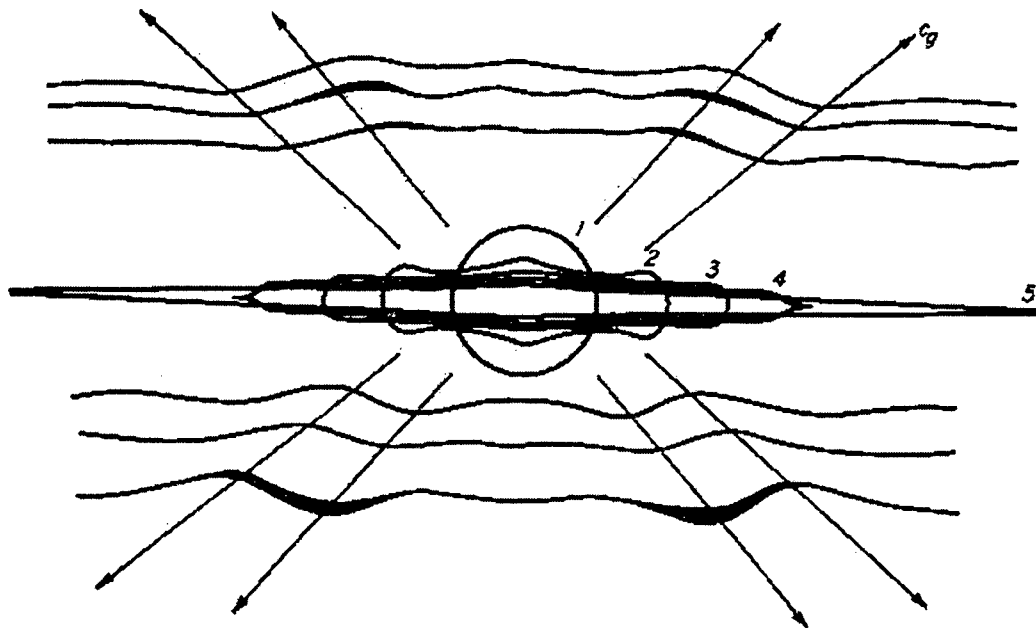
² D'asaro and Morehead

فصل ۱

مقدمه

در این تحقیق تمرکز اصلی مطالعاتی و آزمایشگاهی بر روی امواج داخلی و شبیه سازی فیزیکی آنها قرار دارد. به منظور نشان دادن انتشار امواج داخلی در محیط هایی با چینش چگالی، ابتدا در هم ریختن یک منطقه در داخل شاره به عنوان عامل ایجاد امواج ارائه می شود (رابرت^۱ ۱۹۷۵).

در شکل ۱-۱ نحوه ایجاد و گسترش امواج داخلی و انتشار انرژی بوسیله درهم ریختن یک منطقه در شاره با چینش چگالی که در سطوح همچگالی نشان داده شده است، ارائه می گردد. باید توجه داشت که سرعت گروه (C_g) امواج داخلی جهت انتشار انرژی را نشان می دهد و سرعت فاز (C_p) عمود بر سرعت گروه (C_g) است. همچنین در این شکل نشان داده می شود که انتشار انرژی در چهار جهت از منطقه انتشار می یابد.



شکل ۱-۱ نحوه ایجاد امواج داخلی در اثر در هم ریختن یک منطقه در محیط شاره با چینش چگالی و انتشار انرژی توسط این امواج

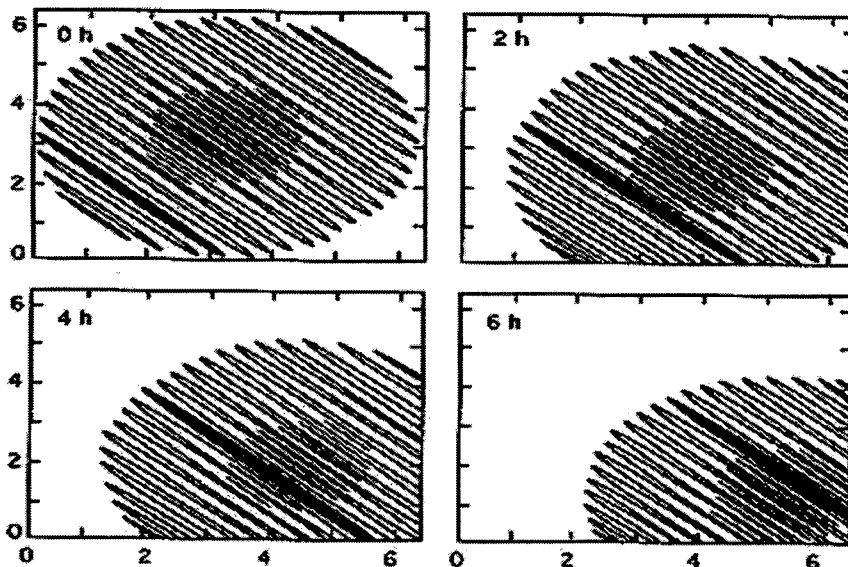
با توجه به این شکل ملاحظه می شود که هر گاه جریان نفوذی در شاره با چینش چگالی وارد شود امواج داخلی ایجاد شده و انرژی جریان نفوذی را در جهت های قائم منتشر می کند. این فرآیند در دریاها

^۱ Robert

نقش مؤثری در ایجاد امواج داخلی دارد (رابرت ۱۹۷۵، گیل ۱۹۸۲، فدروف ۱۹۷۹، ترنر ۱۹۷۶) البته وزش باد در سطح دریاها نیز می تواند جریان های سطحی ایجاد کند که خود موجب ایجاد امواج داخلی با انتشار انرژی (C_g) به داخل دریا شود (بوهرر^۱ ۲۰۰۰). در حقیقت این یکی از فرآیندهای مهمی است که انرژی به شکل امواج داخلی به درون دریاهاى آزاد انتشار یافته و در اثر شکست (تلاشی) امواج داخلی، تلاطم و اختلاط قائم ایجاد می کند (شکل ۱ پیشگفتار).

عوامل تولید امواج داخلی متفاوت بوده و مثلاً یکی از آنها می تواند ورود پلوم رودخانه به دریای دارای چینه بندی چگالی باشد. عامل دیگر تنش باد است که در پیدایش امواج داخلی مؤثر می باشد. در امواج داخلی سرعت فاز و سرعت گروه تقریباً بر هم عمود هستند. در انتشار امواج داخلی لازم است به نحوه انتشار انرژی در آنها اشاره شود.

در شکل ۱-۲ نمادی از امواج داخلی در اقیانوس در چهار زمان متوالی نشان داده شده است. در این شکل سرعتهای فاز و گروه در زمانهای بترتیب ۰ h و ۲ h و ۴ h و ۶ h مشخص شده، که نشان می دهد سرعت فاز (C_p) به سمت شمال غربی و سرعت گروه (C_g) به سمت جنوب غربی متمایل است. علت این پدیده اختلاف اندک چگالی بین دو لایه مجاور در محیطی است که امواج داخلی در حفاصل آنها تولید می شوند.



شکل ۱-۲ نمایش سرعت فاز و سرعت گروه در چهار زمان متوالی که سرعت فاز به طرف شمال غربی و سرعت گروه به طرف جنوب غربی متمایل دارند و تقریباً بر هم عمود هستند (گیل ۱۹۸۲).

^۱Boehrer

جریانهای داخلی مثل جریان خروجی ناشی از پلوم ها در شاره های با چینش چگالی (مثل اقیانوس)، می توانند امواج داخلی ایجاد کنند. همانطور که قبلاً اشاره شد، اخیراً خروجی پلوم ها در محیط های آزمایشگاهی موجب ایجاد امواج داخلی گردیده که توسط وانگ و همکاران مشاهده شده است. در این بخش به سابقه تحقیقاتی حرکت پلوم در محیط های بسته آزمایشگاهی با اشاره به اهمیت کاربرد آنها پرداخته می شود.

بیشتر مطالعات گذشته در زمینه پلوم های شناوری تلاطمی و بر نوع شارش پلوم متمرکز بوده است و توجه نسبتاً کمی به حرکت های شاره اطراف پلوم معطوف شده است. مورتن، تیلور و ترنر^۱ (۱۹۵۶) اولین بار یک مدل برای پلوم های مبتنی بر فرضیه درون آمیختگی^۲ تیلور و کمیت یابی شعاع، سرعت و چگالی پلوم بعنوان تابعی از فاصله قائم از منبع، فرموله کردند. آنها همچنین اثر محیط چینه بندی را بر ارتفاعی که یک پلوم در حال بالا آمدن به آن می رسد، تعیین نمودند. بینز و ترنر^۳ (۱۹۶۹) در تحقیقی دیگر تأکید کردند که در تعریف فوق بطور ضمنی فرض می شود که محیط نامحدود است بطوریکه توزیع چگالی از قبل قابل تعیین شدن است و در خلال یک دوره مشخص تغییر نمی کند. بهر حال وقتی یک پلوم وارد یک حجم محدود می شود مثلاً وارد یک مخزن آزمایشگاه و یا یک حوضچه محدود اقیانوسی، موجب تغییر محیطش می شود و خصوصیات آن وابسته به زمان می شود. بینز و ترنر (۱۹۶۹) راه حل هایی برای شارش حالت پایا با زمان طولانی ارائه نمودند که در آن شارش خروجی پایین رونده از یک پلوم، (جریان خروجی پلوم) حرکت نسبتاً آرامی به طرف بالا در محیط ایجاد می کند و یک چینه بندی پایدار را در محیط برقرار می نماید. بر طبق فرضیه درون آمیختگی، فرض بر این است که درون آمیختگی پلوم آب، در تمام عمق هایی که بالای شارش خروجی قراردارند، آب را با یک آهنگ معین بطرف پلوم هدایت می کند. لایه ایجاد شده از شارش خروجی (منبع) پلوم در کف (یا در سطح در حالت پلوم با چگالی کمتر نسبت به محیط) یک چهارم عمق آب را اشغال می کند که این مطلب بوسیله مانینس^۴ (۱۹۷۹) بیان شده است. تکامل چینش توسط جرملز^۵ (۱۹۷۵) و ورستر و هاپرت^۶ (۱۹۸۲) مورد مطالعه واقع شده است. مدل "مخزن در حال

¹ Morton, Taylor & Turner

² entrainment

³ Baines & Turner

⁴ Manins

⁵ Germeles

⁶ Worster & Happert

پرشدن" با تغییرات عمده در بسیاری از مطالعات از جمله پرکردن مخزنهای گاز مایع طبیعی (جرملز ۱۹۷۵)، شارش تلاطمی با مرز شیب دار بطرف پایین در اقیانوس (کیل ورث^۱ ۱۹۷۷)، اثرات شارهای پلوم تابع زمان در تولید آبهای کف اقیانوس (ترنر و کیل ورث ۱۹۸۲)، توسعه چینش در محفظه های ماگما^۲ (ترنر ۱۹۸۰) و تهویه ساختمانها (کوپر و لیندن^۳ ۱۹۹۶) بکار برده شده است.

فرآیند "مخزن در حال پرشدن" عموماً در مخزن هایی که طول و عرض آنها قابل مقایسه با عمق آب است مورد مطالعه قرار گرفته اند و در تجزیه و تحلیل، فرض بر این است که حرکت های خارج پلوم ناچیز باشد. شواهدی وجود دارد که لایه هایی که توسط مدهای نرمال موج داخلی گرانی تولید می شوند بوسیله شارش خروجی پلوم تحریک می شوند که شبیه به مدهای ستونی تولید شده توسط نفوذ به داخل گرادیان های چگالی است (مانینس ۱۹۷۶) و نیز شبیه به حرکت افقی آرام در گرادیان چگالی (برترتن^۴ ۱۹۷۶) است.

در ادامه این تحقیقات وانگ و همکاران (۲۰۰۰) به کمک پلوم آب شور که وارد "مخزن در حال پرشدن" می شود، مدهای نرمال امواج داخلی را مشاهده و بررسی نمودند.

وانگ و همکاران (۲۰۰۰) در محیط آزمایشگاه با استفاده از یک پلوم آب شور و مخزن در حال پرشدن^۵ مشاهده کردند که امواج داخلی در این محیط ها به آسانی می تواند ایجاد شود در شکل ۱-۳ نمونه ای از کارهای وانگ و همکاران دیده می شود. محور افقی سرعت بدون بعد شده توسط سرعت جریان خروجی پلوم ایجاد کننده این امواج در کف مخزن (u/U)، و محور قائم عمق بدون بعد شده توسط عمق نفوذ پلوم (Z/H) ظرف اندازه گیری را نشان می دهد.

در این ساختار قائم، لایه های مربوط به مدهای نرمال این امواج که حدود پنج لایه است ملاحظه می شود. از طرفی دامنه تغییرات سرعت افقی این لایه ها با فاصله از کف به شدت کاهش می یابد، این کاهش در اثر استهلاك این مدها توسط گرانیروی است. وانگ و همکاران (۲۰۰۰) اثر گرانیروی را نیز در مدلی برای ساختار لایه ای ارائه کردند که در فصل بعدی به آن اشاره خواهد شد.

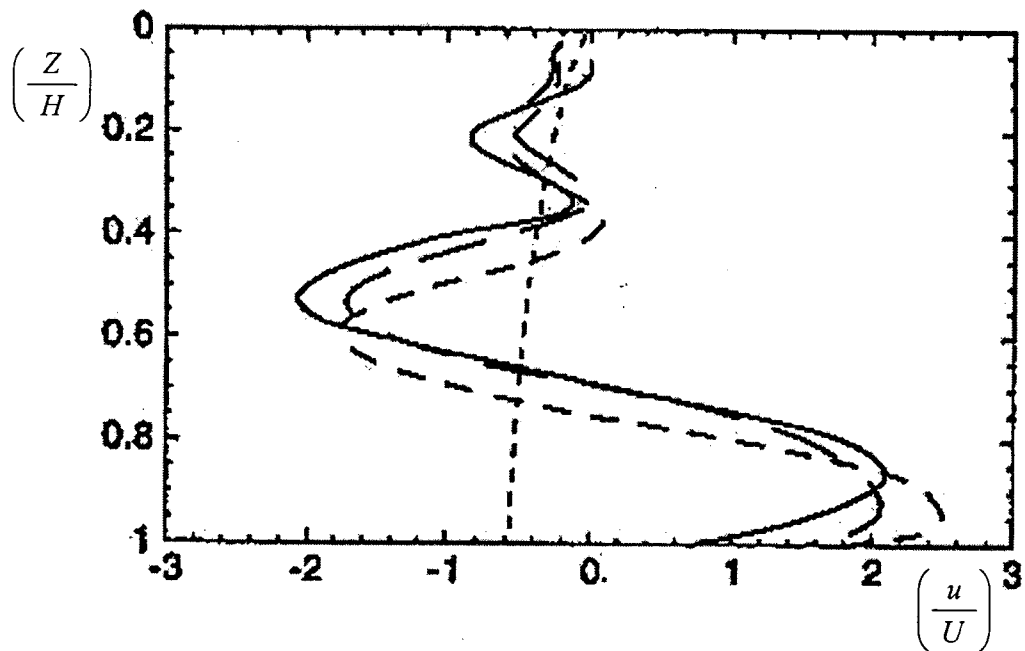
¹ Killworth

² magma

³ Cooper & Linden

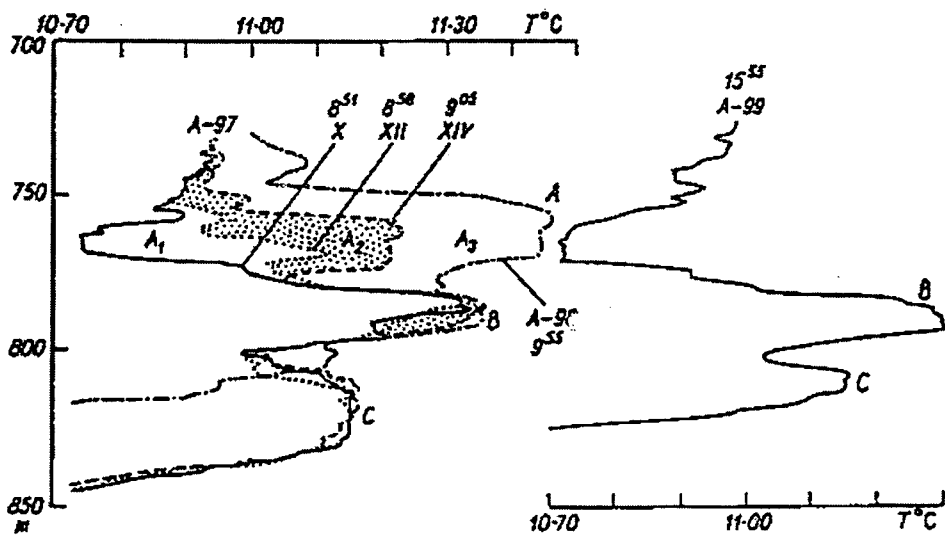
⁴ Bretherton

⁵ filling box



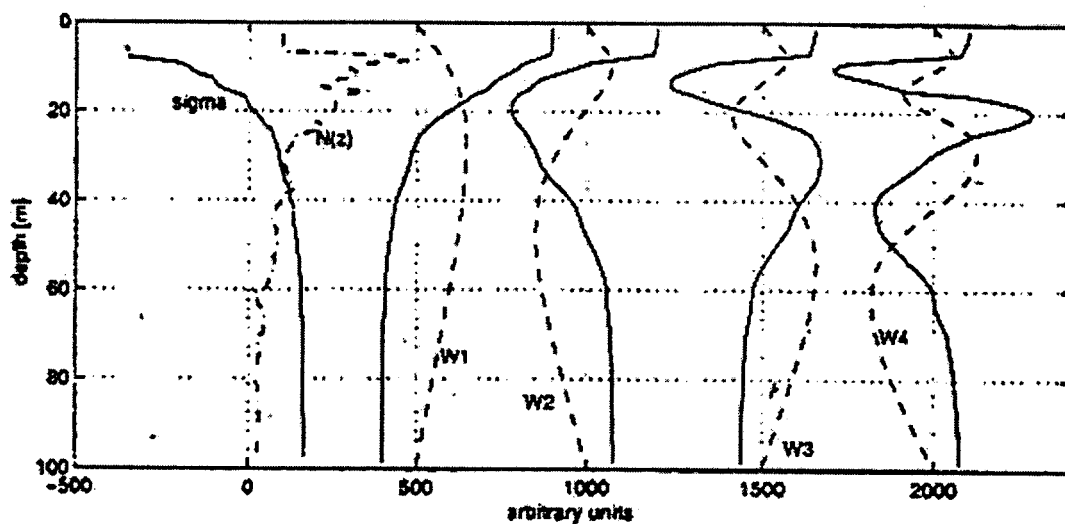
شکل ۳-۱ نمونه ای از کارهای وانگ و همکاران که سرعت افقی بدون بعد مدهای نرمال را برحسب عمق نرمال شده نشان می دهد (سه آزمایش در این شکل نشان داده شده است).

لازم به ذکر است که ایجاد اغتشاش در یک قسمت از شاره با چینش چگالی (مثلاً جریان خروجی پلوم در کف ظرف آزمایش، وانگ و همکاران ۲۰۰۰) می تواند این امواج را بوجود آورد. فدروف (۱۹۷۹) در دریای عرب لایه بندی حاصل از تغییرات دما در اعماق مختلف را نشان داده است.



شکل ۴-۱ نیمرخ قائم دما در محیط لایه بندی شده دریای عرب

بوهرر^۱ (۲۰۰۰) در چند دریاچه امواج داخلی را که تحت تأثیر تنش باد بوجود آمده اند، شبیه سازی عددی نموده است.



شکل ۱-۵ مدل عددی بوهرر که نیمرخ w سرعت قائم (خط چین) و u سرعت افقی (خط پر) برای پنج مد، N فرکانس برانت و ایسلا و چگالی (σT) را نشان می دهد.

در این تحقیق ابتدا به کمک داده های میدانی در شمال غربی خلیج فارس امواج داخلی مشاهده و بررسی می شود. سپس یک مدل عددی برای حل معادله امواج داخلی ارائه خواهد شد. در ادامه شبیه سازی امواج داخلی با الهام از مدل وانگ (ورود پلوم آب شور به محیط "مخزن در حال پرشدن") و چند آزمایش جدید که برای اولین بار در این تحقیق انجام شده است (ورود پلوم آب شیرین به محیط "مخزن در حال پرشدن") و در حقیقت شبیه به ورود رودخانه به دریای با چینش قائم شوری می باشد، ارائه خواهد شد. سپس نتایج میدانی و آزمایشگاهی با هم مقایسه خواهد گردید و راجع به اعمال کردن نتایج آزمایشگاهی در رابطه با مشاهدات میدانی بحث خواهد شد.

در بخش بعدی راجع به نقش امواج داخلی در ایجاد ساختارهای لایه ای مطالبی ارائه می شود که در حقیقت یکی از موضوع های اصلی این کار تحقیقاتی است.

^۱ Boehrer

فصل ۲

نظریهٔ امواج داخلی در اقیانوس

۲-۱- مقدمه

امواج داخلی (درونی) می‌توانند برحسب توزیع قائم چگالی شماره‌ای (سیالی) که در آن انتشار می‌یابند به شرح زیر طبقه‌بندی شوند (رابرت^۱ ۱۹۷۵).

- امواج مرزی: نوعی از امواج است که در حد فاصل دو شماره با اختلاف چگالی بوجود می‌آیند.

- امواج تخت: هنگامی بوجود می‌آیند که چگالی شماره بطور خطی با عمق افزایش می‌یابد.

- امواج مختلط: شامل امواج داخلی درون یک شماره که گرادیان قائم چگالی آن بطور مداوم با عمق

تغییر می‌کنند، می‌باشند و لزوماً خطی نیستند.

امواج داخلی دارای خواص فیزیکی مختلف هستند. بعنوان مثال، سرعت گروه و فاز امواج مرزی در یک جهت واقع است (مانند سرعت گروه و فاز امواج سطحی)، درحالی‌که برای امواج داخلی بین لایه‌های شماره، سرعت گروه و فاز تقریباً برهم عمود هستند. البته امواج داخلی در اقیانوس معمولاً از نوع امواج مختلط هستند. اغلب محققین از نظر ریاضی آنها را بر حسب مشخصه‌های خاصی که دارند بعنوان امواج تخت و یا مرزی مورد بررسی قرار می‌دهند. [از نظر ریاضی، یک نیمرخ چگالی پیوسته را می‌توان بصورت n لایهٔ جدا از هم که در n یک عدد بزرگ است در نظر گرفت. به همین صورت یک سیستم لایه‌ای را می‌توان بعنوان حد یک چگالی پیوسته در نظر گرفت. معمولاً یک وجه تمایز بین توزیع‌های پیوسته و غیرپیوسته وجود دارد.]

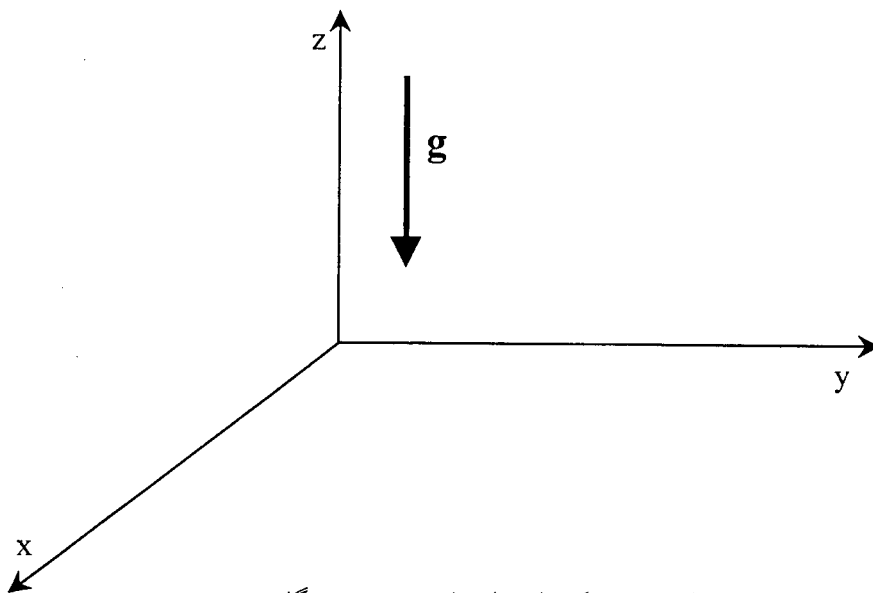
در صورتیکه سازوکار تولید امواج داخلی به خوبی تعریف نشده باشد و آهنگ اتلاف انرژی آنها مشخص نباشد، می‌توان یک موج داخلی با یک دامنهٔ کوچک که بطور خطی انتشار می‌یابد، بر روی کف افقی بخوبی تصویر نمود، دراینصورت تئوری بطور قابل ملاحظه‌ای با مشاهدات هماهنگی دارد. بررسی تئوری امواج داخلی با یک مثال آغاز می‌شود. اگر یک ذره آب رنگی را داخل یک شماره قرار دهیم و کمی آن را جابجا کنیم ذره حول مکان تعادل خود نوسان خواهد کرد، درست مانند فنری که یک حرکت

^۱ Robert

هارمونیک (هماهنگ) ساده را انجام می‌دهد. اگر شاره افزایش سریع چگالی در یک منطقه داشته باشد (همانطور که در ترموکلاين اقیانوس وجود دارد) و همچنین در این منطقه اغتشاشی ایجاد شود، امواج داخلی بوجود می‌آیند. آبی که در دو طرف ترموکلاين وجود دارد، حرکت می‌کند اما این حرکت بمراتب آرامتر از حرکت آبی است که در منطقه آن افزایش شدیدی در چگالی دیده می‌شود. در عین حال سطح آب اصلاً حرکتی ندارد.

به بیان دقیق‌تر، یک شاره تراکم‌پذیر با لایه‌بندی قائم در حالت سکون در یک میدان گرانی در نظر گرفته می‌شود (در بیان ژئوفیزیکی شکل نیم‌رخ چگالی یک شاره لایه‌بندی شده، نشان می‌دهد که چگالی ثابت نیست).

در اینجا سیستم محورهای مختصات دکارتی ساکن (x, y, z) مورد استفاده قرار می‌گیرد که z محور قائم با جهت رو به بالا و g میدان گرانی با جهت رو به پایین هستند (شکل ۱-۲).



شکل (۱-۲) نمای هندسی دستگاه

فرض کنید ξ مؤلفه قائم جابجایی بسته شاره از نقطه تعادلش و $\bar{\rho}(z)$ چگالی تعادلی بسته شاره باشند. در نظر بگیرید یک ذره واحد از شاره که مستقل از ذرات همسایه‌اش می‌باشد از مکان تعادل خود جابجا شود، حرکت آن از معادله زیر پیروی می‌نماید:

$$\bar{\rho} \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -g \Delta \bar{\rho} \quad (1-2)$$

بطوریکه $\Delta \bar{\rho}$ از دو جمله تشکیل شده است.

$$\Delta \bar{\rho} = \Delta \bar{\rho}_1 + \Delta \bar{\rho}_2 \quad (2-2)$$

اولین جمله، تراکم پذیری را در نظر نمی‌گیرد و بوسیله رابطه زیر داده شده است:

$$\Delta \bar{\rho}_1 = -\xi \frac{d\bar{\rho}}{dz} \quad (3-2)$$

جمله بعدی $\Delta \bar{\rho}$ تغییر چگالی ناشی از تراکم پذیری است که در این حالت بوسیله تغییرات در ارتفاع هیدروستاتیک و یا فشار p تولید می‌شود.

$$\Delta p = \xi \frac{dp}{dz} \quad (4-2)$$

اما می‌دانیم که برای بسط آدیاباتیک بعنوان مثال

$$\Delta \bar{\rho}_2 = \frac{1}{V_s^2} \Delta p \quad (5-2)$$

بطوریکه V_s سرعت صوت در شاره است.

چون معادله اصلی هیدرواستاتیک بصورت زیر است:

$$\frac{dp}{dz} = -\bar{\rho} g \quad (6-2)$$

بنابراین داریم:

$$\Delta \bar{\rho}_2 = \frac{1}{V_s^2} \xi (-\bar{\rho} g) \quad (7-2)$$

و معادله (۲-۲) و (۱-۲) می‌دهد:

$$\bar{\rho} \frac{d^2 \xi}{dt^2} = g \left(\xi \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{g}{V_s^2} \bar{\rho} \xi \right)$$

یا

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} - g \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{g}{V_s^2} \right) \xi = 0 \quad (8-2)$$

هنگامیکه جملات داخل پراتز منفی می شود، ذره شاره حرکت هارمونیک ساده را انجام می دهد بطوریکه مربع فرکانس زاویه ای آن بوسیله رابطه زیر بیان می شود:

$$N^2 = -g \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{g}{V_s^2} \right) \quad (9-2)$$

از روشی که ما برای این سیستم مختصات انتخاب کرده ایم نتیجه می گیریم که $(d\bar{\rho}/dz < 0)$ ، بنابراین برای تغییرات چگالی که به اندازه کافی مشخص باشد:

$$\left| \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right| > \frac{g}{V_s^2}$$

وضعیت پایدار است و محیط بوسیله یک فرکانس تشدید^۱ نوسان $N(z)$ برای هر مقدار z مشخص شده است. N بوسیله معادله (۹-۲) تعریف شده است و اسامی گوناگونی دارد. از جمله می توان به فرکانس وایسلا، برانت، برانت- وایسلا^۲، ذاتی^۳، شناوری، پایداری، ویا فرکانس حدی اشاره نمود. دیفانت^۴ (۱۹۶۱)، از کمیت $E \equiv N^2/g$ استفاده کرد و آن را پایداری نامید. کراوس^۵ (۱۹۶۶) از عبارت

$$\Gamma = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz}$$

استفاده نمود (محور z آن بطرف پایین اشاره دارد). مایلز^۶ (۱۹۶۱) و بقیه از عبارت

$$\beta(z) = \frac{1}{\bar{\rho}(z)} \frac{d\bar{\rho}}{dz}$$

استفاده کرده اند. در این تحقیق ما از واژگان اقیانوس شناسی با استاندارد بالا استفاده می کنیم و N را بکار می بریم و آن را فرکانس برانت - وایسلا یا شناوری می نامیم.

^۱ resonant

^۲ Brunt-Vaisala

^۳ intrinsic

^۴ Defant

^۵ Kruauss

^۶ Miles

۲-۲- معادلات اساسی

مهمترین هدف این بخش توسعه جزئیات یک معادله عمومی برای سرعت قائم w^* در حرکت امواج داخلی است (ستاره به مقادیری اشاره دارد که به جملات متوسط و پیرشیدگی^۱ شکسته می‌شوند - معادله (۲-۱۵) را ببینید). در اینجا آنها به مزدوج مختلط^۲ اشاره نمی‌کنند.

ما یک سیستم مختصات دکارتی (x, y, z) (جهت مثبت z به طرف بالا) با بردارهای یکه $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ را فرض می‌کنیم و مؤلفه‌های (x, y, z) سرعت لحظه‌ای بترتیب (u^*, v^*, w^*) هستند بطوریکه بردار سرعت \mathbf{u}^* ممکن است بصورت زیر نوشته شود.

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{i}u^* + \mathbf{j}v^* + \mathbf{k}w^*$$

بطوریکه مقادیر اسکالر (u^*, v^*, w^*) توابع (x, y, z, t) هستند. چگالی و فشار بترتیب بوسیله رابطه‌های زیر داده شده‌اند.

$$\rho^* = \rho^*(x, y, z, t)$$

$$P^* = P^*(x, y, z, t)$$

ما با دو معادله مهم شروع می‌کنیم که اولی معادله پیوستگی است.

$$\frac{D\rho^*}{Dt} + \rho^*(\nabla \cdot \mathbf{u}^*) = 0 \quad (2-10)$$

بطوریکه

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u^* \frac{\partial}{\partial x} + v^* \frac{\partial}{\partial y} + w^* \frac{\partial}{\partial z}$$

معادله دوم معادله نویز - استوکس با نیروی کوریولیس است.

$$\rho^* \frac{D\mathbf{u}^*}{Dt} + 2\rho^*(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}^*) + \nabla P^* + \mathbf{k}g\rho^* = \quad (2-11)$$

$$\mu \nabla^2 \mathbf{u}^* + \frac{\mu}{3} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}^*) + \mathbf{F}$$

در اینجا

^۱ perturbation

^۲ complex conjugates

$$\Omega = i\Omega_x + j\Omega_y + k\Omega_z \quad (12-2)$$

سرعت زاویه‌ای زمین و μ ضریب گرانیروی هستند که ثابت فرض می‌شوند.
برای شاره قابل تراکم، که پخش (انتشار)^۱ مورد اغماض قرار گرفته است.

$$\frac{D\rho^*}{Dt} = 0 \quad (13-2)$$

نتیجه این فرض موجب می‌شود که تراکم یا امواج صوتی از ملاحظات ما خارج شود این نکته کاملاً قابل قبول است زیرا امواج صوتی نقش کمی در دینامیک کلی^۲ اقیانوس دارند (فیلیپس ۱۹۶۶ ص ۱۵) همچنین واضح است که ρ^* هرگز صفر نیست و معادله (۲-۱۰) بصورت زیر می‌شود.

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^* = 0 \quad (14-2)$$

اگر دانستیه ρ^* حاصل جمع مقدار میانگین دانستیه یعنی $\bar{\rho}(z)$ و نوسانات $\rho(x, y, z, t)$ ناشی از حرکت شاره باشد داریم:

$$\rho^* = \bar{\rho}(z) + \rho(x, y, z, t) \quad (15-2)$$

بطور مشابه فرض کنید.

$$P^* = \bar{P}(z) + P(x, y, z, t) \quad (16-2)$$

$$u^* = U(x, y, z) + u(x, y, z, t) \quad (الف) \quad (17-2)$$

$$v^* = V(x, y, z) + v(x, y, z, t) \quad (ب) \quad (17-2)$$

$$w^* = W(x, y, z) + w(x, y, z, t) \quad (پ) \quad (17-2)$$

بنابر این

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^* &= iu^* + jv^* + kw^* \\ &= i(U + u) + j(V + v) + k(W + w) \\ &= \mathbf{U} + \mathbf{u} \end{aligned}$$

¹ Diffusion

² Overall

اینجا \mathbf{U} شارش مستقل از زمان را توصیف می‌کند، درحالی‌که \mathbf{u} نوسانات شارش وابسته به زمان را وصف می‌کند. معادلات (۱۱-۲) و (۱۴-۲) و (۱۵-۲) و (۱۶-۲) می‌توانند ترکیب شوند تا رابطه زیر بدست آید:

$$(\bar{\rho} + \rho) \frac{D\mathbf{u}^*}{Dt} + 2(\bar{\rho} + \rho) \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}^* + \nabla(\bar{P} + P) + \mathbf{k}g(\bar{\rho} + \rho) = \mu \nabla^2 \mathbf{u}^* + \mathbf{F} \quad (18-2)$$

در غیاب حرکت و نیروهای خارجی، مؤلفه قائم معادله (۱۸-۲) بصورت زیر است:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + g\bar{\rho} = 0 \quad (19-2)$$

که دقیقاً همان معادله هیدروستاتیک است.

اگر نوسانات چگالی ρ در تمام جملات بجز $\mathbf{k}g(\bar{\rho} + \rho)$ مورد اغماض قرارگیرد، معادله (۱۸-۲) بصورت زیر درمی‌آید:

$$\bar{\rho} \frac{D\mathbf{u}^*}{Dt} + 2\bar{\rho}(\bar{\boldsymbol{\Omega}} \times \mathbf{u}^*) + \nabla(\bar{P} + P) + \mathbf{k}g(\bar{\rho} + \rho) = \mu \nabla^2 \mathbf{u}^* + \mathbf{F} \quad (20-2)$$

چون $\bar{P} = \bar{P}(z)$ ، معادله اخیر را می‌توان با استفاده از معادله (۱۹-۲) و با تقسیم بر $\bar{\rho}$ بازنویسی نمود.

$$\frac{D(\mathbf{U} + \mathbf{u})}{Dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{U} + \mathbf{u}) + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla P + \frac{\mathbf{k}g\rho}{\bar{\rho}} = \frac{\mu}{\bar{\rho}} \nabla^2 (\mathbf{U} + \mathbf{u}) + \frac{\mathbf{F}}{\bar{\rho}} \quad (21-2)$$

فرض کنید جملاتی که موجب غیر خطی شدن معادله (۲۱-۲) می‌شوند، بتوان در نظر نگرفت (منطق معمول برای در نظر نگرفتن آن جملات می‌تواند بعنوان مثال عبارت باشد از اینکه u و به خصوص $(\partial u / \partial x)$ کوچک است و در نتیجه حاصل ضرب آنها کوچکتر است) و با در نظر گرفتن

$$\mathbf{U} = \mathbf{F} = 0, \quad \mu = \Omega_x = \Omega_y = 0 \quad \& \quad 2\Omega_z \equiv f$$

معادلات (۲۱-۲) و (۱۳-۲) و (۱۴-۲) بصورت زیر می‌شود:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - f v + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (۲۲-۲ \text{ الف})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + f u + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (۲۲-۲ \text{ ب})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{g\rho}{\bar{\rho}} = 0 \quad (۲۲-۲ \text{ پ})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} = 0 \quad (۲۲-۲ \text{ ت})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (۲۲-۲ \text{ ث})$$

این معادلات مهم در لم^۱ (۱۹۴۵) ظاهر شده است.

با فرض اینکه ρ در تمام جملات بجز جمله گرانی حذف شود شکل ساده شده تقریب بوسینسک^۲ (رابرت ۱۹۷۵) است. بهر حال این تقریب معمولاً برای بعضی از حرکات امواج تنها^۳ وجود دارد. به همین دلیل ما روش معمول را استفاده می‌کنیم و فرض می‌کنیم که این تقریب وجود دارد و ما معادلات امواج گرانی داخلی را توسعه می‌دهیم.

^۱ Lamb

^۲ Boussinesq

^۳ solitary

بعد از انجام عملیات جبری معادله (۲۱-۲) می‌تواند بصورت جملاتی بر حسب سرعت قائم w^*

نوشته شود بطوریکه $w^* = W + w$. معادله سرعت قائم بصورت زیر است:

$$\frac{\partial}{\partial t^2} \nabla^2 w^* + N^2 \nabla_h^2 w^* + 4 \frac{N^2}{g} \Omega \cdot [\nabla \times (\Omega \times \mathbf{u}^*)] - 4 \Omega \cdot \nabla \times \Omega \times \frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial z} - \frac{N^2}{g} \frac{\partial^3 w^*}{\partial z \partial t^2} = Q \quad (23-2)$$

Q شامل جملات غیرخطی است و بوسیله رابطه زیر داده شده است:

$$Q = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \begin{aligned} & \left[\nabla \times \mathbf{k} g \bar{\rho} - \nabla \times \left(\mu \nabla^2 \mathbf{u}^* - \bar{\rho} (\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^* + \mathbf{F} \right) \right] \\ & + \frac{d\bar{\rho}}{dz} \left(\begin{aligned} & \mathbf{i} \left(\Omega_x w^* - \Omega_z u^* - \frac{\partial v}{\partial t} \right) \\ & + \mathbf{j} \left(\Omega_y w^* - \Omega_z v^* - \frac{\partial u^*}{\partial t} \right) \end{aligned} \right) \end{aligned} \right\} \\ - 2 \bar{\rho} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} [\Omega_x v^* - \Omega_y u^*] - \nabla_h \cdot \frac{\partial}{\partial t} \mu \nabla^2 \mathbf{u}^* - [\bar{\rho} (\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^* + \mathbf{F}] \\ + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_h^2 \left\{ \begin{aligned} & g [\mathbf{u}^* \cdot \nabla \rho] + \frac{\partial}{\partial t} [\mu \nabla^2 \mathbf{u}^* - \bar{\rho} (\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^* + \mathbf{F}]_z \\ & - 2 \bar{\rho} \frac{\partial}{\partial t} [\Omega_x v^* - \Omega_y u^*] \end{aligned} \right\} \quad (24-2)$$

فرکانس برانت - وایسلا N بصورت زیر داده شده است:

$$N^2 = N^2(z) \equiv - \frac{g}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz} \quad (25-2)$$

معادله (۲۳-۲) شامل معادلات سرعت قائم کراوس (۱۹۶۶) است همانطور که نشان می‌دهیم. با فرض:

$$2\Omega = \mathbf{k} \ 2\Omega_z = \mathbf{k} f; \quad \mathbf{U} \equiv 0; \quad \mu = 0 \quad (26-2)$$

اگر $(\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^*$ و $(\mathbf{u}^* \cdot \nabla \rho)$ مورد اغماض قرار بگیرند، معادله (۱۴-۲) بصورت زیر می‌شود:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_h^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{N^2}{g} \left(\frac{\partial^3 w}{\partial z \partial t^2} + f^2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\bar{\rho}} \left[f \left(\nabla \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} \right)_z + \nabla_h \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z \partial t} - \nabla_h^2 \frac{\partial F_z}{\partial t} \right] \quad (27-2)$$

که معادله کراوس است. کراوس محور z را بطرف پایین مثبت در نظر گرفته است. بطوریکه $(d\bar{\rho}/dz) > 0$ این اختلاف علامت جمله چهارم سمت چپ معادله (27-2) را توضیح می‌دهد. با توجه به اینکه اگر سرعت متوسط جریان صفر در نظر گرفته شود و مسئله خطی فرض شود یعنی:

$$Q \equiv 0 \quad \& \quad \mathbf{U} \equiv 0 \quad (28-2)$$

با فرض اینکه $\bar{\rho}$ ممکن است بوسیله یک ثابت ρ_0 در جملات اینرسی جایگزین گردد [این فرض جملات سوم و پنجم در سمت چپ معادله (23-2) را صفر می‌کند.] ما خواهیم داشت:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_h^2 w - 4\boldsymbol{\Omega} \cdot \left[\nabla \times \left(\boldsymbol{\Omega} \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right) \right] = 0$$

اگر ما تاوایی را بوسیله رابطه زیر تعریف کنیم:

$$\nabla \times \mathbf{u} = \mathbf{i} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \mathbf{j} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \mathbf{k} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (29-2)$$

و فرض کنیم که $(\partial w / \partial y = \partial v / \partial z)$ و $(\partial u / \partial z = \partial w / \partial x)$ ، قابل اثبات است که:

$$-4\boldsymbol{\Omega} \cdot \left[\nabla \times \left(\boldsymbol{\Omega} \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right) \right] = (2\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla)^2 w \quad (30-2)$$

بنابراین معادله (23-2) نهایتاً بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + \left[(2\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla)^2 + N^2 \nabla_h^2 \right] w = 0 \quad (31-2)$$

که همان معادله فیلپس است.

اگر فرض کنیم، همانطور که در بالا داشتیم، $2\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{k}f$ ، معادله (31-2) بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + N^2 \nabla_h^2 w = 0 \quad (32-2)$$

اگر فقط معادله سرعت قائم با تقریب بوسینسک (معادله ۳۲-۲) را بنخواهیم، همه این معادلات خیلی ساده‌تر می‌شوند در این حالت ما می‌توانیم مستقیماً رابطه (۳۲-۲) را ادامه دهیم.

گاهی اوقات معادله (۳۲-۲) برحسب جملات تابع جریان^۱ $\psi(x, z, t)$ نوشته می‌شود که بوسیله روابط زیر تعریف می‌شود:

$$w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (33-2)$$

در این حالت معادله (۳۲-۲) بصورت زیر خواهد بود:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 \psi + f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) = 0$$

که یک حالت آن بصورت زیر است:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 \psi + f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0 \quad (34-2)$$

تا کنون هیچ راه حل کلی برای معادله (۳۳-۲) پیدا نشده است اما تقریب‌های مختلفی ارائه شده است بطوریکه قابل حل می‌باشد. این راه‌حل‌ها در بخش ۲-۴ مورد بحث قرار خواهد گرفت.

۳-۲- باندهای فرکانس f و N برای امواج گرانی داخلی

ما با معادله (۲۷-۲) شروع می‌کنیم که تقریبی از معادله سرعت قائم (یعنی معادله ۳۳-۲) است و فرض می‌کنیم که

سرعت قائم w نسبت به زمان، متناوب و سرعت زاویه‌ای آن ω است.

$$w = w_0(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (35-2)$$

اگر ω ثابت باشد و اگر $F \equiv 0$ ، معادله (۲۷-۲) بصورت زیر نوشته می‌شود:

^۱ stream function

$$\nabla_h^2 w_0 - \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \left(\frac{\partial^2 w_0}{\partial z^2} - \frac{N^2}{g} \frac{\partial w_0}{\partial z} \right) = 0 \quad (36-2)$$

که ضریب

$$\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \quad (37-2)$$

نوع معادله دیفرانسیل جزئی (معادله 36-2) را تعیین می‌کند. اگر:

$$\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} < 0$$

باشد، معادله (36-2) معادله دیفرانسیل جزئی بیضوی^۱ نامیده می‌شود و در غیاب یک سطح آزاد و یا مرز^۲، حرکت موجی امکان پذیر نیست.

اگر

$$\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} > 0 \quad (38-2)$$

معادله دیفرانسیل هذلولی^۳ نامیده می‌شود و حرکت موجی امکان پذیر است. اگر برای تمام z ها، $N^2(z) > f^2$ باشد، یعنی در تمام عمق‌ها (رابطه 38-2) معادل

$$f^2 < \omega^2 < N^2(z) \quad (39-2)$$

است. بنابراین حد بالای فرکانس امواج گرانی داخلی در یک عمق داده شده بوسیله فرکانس برانت-وایسلا $N(z)$ مشخص می‌شود که اولین بار بوسیله گرون^۴ مورد توجه قرار گرفت و حد پایین آن با فرکانس اینرسی (پارامتر کریولیس) مشخص می‌شود. $N(z)$ ممکن است به بزرگی 0.042 s^{-1} (پریود ۱۵۰ ثانیه یا ۲/۵ دقیقه) باشد. فرکانس اینرسی f از حدود $1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ در قطبین تا صفر در استوا $T_f = 12 \text{ hr}$ تا صفر در استوا

¹ elliptical

² interface

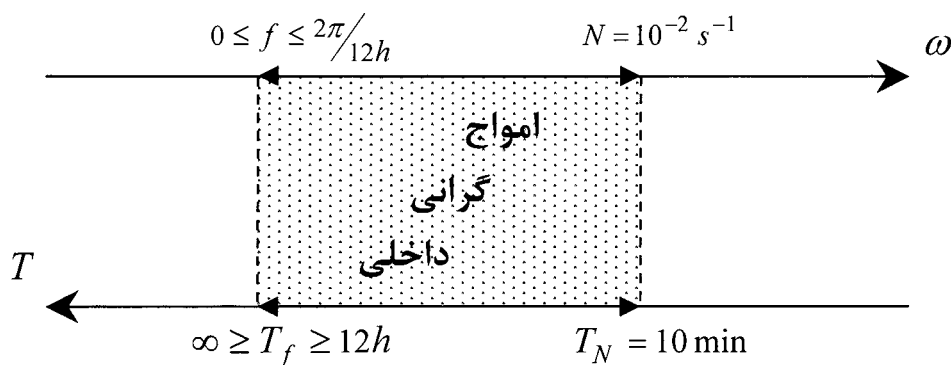
³ hyperbolic

⁴ Groen

($T_f = \infty$) تغییر می‌کند. در شکل ۲-۲ فرکانس‌های مجاز (پریودها) برای امواج گرانی داخلی در اقیانوس ارائه می‌شود.

در یک عمق z داده شده، فرکانس برانت-وایسلا $N(z)$ ، فرکانس بیشینه برای امواجی که در آن عمق رخ می‌دهند را تعیین می‌کند. این بدان معناست که در ترموکلاين که بیشترین تغییرات چگالی با عمق را دارا است $N(z)$ حداکثر است، امواج داخلی با بیشترین فرکانس (و بنابراین کمترین پریود) در ترموکلاين رخ می‌دهند.

مشاهدات اشاره می‌کنند که N عملاً یک فرکانس قطع تیز^۱ کاملاً مشخص برای امواج گرانی داخلی است. در آزمون امواج داخلی که در یک مخزن موج، بوسیله یک استوانه کوچک نوسان کننده با فرکانس ω تولید می‌شوند، تحقیقات نشان داد هنگامیکه $\omega = 1.11N$ ، "هیچ اغتشاش موجی شکل در حالت پایا مشاهده نمی‌شود، اغتشاشات به یک منطقه اختلاط نزدیک به استوانه محدود شده‌اند." طیف بسیاری از مشاهدات اقیانوسی امواج داخلی به روش مشابه، یک فرکانس قطع را نشان می‌دهد (گارت و مانک ۱۹۷۲). فیلیس (۱۹۷۱) نشان داد که اگر چگالی لایه‌ای باشد، نمونه‌برداری در یک عمق ثابت ممکن است داده‌هایی را نشان دهد که طیف را بالای فرکانس برانت-وایسلا گسترش دهد (رابرت ۱۹۷۵).



شکل ۲-۲ - فرکانس (پریود)های مجاز برای امواج گرانی داخلی

قبلاً N را بصورت زیر تعریف کرده‌ایم:

$$N = \left[-\frac{g}{\bar{\rho}(z)} \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right]^{1/2} \quad (۴۰-۲)$$

^۱ sharp

در ادبیات اقیانوس‌شناسی تعریف $\left[-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\bar{\rho}}{dz}\right]^{\frac{1}{2}}$ ، بطوریکه $\rho_0 = \bar{\rho}(0) = cte$ ، مورد استفاده قرار می‌گیرد (بعنوان مثال فیلیپس ۱۹۶۶). اگر فرض کنیم چگالی یک نیم‌رخ نمایی دارد یعنی $\bar{\rho}(z) = \rho_0 \exp(-N^2 z/g)$ پس $N^2 = \left[-\frac{g}{\rho} \frac{d\bar{\rho}}{dz}\right]$ ثابت است. در حالیکه اگر چگالی را خطی در نظر بگیریم یعنی $\bar{\rho}(z) = \rho_0 \left[c_1 - \left(N^2 z/g\right)\right]$ پس $\left[-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\bar{\rho}}{dz}\right] = N^2$ ثابت است. همانطور که در جدول (۱-۲) هم دیده می‌شود دو تعریف نتایج مشابهی را ارائه می‌کنند. در واقع دو جمله اول در سری‌های مک‌لورن برای $\rho_0 \exp(-N^2 z/g)$ برابر واقع می‌شود. $\rho_0 + z \left[\rho_0 \left(-N^2/g\right)\right] = \rho_0 \left[1 - \left(N^2 z/g\right)\right]$ است که نیم‌رخ چگالی خطی یک تقریب درجه اول از نیم‌رخ چگالی نمایی است.

۲-۴- جوابهای ویژه معادله سرعت قائم برای توزیع‌های مختلف چگالی

جوابهای معادله سرعت قائم برای امواج داخلی

جوابهایی برای معادله سرعت قائم امواج داخلی (معادله ۲-۲۳) بعد از ساده‌سازیهای گوناگون یافت شده‌اند. بیشتر جوابها با این فرض انجام می‌شود که کف اقیانوس افقی و غیرقابل نفوذ است.

$$w = 0 \quad \text{در} \quad z = -D \quad (۲-۴۱)$$

بطوریکه D - عمق اقیانوس است. همچنین فرض می‌کنیم سطح بالایی ثابت است. یعنی:

$$w = 0 \quad \text{در} \quad z = 0 \quad (۲-۴۲)$$

فیلیپس (۱۹۶۶) نشان داده‌است که این معمولاً در مورد امواج داخلی رخ می‌دهد و بیه^۱ جنبه‌های ریاضی این فرض را مورد بحث قرار داده‌است. کراوس (۱۹۶۶) شرایط مرزی دقیق در سطح و کف را ارائه نموده‌است.

جدول ۲-۱- چگالی محاسبه شده از

$$(b) \bar{\rho}(z) = \rho_0 \exp(-N^2 z/g) \quad (a) \bar{\rho}(z) = \rho_0 \left[c_1 - \left(N^2 z/g \right) \right]$$

با مقادیر $\rho_0 = 1 \text{ kg/lit} = 1000 \text{ kg/m}^3$, $c_1 = 1$, $N^2/g = 10^{-5} \text{ m}^{-1}$, $T_N = 10 \text{ min}$

-z (m)	(a) Linear density	(b) Exponential density
100	1.00100	1.00100
200	1.00200	1.00200
300	1.00300	1.00300
400	1.00400	1.00400
500	1.00500	1.00501
1000	1.01000	1.01005
2000	1.02000	1.02020
3000	1.03000	1.03045
4000	1.04000	1.04081

^۱ Yih

همانطور که قبلاً فرض کرده‌ایم نیروهای خارجی را ناچیز در نظر گرفته ($F \equiv 0$) و امواج را بصورت آزاد فرض می‌کنیم.

$$w = w_0(x, y, z) \exp(i\omega t) \quad (۴۳-۲)$$

با شرایط مرزی (۴۱-۲) و (۴۲-۲) و با فرض اینکه چگالی و تغییراتش نسبت به عمق فقط به عمق بستگی دارد بطوریکه $N = N(z)$ معادله (۴۳-۲) به شکل زیر قابل تفکیک است:

$$w_0(x, y, z) = W(z) F(x, y) \quad (۴۴-۲)$$

در نتیجه معادله (۳۶-۲) بصورت زیر خواهد بود:

$$\frac{1}{\omega^2 - f^2} \frac{\nabla_h^2 F}{F} - \frac{1}{N^2 - \omega^2} \left(\frac{d^2 W}{dz^2} - \frac{N^2}{g} \frac{dW}{dz} \right) \frac{1}{W} = 0 \quad (۴۵-۲)$$

در این معادله جمله اول فقط به x و y بستگی داشته و جمله دوم فقط تابع z است. در رابطه (۴۵-۲) تنها راه‌حلی که برای تمام مقادیر x و y و z وجود دارد این است که:

$$\frac{1}{\omega^2 - f^2} \frac{\nabla_h^2 F}{F} = \frac{1}{N^2 - \omega^2} \left(\frac{d^2 W}{dz^2} - \frac{N^2}{g} \frac{dW}{dz} \right) \frac{1}{W} = -m$$

بطوریکه m ثابت جدایی^۱ است. بنابراین:

$$\nabla_h^2 F + (\omega^2 - f^2) m F = 0 \quad (۴۶-الف)$$

$$\frac{d^2 W}{dz^2} - \frac{N^2}{g} \frac{dW}{dz} + (N^2 - \omega^2) m W = 0 \quad (۴۶-ب)$$

معادله (۴۶-الف) بشکل یک موج داخلی است و معادله (۴۶-ب) معادله سرعت قائم یک موج داخلی را نشان می‌دهد.

کراوس (۱۹۶۶) نشان داد که:

^۱ separation constant

$$m = \frac{K_h^2}{\omega^2 - f^2} \quad (۴۷-۲)$$

بطوریکه K_h عدد موج افقی است.

$$K_h^2 = K_x^2 + K_y^2$$

با فرض:

$$q(z) = (N^2(z) - \omega^2) \bar{\rho}(z)$$

با بازنویسی معادله (۲-۴۶) و با استفاده از شرایط مرزی (۲-۴۱) و (۲-۴۲) و همچنین استفاده از (۲-۴۳) و (۲-۴۴) می توان نوشت:

$$\frac{d}{dz} \left[\bar{\rho}(z) \frac{dW}{dz} \right] + \left[\frac{N^2(z) - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \right] K_h^2 \bar{\rho}(z) W = 0$$

که بنام معادله استورم-لیوویل^۱ معروف است. و یا:

$$\frac{d}{dz} \left[\bar{\rho}(z) \frac{dW}{dz} \right] + mq(z)W = 0 \quad (۲-۴۸الف)$$

$$W(z) = 0 \quad z = -D \quad (۲-۴۸ب)$$

$$W(z) = 0 \quad z = 0 \quad (۲-۴۸پ)$$

معادله (۲-۴۸الف) و شرایط مرزی (۲-۴۸ب) و (۲-۴۸پ) اساس فرضیات و راه‌حلهای متعددی برای تعیین مدهای نرمال بروشهای تحلیلی و عددی قرار گرفته‌اند.

برای $mq(z) > 0$ ما مشکل مقادیر ویژه را داریم. هر انتخاب برای m_n یک جواب تابع ویژه $W_n(z)$ برای معادله (۲-۴۸الف) می‌باشد. یعنی برای f و ω های ثابت جویهای $W_n(z)$ معادله (۲-۴۸الف) می‌تواند برای اعداد موج افقی نامحدود $k_h = k_{h_0}, k_{h_1}, k_{h_2}, \dots, k_{h_n}, \dots$ پیدا شوند. امواج داخلی بوسیله W_n مشخص می‌شوند و مرتبه n ام موج داخلی یا یک موج داخلی با مد n نامیده

^۱ Sturm-Liouville

می‌شود. این جوابها بر حسب عدد بیشینه^۱ مطلق^۱ بین سطح و کف براحتی مرتب می‌شوند: W_1 یک بیشینه مطلق دارد، W_2 دو بیشینه مطلق دارد و به همین ترتیب ادامه می‌یابد (شکل ۲-۳). حالت که $n = 0$ مربوط به جواب موج سطحی است و در اینجا از ملاحظات ما خارج است.

قابل ذکر است که برای وجود جوابهای موج باید شرط $\omega < N(z)$ برقرار باشد. این شرط لازم نیست برای تمام z ها صدق کند. برای یک ω داده شده جوابهای موج داخلی فقط در منطقه‌ای که شرط $\omega < N(z)$ برقرار است، اعتبار دارد.

جابجایی قائم $\xi(x, y, z, t)$ مستقیماً با تابع ویژه $W_n(z)$ متناسب است. اگر فرض شود یک موج داخلی به شکل $\exp[i(\mathbf{k}_h \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ باشد بنابراین $w = W(z) \exp[i(\mathbf{k}_h \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ و $w = (d\xi/dt)$ همچنین بر حسب تعریف، $\xi = a(z) \exp[i(\mathbf{k}_h \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ است. حال اگر داشته باشیم:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

پس در عمق $z = z_0$ داریم:

$$W(z_0) = -i\omega a(z_0)$$

بطوریکه

$$|\xi(x, y, z_0, t)| = |a(z_0)| = \left| \frac{1}{\omega} \right| |W(z_0)|$$

بنابراین به مجرد تعیین W_n ، دیدگاهی از جابجایی قائم نسبی همچگالی‌ها^۲ برای مد n ام موج داخلی پیدا می‌شود. جابجایی قائم همچگالی‌ها، ناشی از امواج داخلی برای اولین پنج مد در شکل (۲-۴) نشان داده شده است. بعلت خطی بودن تابع (۲-۴۸الف) مجموع‌های دلخواه W_n ، جوابهای معادله مذکور هستند.

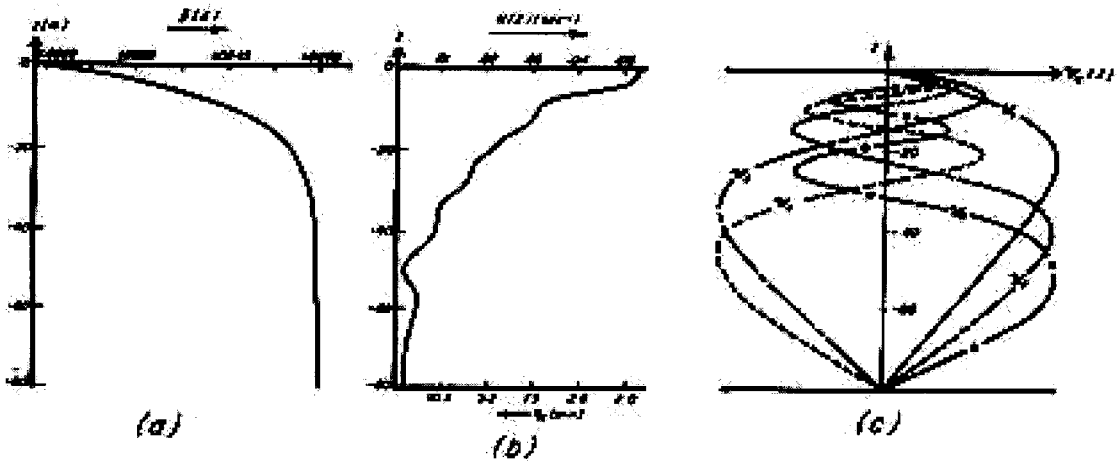
اگر امواج دوبعدی در نظر گرفته شود بطوریکه $\mathbf{k} = \mathbf{i}k_x + \mathbf{j}k_y = \mathbf{k}_h$ و با صرف نظر کردن از چرخش زمین برای موج داخلی مرتبه n ام، معادله (۲-۴۷) بصورت زیر می‌شود:

$$m_n = \frac{(k_h)_n^2}{\omega^2} = \frac{1}{(c_p)_n^2} \quad (۲-۴۹)$$

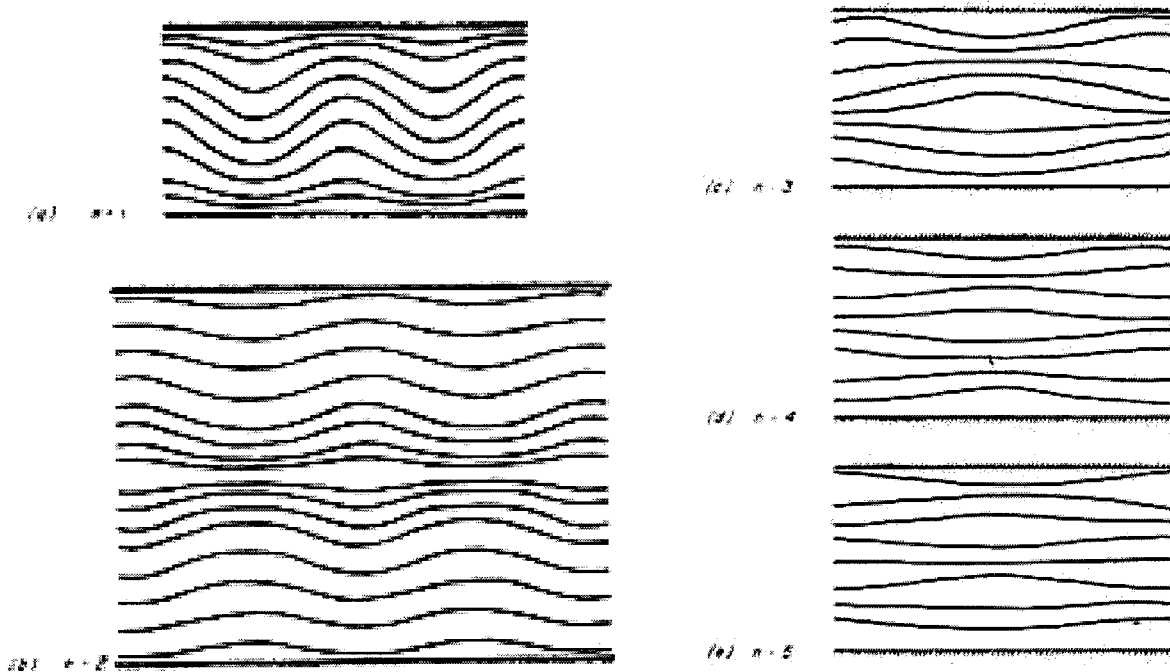
^۱ extrema

^۲ isopycnals

بطوریکه $\mathbf{c}_p \equiv \frac{\omega}{k_h} \mathbf{k}_h$ سرعت فاز یک موج با فرکانس ω و عدد موج افقی \mathbf{k}_h است.



شکل ۲-۳ (a) نیمرخ‌های قائم چگالی و (b) فرکانس برانت - وایسلا و (c) مدهای نرمال برای خلیج ماساچوست.



شکل ۲-۴ امواج داخلی که در آن پنج مد اول روی خطوط همچگالی نشان داده شده است (رابرت ۱۹۷۵)

اگر فرض کنیم که حرکت وابسته به y نیست، بطوریکه $v \equiv 0$ و $F(x, y) = F(x)$

$$w = F(x) W(z) \exp(-i\omega t)$$

$$u = G(x) U(z) \exp(-i\omega t)$$

بنابراین با استفاده از معادله پیوستگی $\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial w}{\partial z}$ خواهیم داشت:

$$U(z) \int_0^x \frac{dG}{dx} dx = -\frac{dW}{dz} \int_0^x F(x) dx$$

بنابراین در یک نقطه مشخص x_0

$$U(z) G(x) \Big|_0^{x_0} = -\frac{dW}{dz} F(x) \Big|_0^{x_0}$$

بطوریکه

$$U(z) = -\frac{F(x_0) - F(0)}{G(x_0) - G(0)} \frac{dW}{dz} \quad (50-2)$$

یا

$$U \propto dW$$

بطوریکه

$$C_1 = -\frac{F(x_0) - F(0)}{G(x_0) - G(0)} = \text{constant}$$

در حالیکه اولین مشتق $W(z)$ مستقیماً متناسب با سرعت افقی است.

معادله (۴۸-۲) یک معادله استورم-لیوویل تشکیل می‌دهد که اغلب در بحث حرکت موج داخلی

استفاده می‌شود.

اگر $\left| \frac{d^2 W}{dz^2} \right| \gg \left| \frac{N^2}{g} \frac{dW}{dz} \right|$ باشد، بنابراین (۴۸-۲ الف) به رابطه زیر تبدیل می‌شود:

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k_h^2 W = 0 \quad (51-2)$$

بعلاوه اگر فرض شود

$$\omega^2 \gg f^2 \quad (52-2)$$

یعنی پریود موج خیلی کمتر از پریود اینرسی باشد، بنابراین معادله (۲-۴۸الف) بصورت زیر خواهد بود:

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} k_h^2 W = 0 \quad (2-53)$$

که نشان می‌دهد برای $\omega \leq N$ امواج داخلی بوجود خواهند آمد. یعنی فرکانس امواج داخلی باید برابر N و یا کوچکتر باشد تا قابل ایجاد باشند. بطور کلی می‌توان نوشت $\omega = N \cos \theta$ که θ زاویه‌ای است که بردار عدد موج داخلی با افق می‌سازد (مثلاً گیل ۱۹۸۲).

۲-۵- نقش امواج داخلی در ایجاد ساختارهای لایه‌ای (مدل وانگ)

وانگ و همکاران (۲۰۰۰) در آزمایشگاه مشاهده کردند که پلوم آب شور در "مخزن در حال پرشدن" باعث ایجاد امواج داخلی شده که مدهای نرمال آن لایه‌های برشی را سبب می‌شوند (بعنوان مثال شکل ۱-۳). آنها سپس یک مدل تحلیلی برای ساختار مدهای نرمال این امواج ارائه نمودند. در بخش (۲-۴) بطور مفصل مدل‌های تحلیلی و عددی ساختار مدهای نرمال مورد بحث قرار گرفت که قسمت اول مدل وانگ و همکاران را در بر می‌گیرد و در اینجا لزومی به تکرار آن احساس نمی‌شود. در بخش (۲-۶) مدل وانگ را همراه با جمله گرانروی مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

۲-۶- اثرات گرانروی بر روی سرعت افقی

وانگ و همکاران (۲۰۰۰) در قسمت بعدی تحقیقات خود مدلی را برای ساختار مدهای نرمال امواج داخلی در یک "مخزن در حال پرشدن" ارائه نمودند که در آن اثرات گرانروی را نیز مورد بحث و آزمایش قرار دادند و در اینجا به قسمت‌های مهم آن اشاره می‌شود.

حل معادلات پلوم در یک کانال محدود برای "مخزن در حال پرشدن" توزیع فرکانس شناوری را به

شکل زیر می‌دهد (مثلاً بینز و ترنر ۱۹۶۹):

¹ filling box

$$N(z) = \frac{F^{1/3}}{2^{2/3} E^{2/3} \pi^{1/3} H^{4/3}} \left(2.18\xi^{-5/3} + 0.279\xi^{-2/3} + 0.083\xi^{1/3} + \dots \right)^{1/2} \quad (54-2)$$

$$= \frac{F^{1/3}}{2^{2/3} E^{2/3} \pi^{1/3} H^{4/3}} n(\xi)$$

بطوریکه:

$$n(\xi) = 1.48\xi^{-5/6} + 0.0945\xi^{1/6} + 0.0251\xi^{7/6} + \dots \quad (55-2)$$

$$\xi = \frac{z}{H}$$

در روابط فوق E ضریب درون آمیختگی پلوم است که در آزمایش تعیین می‌شود و H عمق پلوم و ξ جابجایی قائم است.

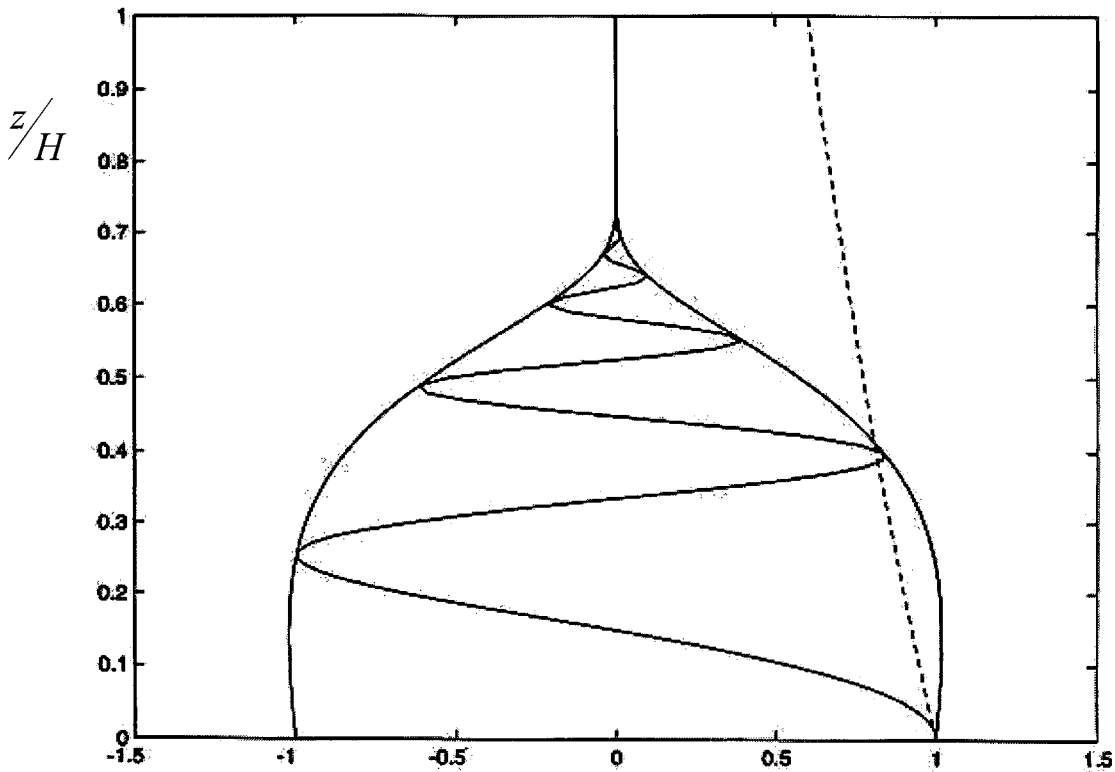
حل مدل مذکور ساختاری را که در شکل (۵-۲) نشان داده شده است را فراهم نمود. این ساختار نشان داد که اثر گرانی بوضوح دامنه‌های نرمال را با z کاهش می‌دهد. وانگ و همکاران (۲۰۰۰) مجموعه‌ای از روابط مفید و در نهایت رابطه‌ای را برای استهلاک دامنه با عمق بدست آوردند که در زیر بعضی از آنها ذکر می‌شود. مثلاً تغییرات دامنه سرعت افقی مدهای نرمال عبارت است از:

$$C(z) \approx \left[\frac{V(0)}{V(z)} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{v}{2L} \frac{A^2}{2^{10/3} E^{10/3} \pi^{2/3} H^{11/3} F^{1/3}} g(\xi) \right] \quad (56-2)$$

رابطه فوق پوشش کامل دامنه سرعت افقی لایه‌های برشی را بعنوان تابعی از ارتفاع نشان می‌دهد. در این رابطه L طول مخزن، v گرانی جنبش‌شناختی^۱، A مساحت مقطع افقی مخزن، E ضریب درون آمیختگی پلوم تعیین شده با آزمایش، H عمق پلوم ظرف، F شار شناوری از منبع پلوم در $(z=0)$ ، g شتاب گرانی (تابعی از ξ) و V سرعت قائم در محیط است.

^۱ kinematic viscosity

در شکل زیر نمونه‌ای از رسم معادله (۵۶-۲) در یک آزمایش معین نشان داده شده است.



شکل ۵-۲ پوشش دامنه سرعت افقی بی بعد نسبت به ارتفاع نرمال شده (بدون بعد)

در ضمن مدل فوق پارامترهای مختلفی از جریان برای حالات ساده از جمله N ثابت می‌دهد که در زیر به آنها می‌پردازیم.

عدد موج قائم در کف مخزن از رابطه زیر استخراج می‌شود:

$$m(0)H = \left(\frac{N(0)H}{V(0)} kH \right)^{1/2} = \left(\frac{B^{1/2}}{2EH^{1/2}} \right) \left[\frac{n(\xi=1)}{f(\xi=1)} \right]^{1/2} \quad (57-2)$$

$$= 2.02 \left(\frac{B^{1/2}}{2EH^{1/2}} \right)$$

که رابطه (۵۷-۲) را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\frac{2\pi H}{\lambda(0)} = 2.02 \left(\frac{B}{H} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{2E} \right)$$

در رابطه اخیر $2E = 0.26$ ، بنابراین:

$$\frac{2\pi H}{\lambda(0)} = 2.02 \left(\frac{B}{H} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{0.26} \right)$$

در رابطه (۵۷-۲)، N فرکانس شناوری، k عدد موج افقی، $2E = 0.26$ و B پهنای مخزن است. از این رابطه می توان ضخامت لایه های برشی حاصل از مدهای نرمال امواج داخلی را محاسبه کرد که ما نیز از آن استفاده خواهیم نمود.

با استفاده از رابطه (۵۷-۲) رابطه (۵۶-۲) بصورت زیر بیان می شود:

$$C(z) = \left[\frac{f(\xi=1)}{f(\xi)} \right]^{1/2} \exp \left[- \frac{m^4(0) H^4}{2\pi Re L'} \frac{f^2(\xi=1)}{n(\xi=1)} g(\xi) \right] \quad (58-2)$$

در این رابطه $L' = \frac{H}{L}$ نسبت ابعاد^۱ و Re عدد رینولدز است، H و L بترتیب ارتفاع و طول ظرف هستند:

$$Re = \frac{N(z=0) H^2}{\nu}$$

جواب دیگری همانند $C(z)$ وجود دارد که با رابطه زیر بیان می شود و همان وابستگی ها را به پارامترهای آزمایشگاهی دارد:

$$C_1(z) = \exp \left[- \frac{\nu}{2L} \frac{A^2}{2^{10/3} E^{10/3} \pi^{2/3} H^{11/3} F^{1/3}} \frac{n(\xi=1)}{f^2(\xi=1)} \frac{z}{H} \right]$$

$$= \exp \left[- \frac{m^4(0) H^4}{2\pi Re L'} \frac{z}{H} \right]$$

^۱ aspect ratio

$$\gamma \propto \frac{[m(0)H]^4}{2\pi Re(H/L)} \quad Re = \frac{NH^2}{\nu}$$

γ نقش ضریب استهلاک دامنه سرعت افقی مدهای نرمال را با ارتفاع ایفا می‌کند، N فرکانس شناوری محیط است، ν ضریب گرانروی در آزمایشگاه ($10^{-6} m^2/s$ ، مولکولی) و در دریا ($10^{-4} m^2/s$ ، تلاطمی) است.

همچنین رابطه زیر پیش‌بینی سرعت شارش خروجی بدون بعد را نشان می‌دهد:

$$u(0) \approx 0.254 \frac{L}{L-x} m(0)H \quad (59-2)$$

که در آن L طول ظرف مخزن، x فاصله از پلوم و m عدد موج قائم در کف است. از روابط فوق برای محاسبه سرعت افقی مدهای نرمال در محیط آزمایشگاهی و میدانی (خلیج فارس) استفاده خواهد شد.

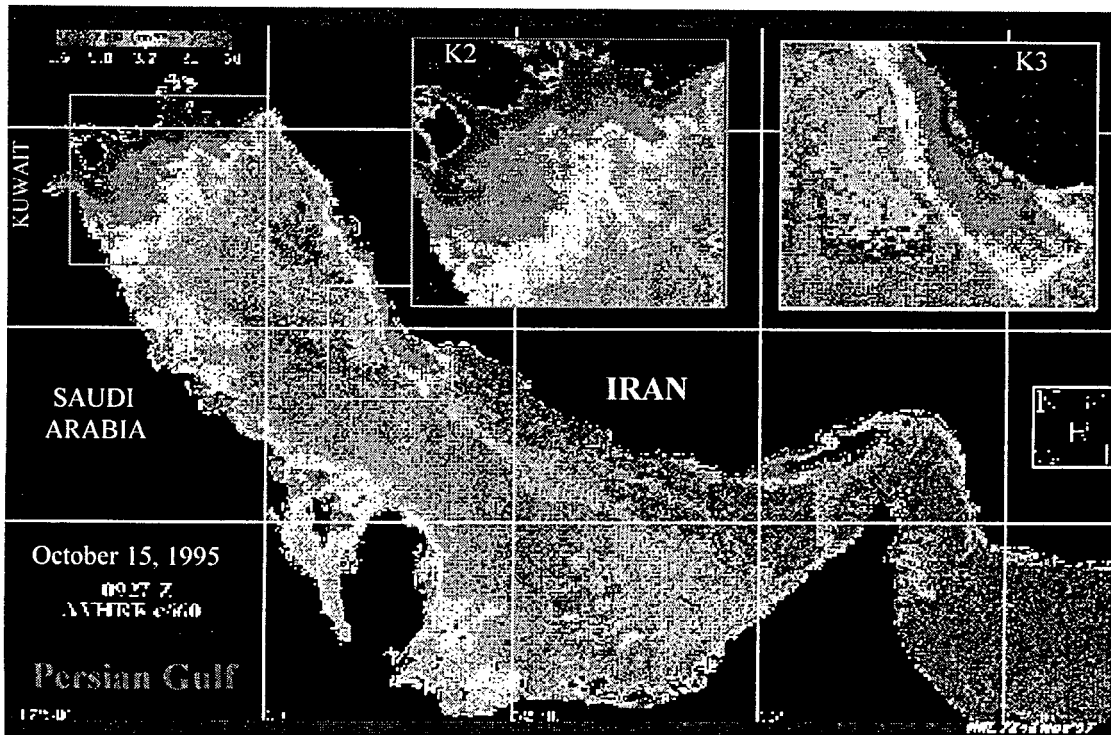
فصل ۳

روشهای مطالعه

در این فصل به مطالعه و بررسی امواج داخلی در دو قسمت اصلی می‌پردازیم: قسمت اول شامل اندازه‌گیریهای میدانی، پردازش داده‌ها، بررسی مدهای نرمال و امواج داخلی است. قسمت دوم شبیه‌سازی مدهای نرمال امواج داخلی در محیط آزمایشگاه می‌باشد.

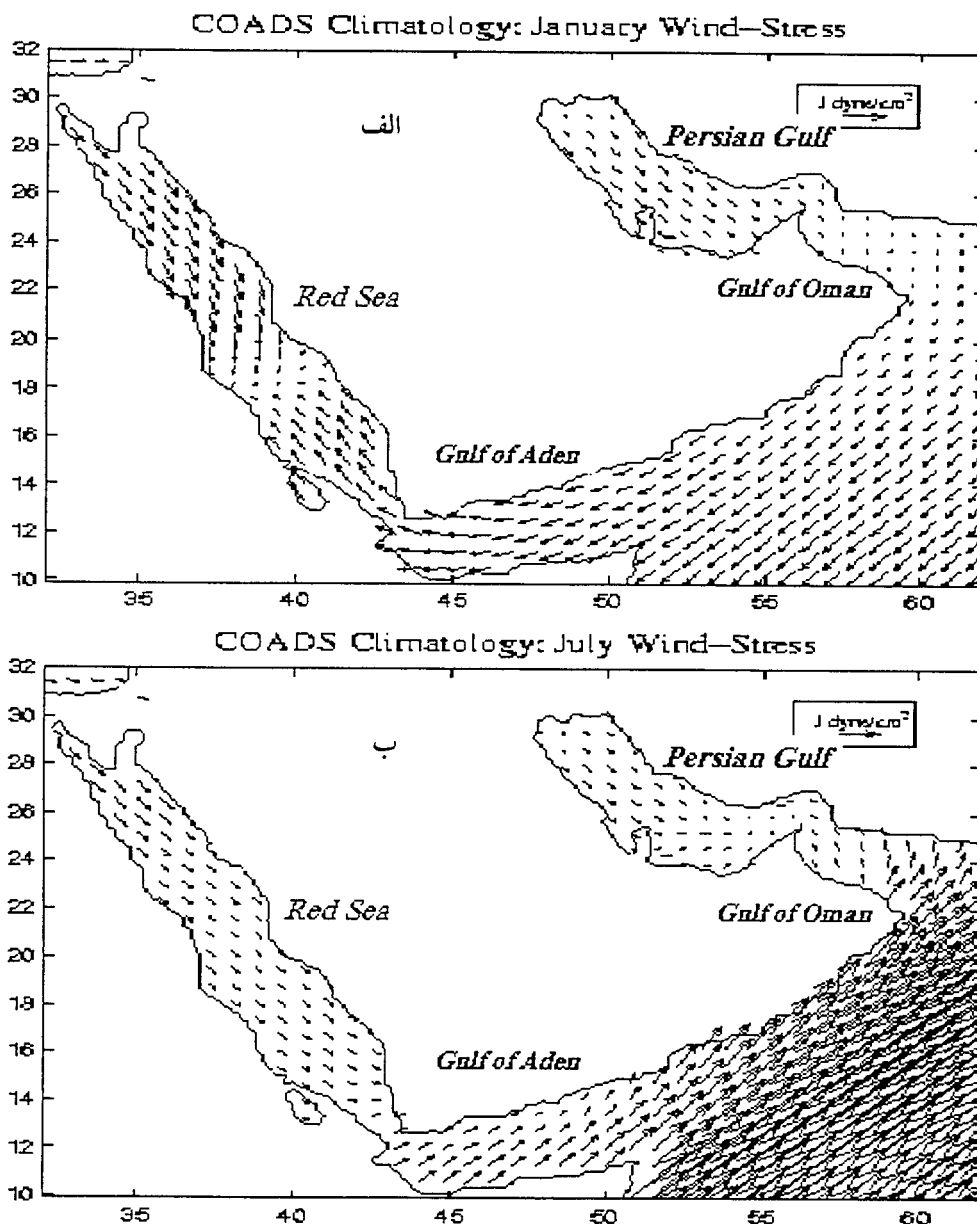
۳-۱-۱- اندازه‌گیری و محاسبات

در ابتدای این بخش از داده‌هایی که در مناطق شمال غربی خلیج فارس جمع آوری شده استفاده و به رسم نمودارهای مختلف و مقایسه آنها با هم و نقش مدهای نرمال امواج داخلی در ایجاد ساختارهای لایه‌ای در این نیمرخها می‌پردازیم. با توجه به اینکه این داده‌ها در عرض جغرافیایی () و طول جغرافیایی () و در محل اثر پلوم طبیعی رودخانه‌ها به خلیج فارس گرفته شده‌اند وضعیت مناسبی برای مطالعه امواج داخلی در این قسمت خلیج را فراهم می‌نمایند.



شکل ۳-۱-۱ تصویر ماهواره‌ای از خلیج فارس در اکتبر ۱۹۹۵. اثر قوی پلوم رودخانه در شمال غربی خلیج فارس و سواحل ایران مشاهده می‌شود. K2 منطقه پلوم رودخانه و K3 منطقه فراچاهی (upwelling) را نشان می‌دهد.

پلوم رودخانه ورودی به خلیج فارس در شکل ۳-۱-۱ مشاهده می‌شود. البته در این شکل مناطق شمالی خلیج فارس که همراه با فراچاهی^۱ (منطقه k3) نیز مشخص شده است. عوامل مؤثر در ایجاد جریان و امواج در خلیج فارس متعدد می‌باشند. به عنوان مثال اولین و مهمترین عامل کشند^۲ (جزر و مد) و بعد از آن وزش باد، پلوم رودخانه و تبخیر زیاد در تابستان به خصوص در



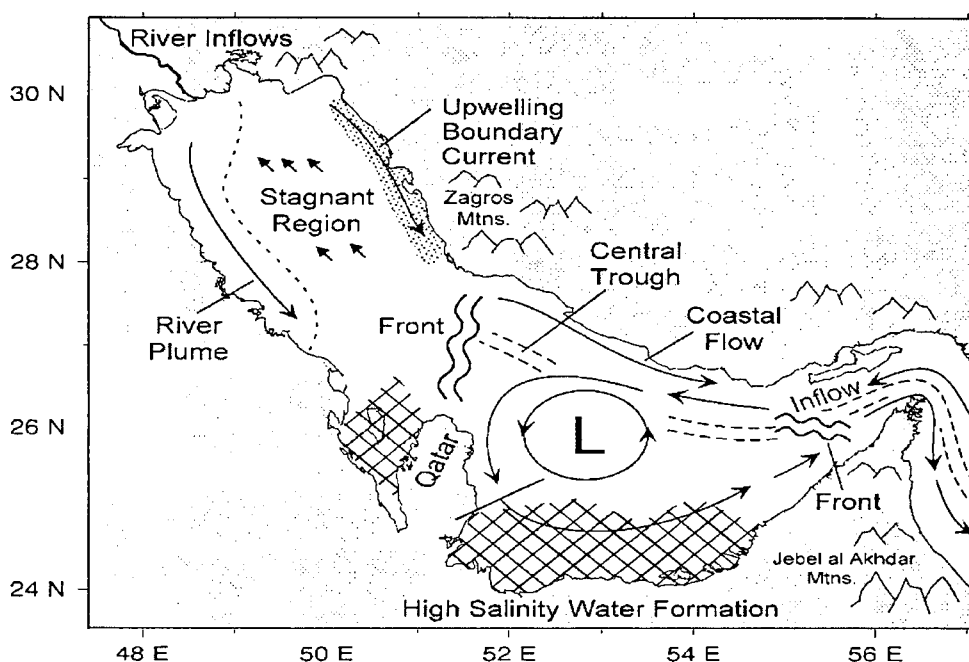
شکل ۳-۱-۲ (الف) الگوی زمستانی تنش باد (ژانویه) (ب) الگوی تابستانی تنش باد (جولای)
 (<http://mpo.rsmas.miami.edu>)

^۱ upwelling

^۲ tide

سواحل جنوبی (عربی) خلیج فارس می‌باشند. در شکل ۳-۱-۲ الگویی از تنش باد در زمستان و تابستان در منطقه خلیج فارس، اقیانوس هند و دریای سرخ نشان داده شده است. بادهای موسمی در این شکل کاملاً مشخص است. این بادهای احتمالاً امواج داخلی را در قسمت‌های فوقانی این آبها ایجاد می‌کنند که نیاز به مطالعه و تحقیق دارد.

همچنین الگویی از گردش کلی در خلیج فارس در شکل ۳-۱-۳ نمایش داده شده است. البته در این تحقیق تنها یک مورد پلوم رودخانه بررسی می‌شود.

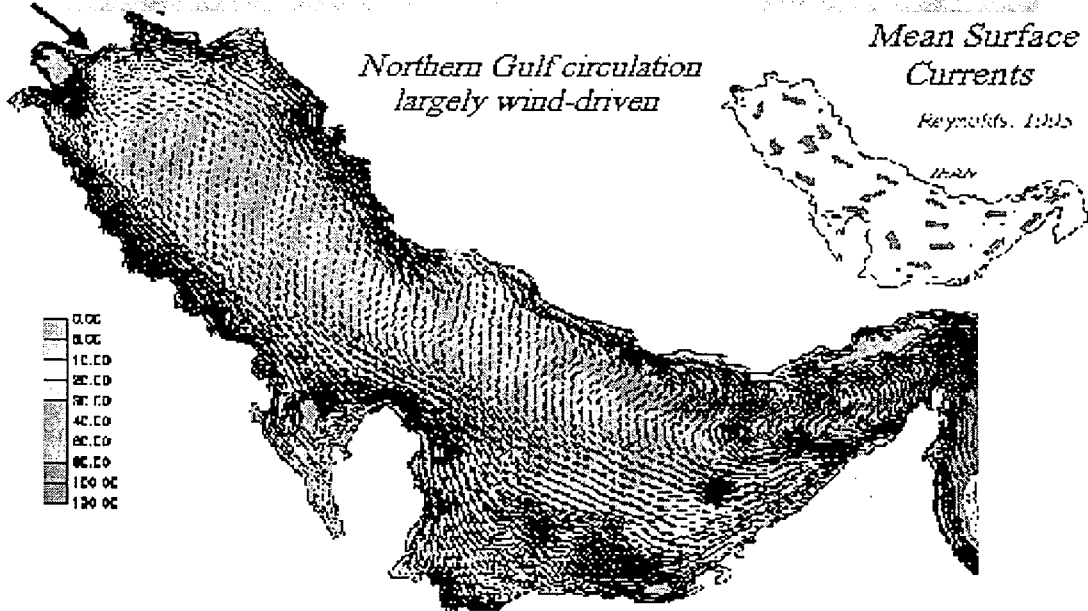


شکل ۳-۱-۳ نمای گردش کلی آب و مناطق فراچاهی و فروچاهی در خلیج فارس (<http://mpo.rsmas.miami.edu>)

در شکل ۳-۱-۴ نمای زیبایی از گردش کلی آب و اثرات پلوم رودخانه و سیلاب در ایجاد جریانهای سطحی در ماه ژانویه دیده می‌شود. پلوم رودخانه در اینجا بررسی شده و بر مبنای شکل‌های ۳-۱-۱ و ۳-۱-۴، نشان داده می‌شود که پلوم رودخانه در منتهی الیه شمال خلیج فارس منطقه‌ای را ایجاد می‌کند که در ابعاد افقی قدری پیچیده و احتمالاً دارای حالت سه بعدی است. پلوم فوق در جهت قائم می‌تواند موجب امواج داخلی و بنابراین مدهای نرمال این امواج لایه‌های برشی را ایجاد نمایند. که در نیمرخهای مختلف آبهای این منطقه (قسمت بعد) کاملاً مشهود است.

NW

3-D Wind-Driven Dynamics

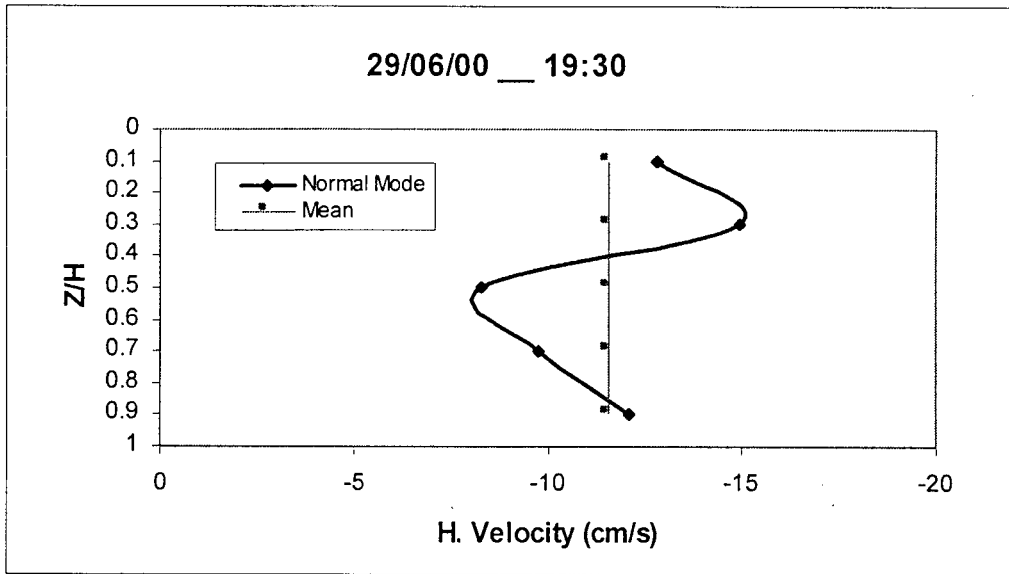


Marginal Seas Workshop 5/11/99

January surface currents in the Persian Gulf

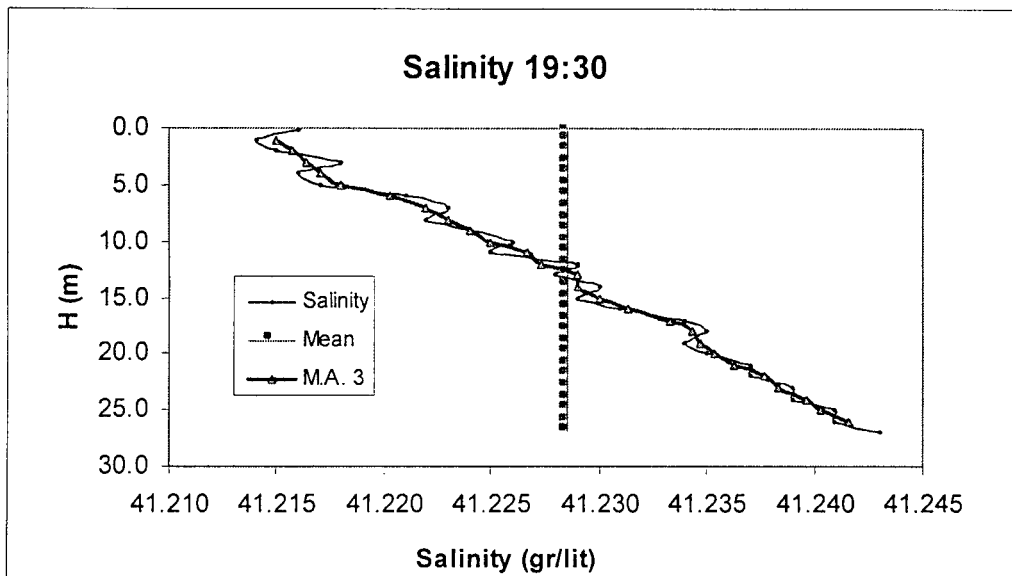
شکل ۳-۱-۴ نمای گردش کلی جریان آب و پلوم رودخانه و سیلاب در ژانویه (<http://mpo.rsmas.miami.edu>)

با استفاده از داده‌های ۲۱ گانه که در تاریخ‌های ۲۹ و ۳۰ ماه ژوئن سال ۲۰۰۰ اندازه‌گیری شده، نیمرخهای مختلفی بدست آمده است که به آن می‌پردازیم. داده‌های مذکور توسط بخش پلوم دریایی دانشگاه اهواز بدست آمده است. این داده‌ها شامل نیمرخهای سرعت افقی، دما، شوری و چگالی ($\sigma\text{-T}$) می‌باشد که در یک سیکل کامل جزر و مدی بدست آمده‌اند. تغییرات زمانی این نیمرخهای قائم کاملاً محسوس است، این مطلب به ویژه در نیمرخهای سرعت افقی (مثلاً شکل ۳-۱-۵) کاملاً مشهود است. لازم به یادآوری است که حرکات جزر و مدی سرعت افقی بطور متوسط می‌تواند منفی (مثلاً شکل ۳-۱-۵) و یا مثبت (مثلاً شکل ۳-۱-۱۳) باشد. باید توجه داشت داده‌های سرعت افقی تنها در پنج نقطه در جهت قائم اندازه‌گیری شده و مانند سایر پارامترها دارای تفکیک خیلی خوبی در جهت قائم نیست.

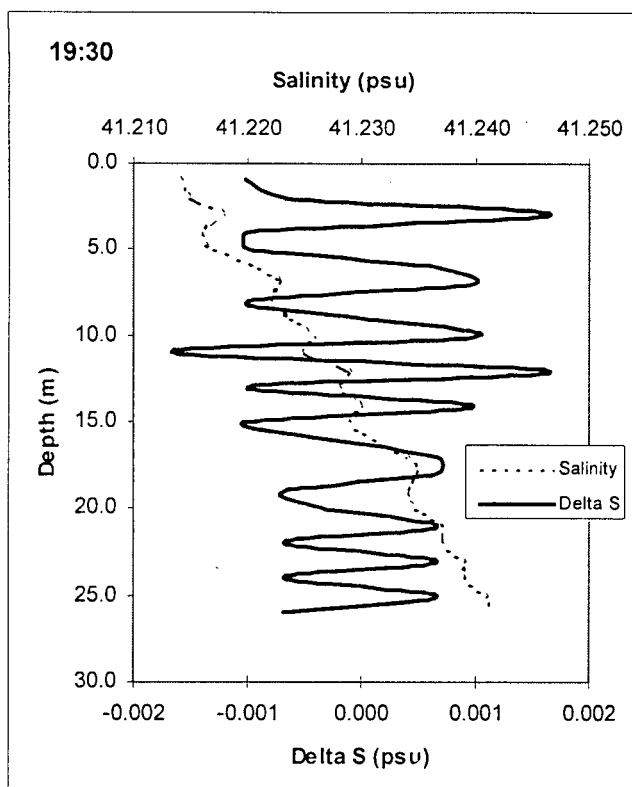


شکل ۳-۱-۵ نمای سرعت افقی و میانگین آن برحسب عمق در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹ ژوئن ۲۰۰۰

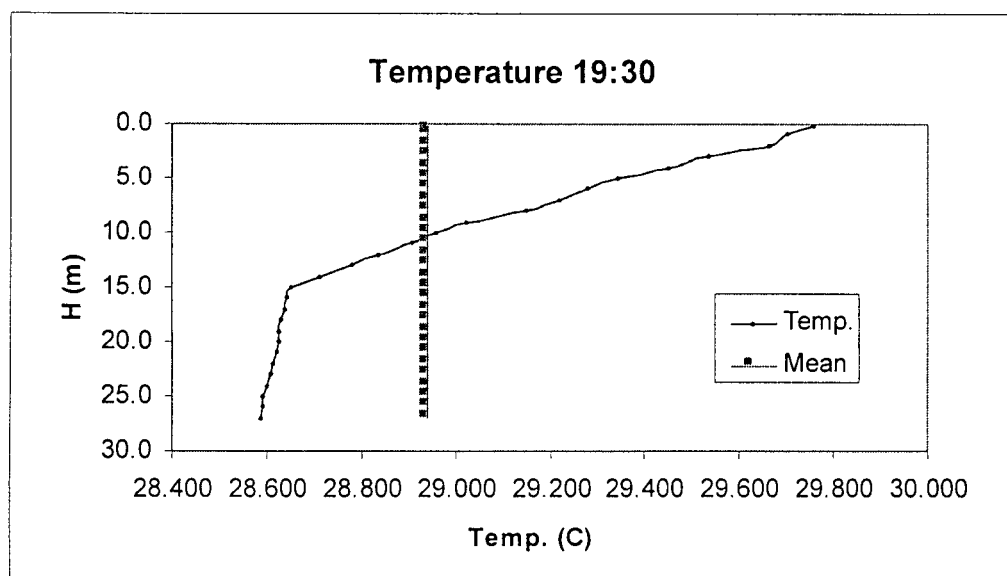
در شکل ۳-۱-۵ نمایی از توزیع سرعت افقی در جهت قائم که در آن مدهای نرمال دیده می‌شود، در این شکل مقدار میانگین سرعت نیز مشخص شده است.



شکل ۳-۱-۶ نمای شوری، میانگین متحرک ۳ نقطه‌ای شوری و میانگین کلی شوری برحسب عمق در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹ ژوئن ۲۰۰۰



شکل ۳-۱-۷ نمای منحنی شوری و انحراف از میانگین ۳ نقطه‌ای شوری برحسب عمق در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹ ژوئن ۲۰۰۰

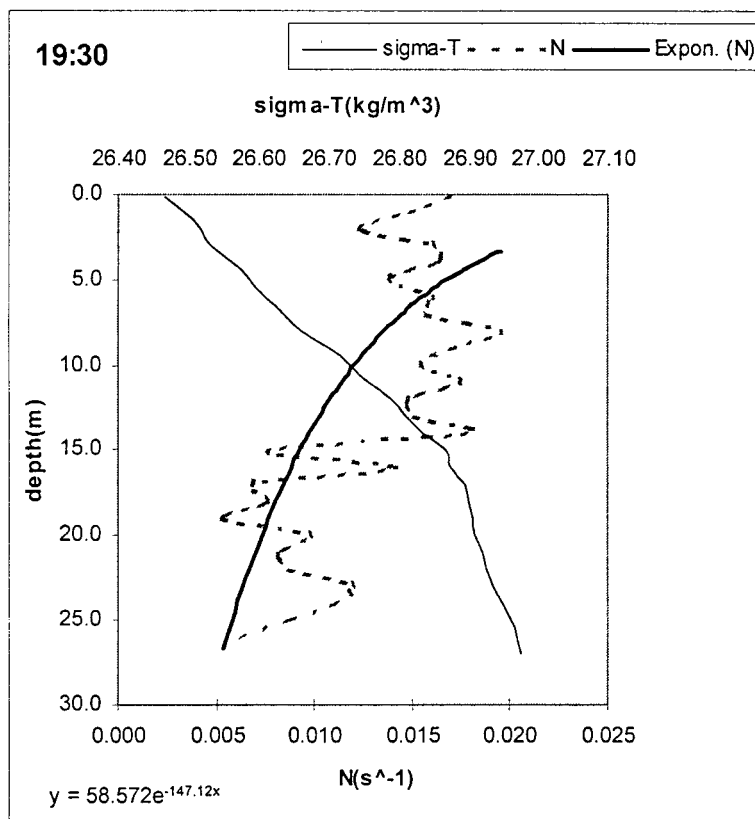


شکل ۳-۱-۸ نمای منحنی دما و میانگین دما برحسب عمق در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹ ژوئن ۲۰۰۰

همچنین برای محاسبه فرکانس شناوری از رابطه زیر که قبلاً هم ذکر شده، استفاده می‌کنیم:

$$N = \left[\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta z} \right]^{1/2}$$

در ضمن اگر $N^2 > 0$ باشد محیط پایدار و اگر $N^2 = 0$ باشد محیط خنثی و اگر $N^2 < 0$ محیط دارای شرایط ناپایداری است. در شکل زیر منحنی فرکانس شناوری (N) بر حسب عمق و همچنین منحنی σT بر حسب عمق رسم شده‌اند.



شکل ۳-۱-۹ نمای منحنی چگالی و فرکانس شناوری بر حسب عمق و برازش یک منحنی نمایی به فرکانس شناوری

در صفحات بعدی ۲۱ شکل کامل از این نیمرخها که کلیه شکلهای ۳-۱-۵ تا ۳-۱-۹ را نیز در بر می‌گیرد، در زمانهای مختلف (با ذکر تاریخ و ساعت اندازه‌گیری) نمایش داده شده است.

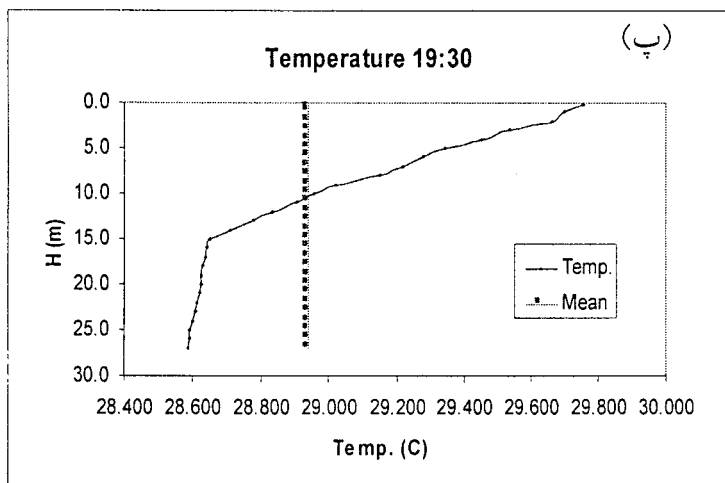
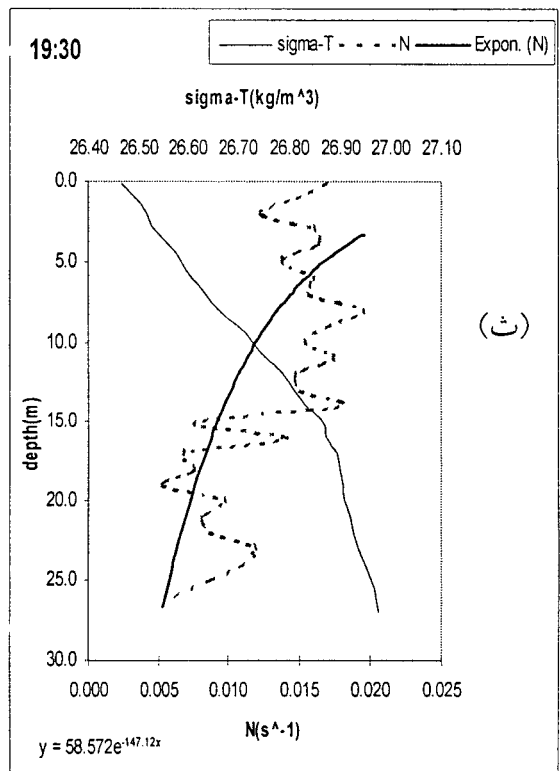
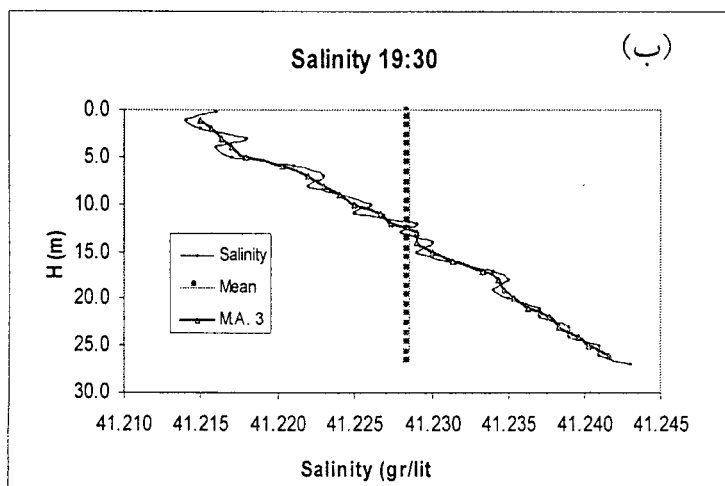
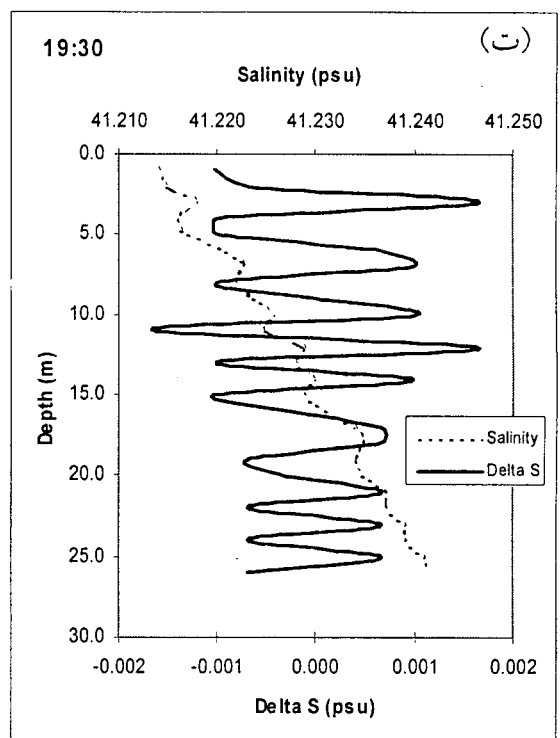
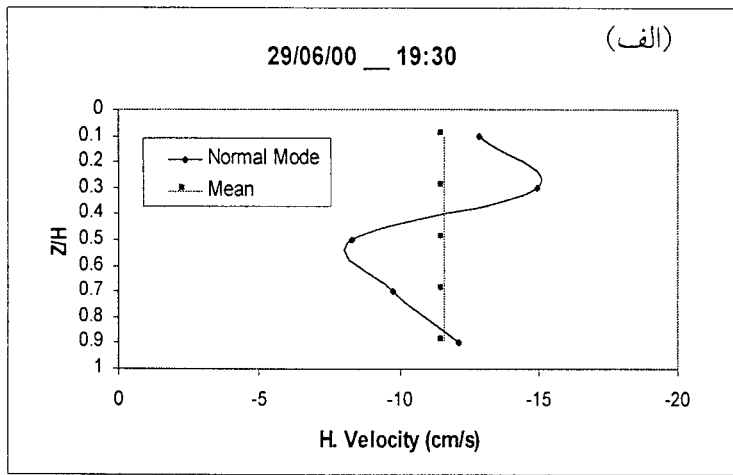
شکل ۳-۱-۱۰ (الف) نیمرخهای سرعت افقی را در ساعت ۱۹:۳۰ نشان می‌دهد که نشان دهنده حداقل دو قله است (مد ۳). در ساختار قائم نیمرخ شوری، به خصوص اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (Delta S) (شکل ۳-۱-۱۰-ت) ساختار لایه‌ای کاملاً مشهود است. این لایه‌ها متعدد بوده و ضخامت آنها در حد یک تا دو متر است. ساختار لایه‌ای در نیمرخ دما مشهود نیست که علت آن احتمالاً مربوط به این واقعیت است که پخش گرما خیلی بیشتر از پخش شوری بوده و ساختار لایه‌ای در این نیمرخها نمی‌تواند دوام داشته باشد. نیمرخ N حالت نمایی^۱ دارد و در نزدیک سطح بیشینه است. این مشابه حالت‌های آزمایشگاهی است. ساختار لایه‌ای در نیمرخ زیگماتی (sigma-T) نیز مشاهده می‌شود، که نشان می‌دهد احتمالاً تغییرات عمده زیگماتی مربوط به شوری است. بطور کلی ساختار لایه‌ای که در اینجا ملاحظه می‌شود دارای لایه‌های متعدد بوده و احتمالاً نه تنها پلوم رودخانه در آن مؤثر است بلکه حرکات جزر و مد (نزدیک کف) نیز در ایجاد این لایه‌ها مؤثر می‌باشد.

البته در مورد نیمرخ قائم سرعت افقی باید متذکر شد که نقاط اندازه‌گیری محدود است و احتمالاً لایه‌های با تفکیک ۱ تا ۲ متر که در سایر نیمرخها (با تفکیک خیلی بیشتر یعنی حدود چند ده سانتی‌متر) مشاهده می‌شود، در نیمرخهای سرعت مشاهده نمی‌شود. این یکی از نقاط ضعف اندازه‌گیری نیمرخهای قائم سرعت افقی است.

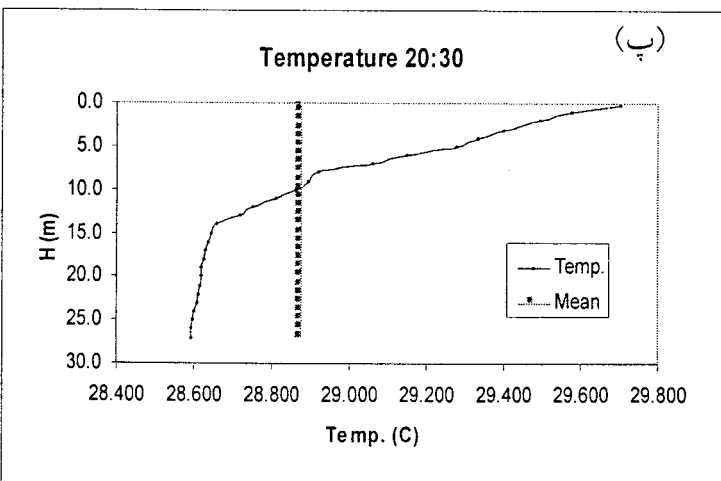
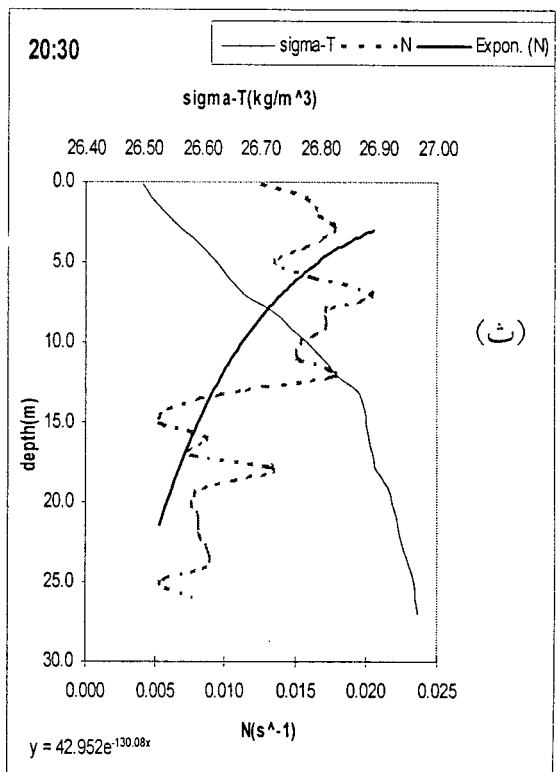
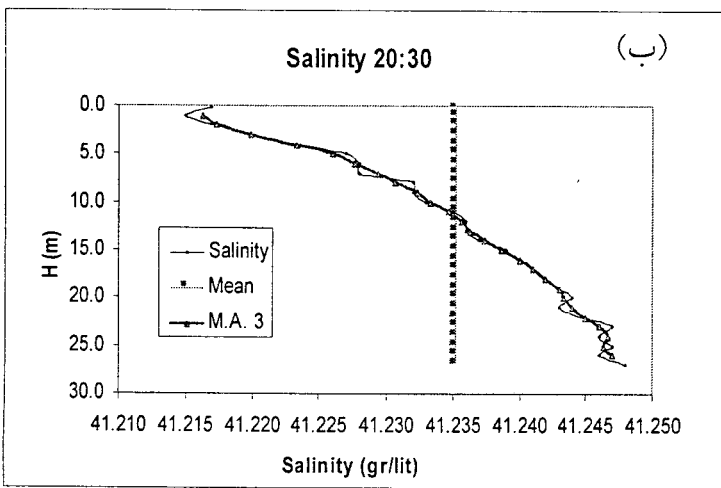
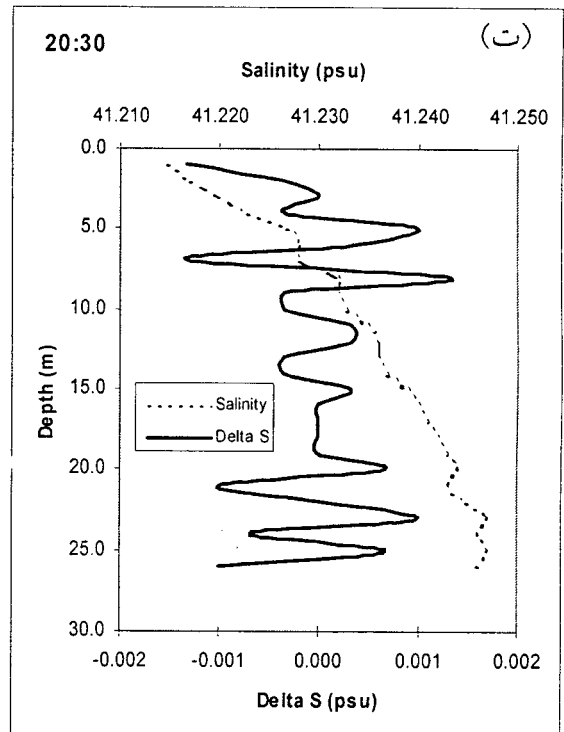
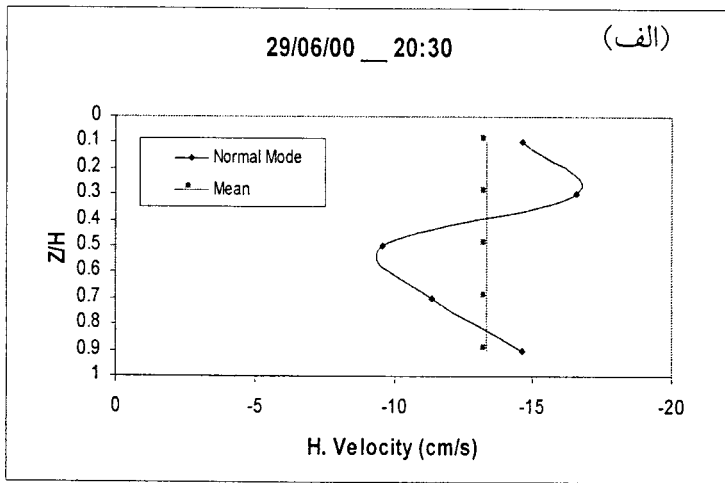
شکل ۳-۱-۱۱ برای یک ساعت بعد از نیمرخهای شکل ۳-۱-۱۰ است (یعنی ساعت ۲۰:۳۰) که در مجموع، نیمرخها مشابه است. البته نیمرخ اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (Delta S) نشان می‌دهد که لایه‌ها در بالا و پایین، مشخص‌تر ظاهر می‌شوند. نیمرخ سرعت نیز تنها مد ۳ را نشان می‌دهد که احتمالاً به دلیل محدود بودن تفکیک اندازه‌گیری سرعت افقی در جهت قائم است. در نیمرخها، قسمت‌های نزدیک کف نیز منطقه کاملاً آمیخته ملاحظه می‌شود که مربوط به تلاطم جزر و مدی در لایه نزدیک کف است.

شکل ۳-۱-۱۲ نیز مربوط به ساعت بعدی اندازه‌گیری (۲۱:۳۰) است که نشان می‌دهد اولاً ساختار قائم افقی در حال تغییر است (جریان جزر و مدی در حال معکوس شدن است) و قسمتی از آن مثبت شده است. لایه‌های مشاهده شده در اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (Delta S) نیز محدود شده‌اند و بیشتر مشابه مدهای نرمال محیط آزمایشگاهی (بخش آزمایشهای این فصل) است.

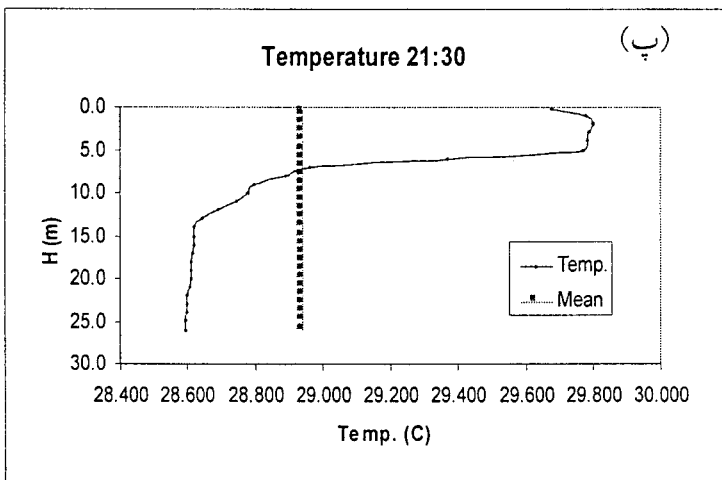
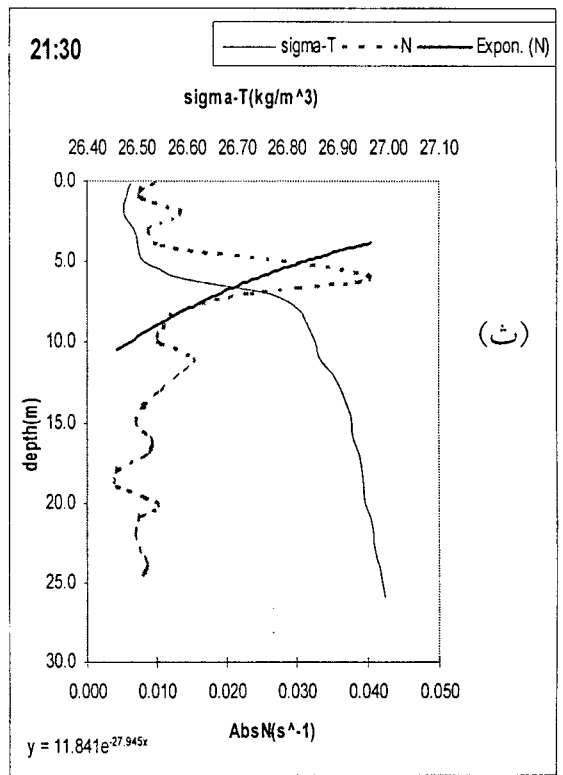
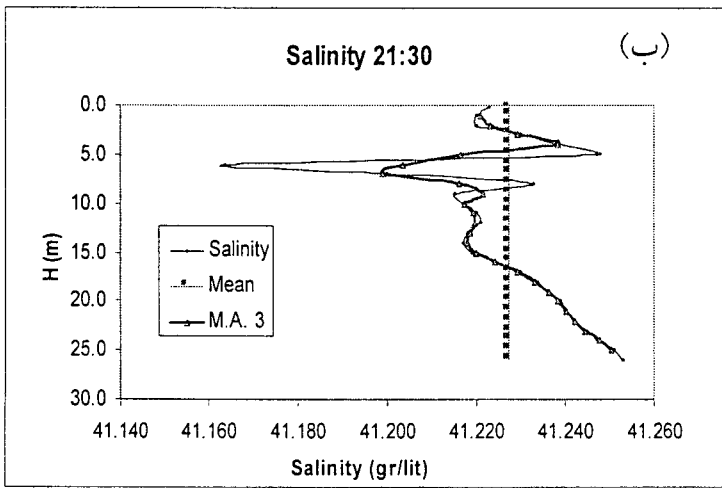
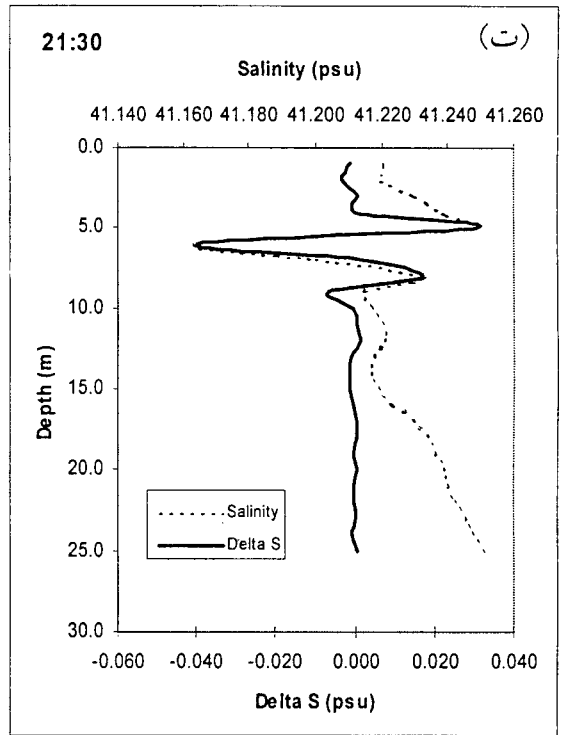
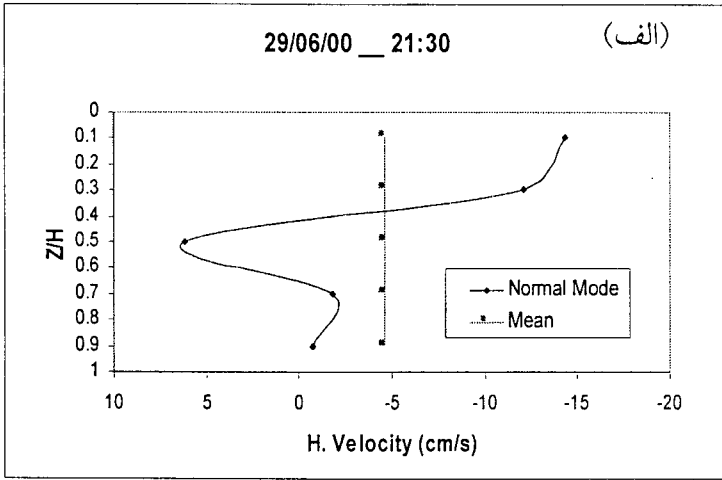
^۱exponential



شکل ۱۰-۱-۳ ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹



شکل ۳-۱-۱۱ ساعت ۲۰:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹



شکل ۱۲-۱-۳ ساعت ۲۱:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹

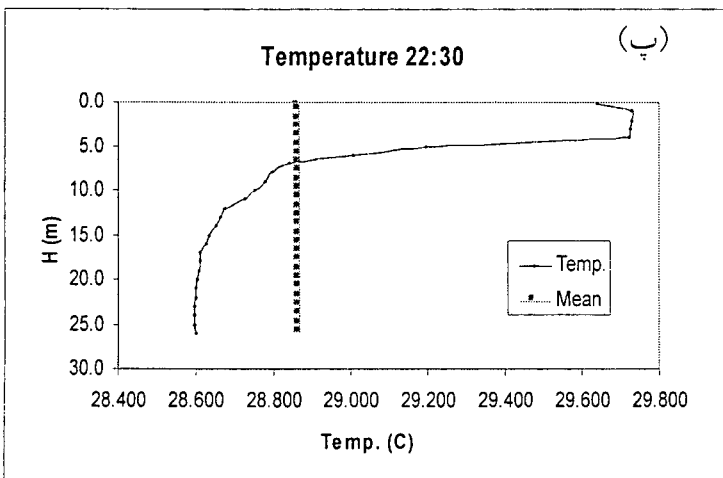
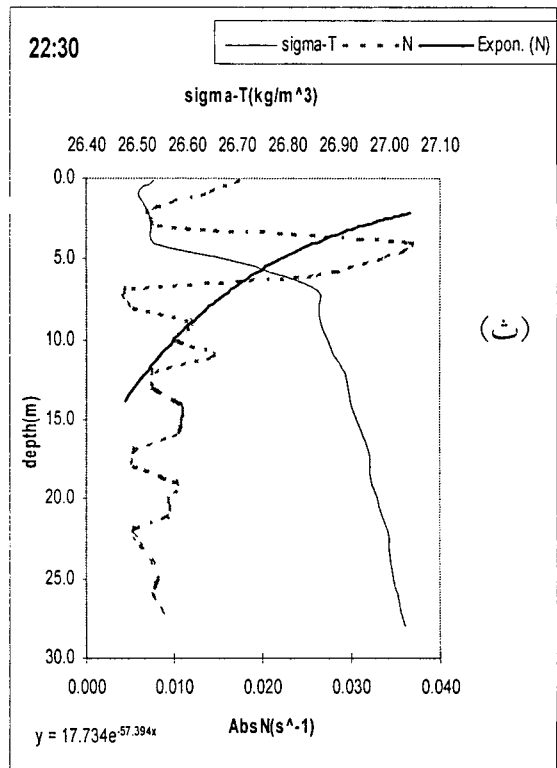
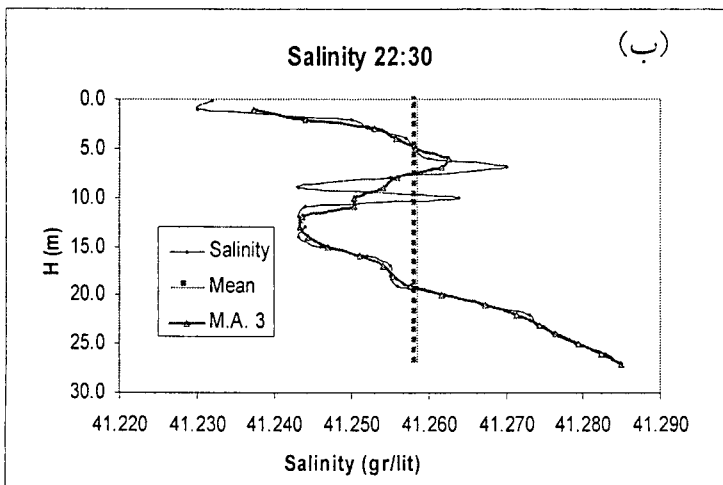
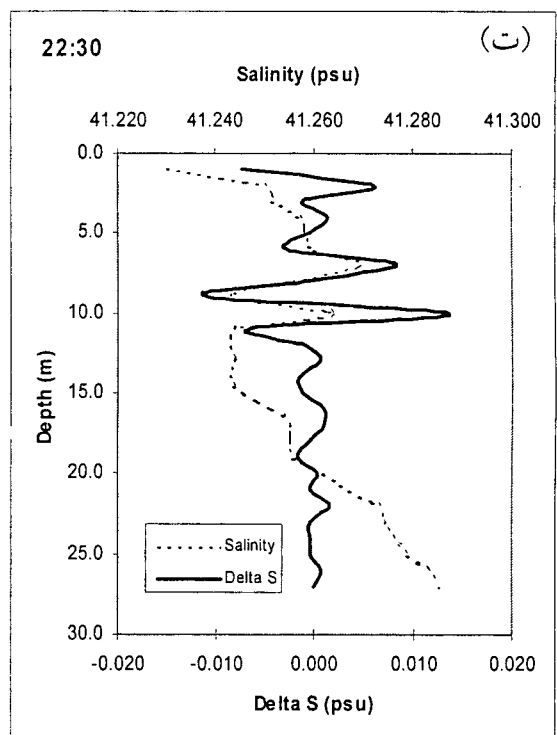
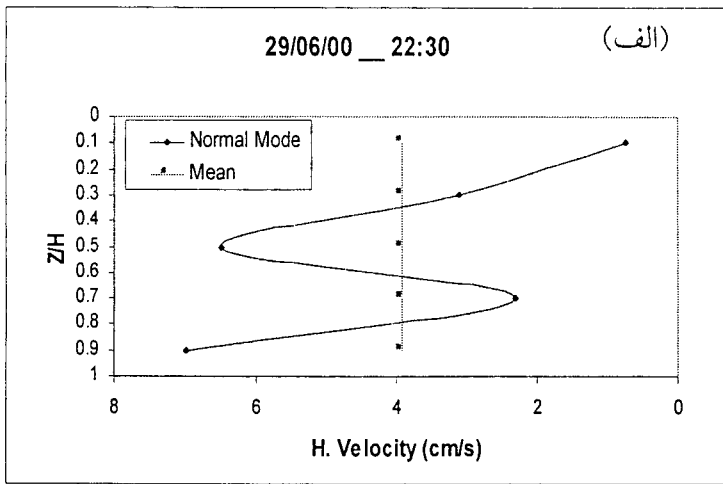
لایه‌های قسمت تحتانی تقریباً محو شده‌اند. این نیمرخها نشان می‌دهند که جزر و مد، علاوه بر پلوم رودخانه عامل مؤثر دیگری است و در ایجاد لایه‌های برشی مربوط به مدهای نرمال امواج داخلی شرکت می‌کنند. تعداد لایه‌های مشخص نزدیک سطح پنج و ضخامت آنها حدود ۲ متر است.

شکل ۳-۱-۱۳ مربوط به یک ساعت بعد (۲۲:۳۰) خیلی شبیه به نیمرخهای شکل ۳-۱-۱۲ است. البته در این حالت متوسط سرعت افقی به کلی مثبت شده (جزر و مد نسبت به ساعات اولیه اندازه‌گیری کاملاً معکوس شده است) و تعداد قله‌ها نیز ۲ است که البته مجدداً یادآوری می‌شود که فواصل اندازه‌گیری در جهت قائم در نیمرخ سرعت افقی نسبتاً زیاد و احتمال اینکه لایه‌های بیشتری وجود داشته باشند قابل بررسی است، همچنان که لایه‌های بیشتری در نیمرخ ساختار شوری ملاحظه می‌شود.

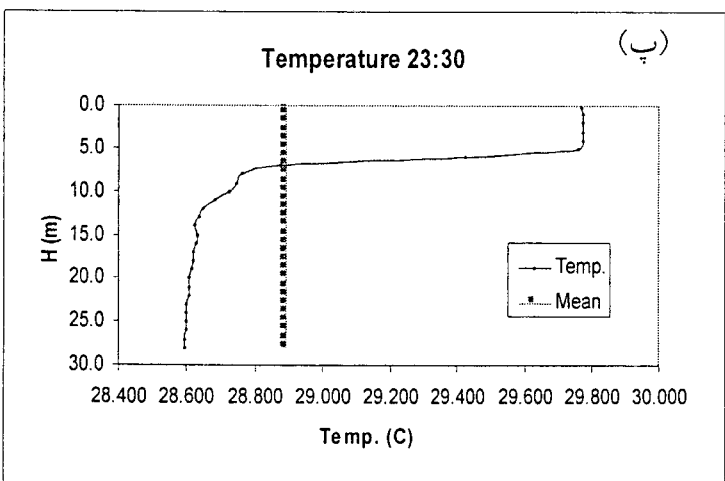
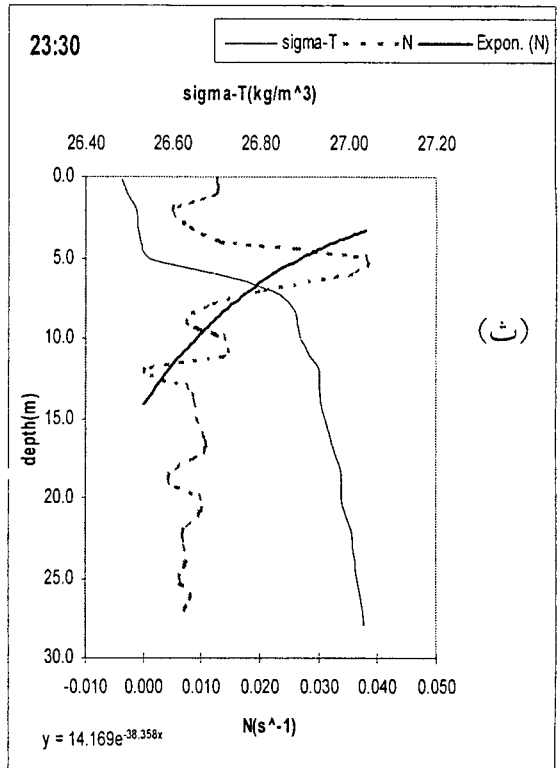
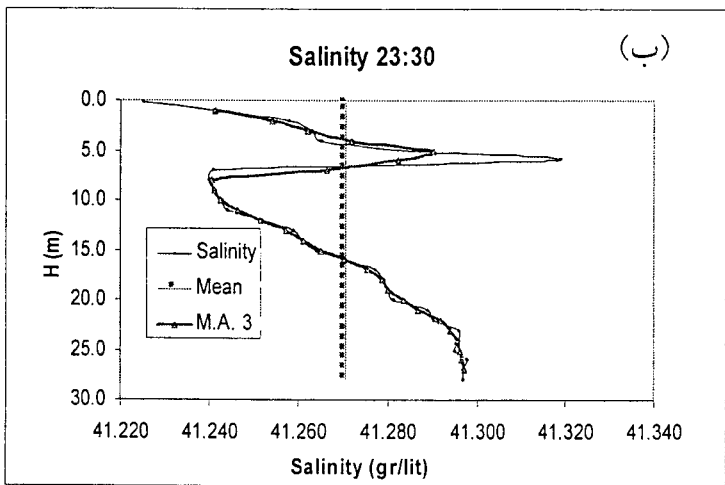
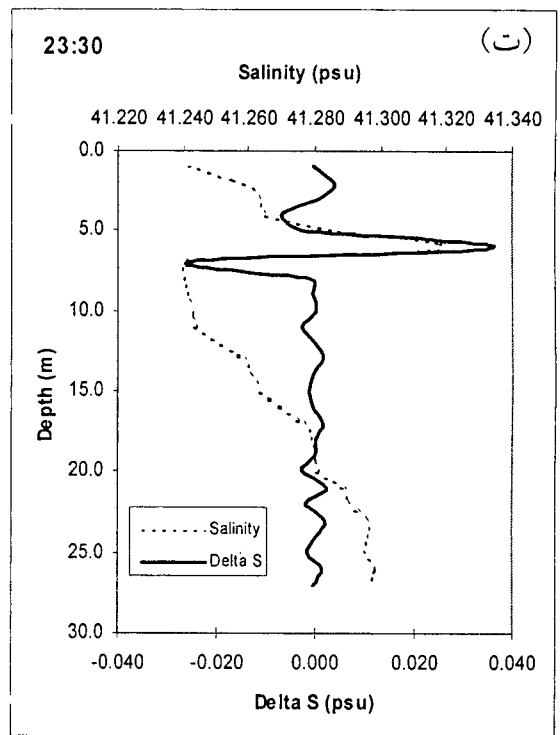
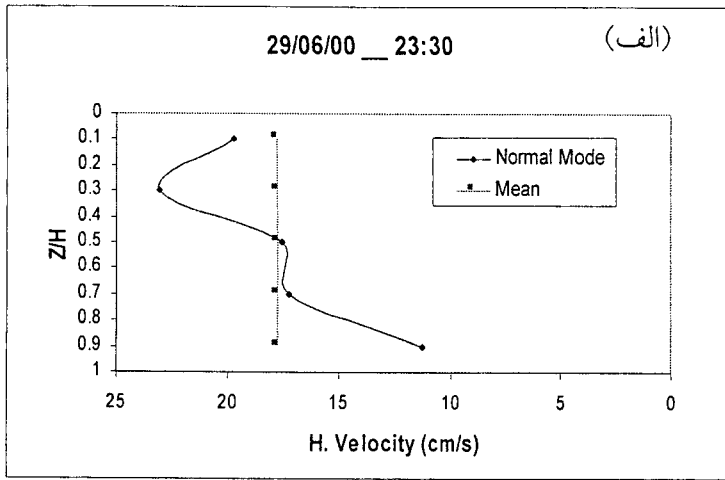
ساختار قائم شوری، لایه‌های متعددی را در قسمت بالایی نیمرخ (شش تا هفت لایه) نشان می‌دهد که با مدل آزمایشگاهی قابل مقایسه کیفی است. نمونه عدد ریچاردسون^۱ در این نیمرخها بطور متوسط حدود ۱۰ است که نشان دهنده پایداری قابل ملاحظه آب در این مناطق می‌باشد. بنابراین ساختار لایه‌ای با وجود برش از نظر پایداری کاملاً پایدار است. لازم به تذکر است که بطور محلی توزیع قائم زیگماتی (مثلاً در عمق حدود ۶ متری) از نظر استاتیکی حالت ناپایدار دارد که قابل ملاحظه نیست و در زمان کوتاه می‌تواند از بین برود.

شکل ۳-۱-۱۴ نیز مربوط به یک ساعت بعد است (ساعت ۲۳:۳۰) که مشابه نیمرخهای یک ساعت قبل آن است. البته لایه‌ها در نیمرخ سرعت بیشتر بوده ولی در نیمرخ اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (Delta S) تعداد لایه‌ها محدودتر است (سه لایه). در این حالت نیمرخ شوری خیلی مشابه نیمرخ سرعت افقی است. نیمرخ دما نیز نشان می‌دهد که تنها در قسمت میانی، گرادیان شدید دما وجود دارد درحالی‌که یک لایه در قسمت سطحی و یک لایه در قسمت کف تقریباً آمیخته است. مدهای نرمال تنها در قسمتی با گرادیان زیاد قابل رؤیت است. همینطور متوسط سرعت افقی در نیمرخ مثبت است و نشان می‌دهد جزر و مد کاملاً نسبت به حالات اولیه معکوس شده است.

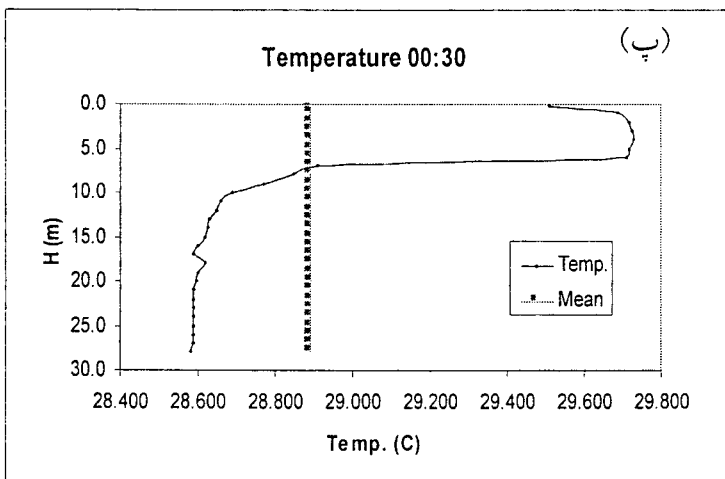
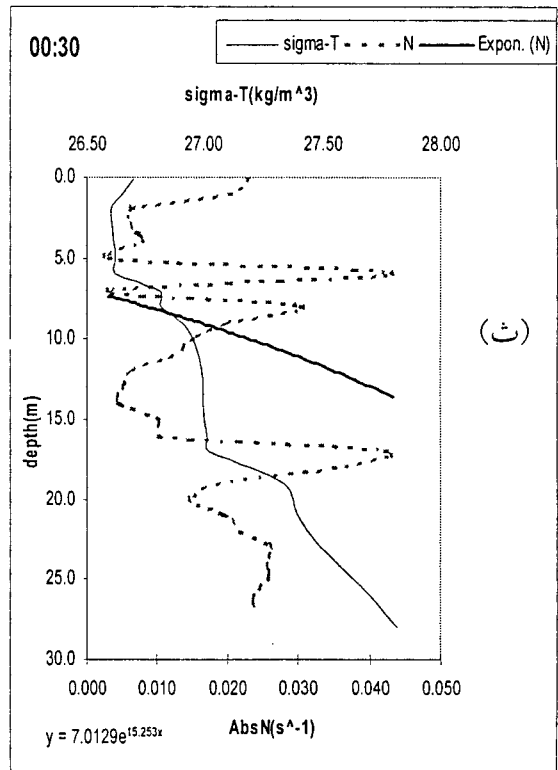
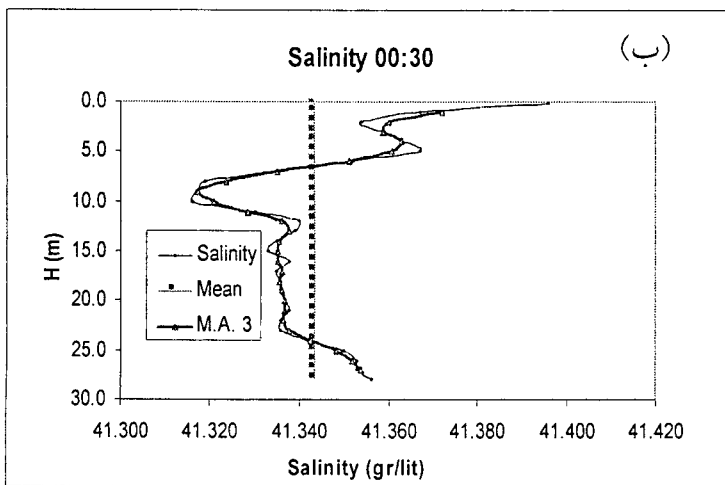
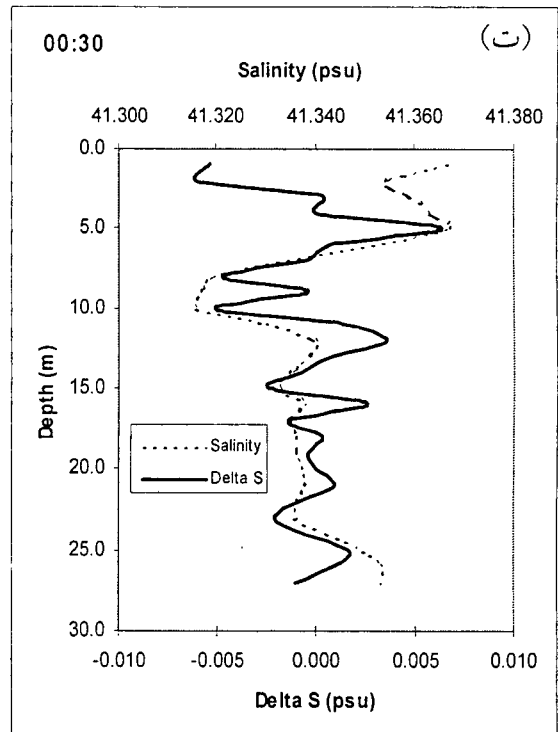
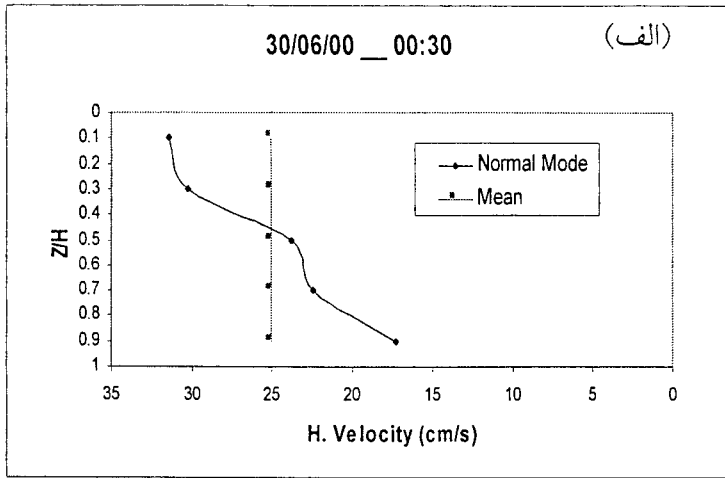
$$^1 Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2}$$



شکل ۳-۱-۳ ساعت ۲۲:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹



شکل ۱-۳-۱۴ ساعت ۲۳:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹



شکل ۳-۱-۱۵ ساعت ۰۰:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

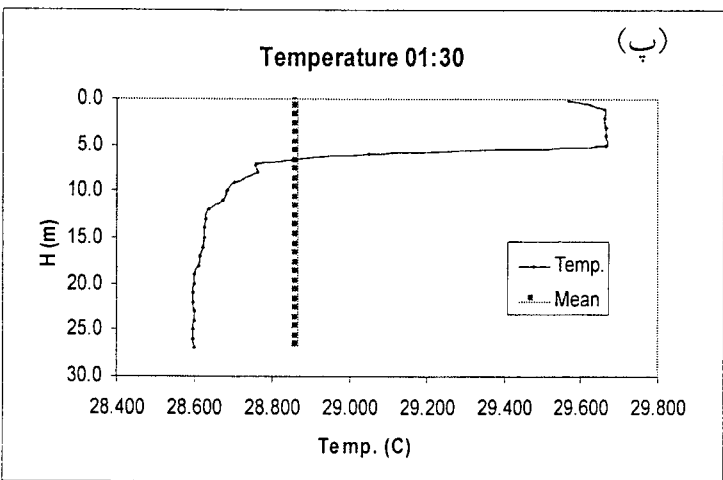
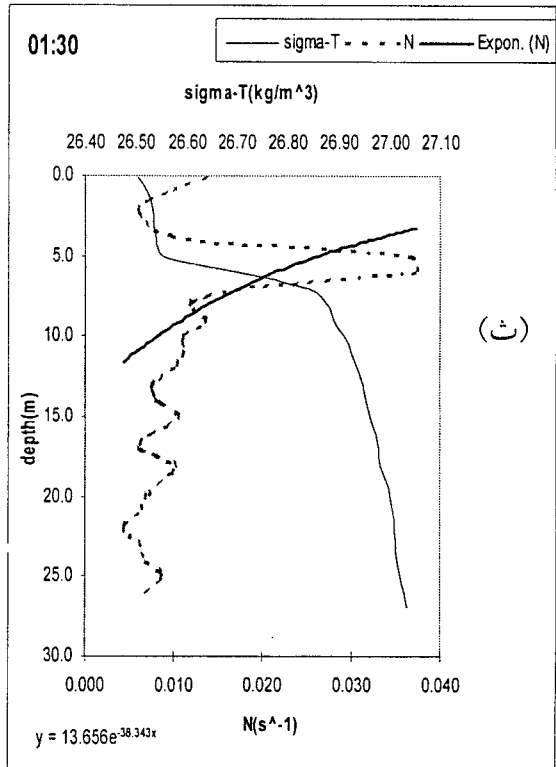
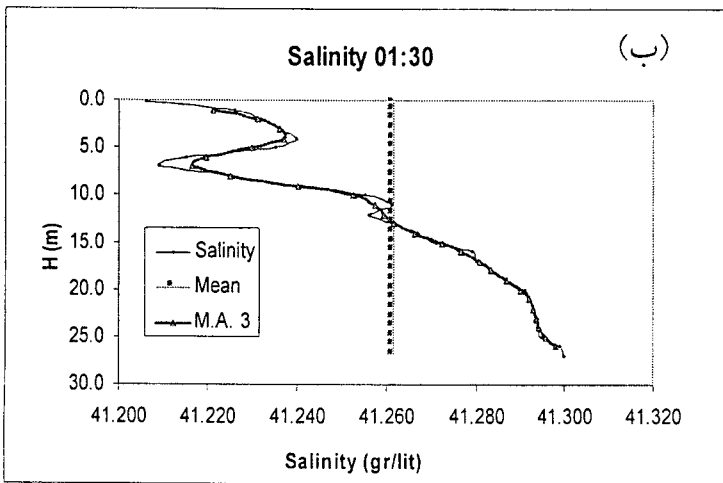
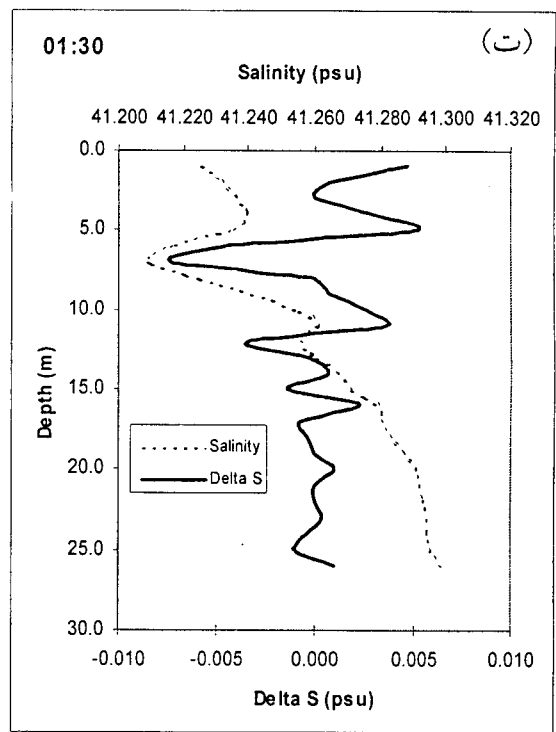
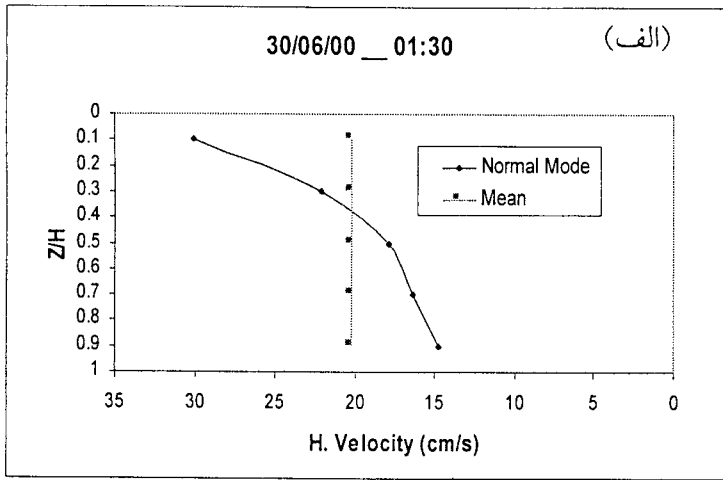


شکل ۳-۱-۱۵ نیز ساختار قائم پارامترهای مختلف را برای ساعت ۰۰:۳۰ مورخ ۳۰ ژوئن ۲۰۰۰ نشان می‌دهد. تعداد لایه‌ها در این وضعیت نسبت به ساعت قبل افزایش پیدا کرده به خصوص در ساختار قائم اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (ΔS) یعنی حدود شش تا هفت لایه است. ساختار قائم نیمرخ زیگماتی نیز در این حالت پیچیده‌تر است. البته بطور کلی ساختار لایه‌ای در نیمرخ شوری کاملاً مشهود است. نیمرخ قائم سرعت افقی نیز دارای برش متوسط قابل ملاحظه است و در عین حال نمونه مقدار عدد ریچاردسون (Ri) آن حدود ۲ است که پایداری نسبی ستون آب را نشان می‌دهد. لازم به ذکر است که بطور محلی توزیع قائم زیگماتی حالت ناپایداری را نشان می‌دهد. در این مکانها احتمال ایجاد جریانهای غیرهمچگال^۱ زیاد است (فدروف ۱۹۷۹). نیمرخ دما نیز دو لایه آمیخته یکی در قسمت سطحی (منطقه پلوم رودخانه) و دیگری در قسمت نزدیک کف (در اثر جزر و مد) را نشان می‌دهد.

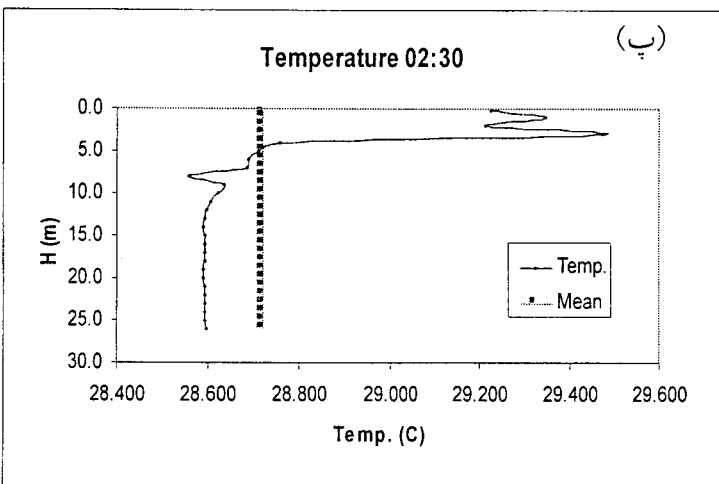
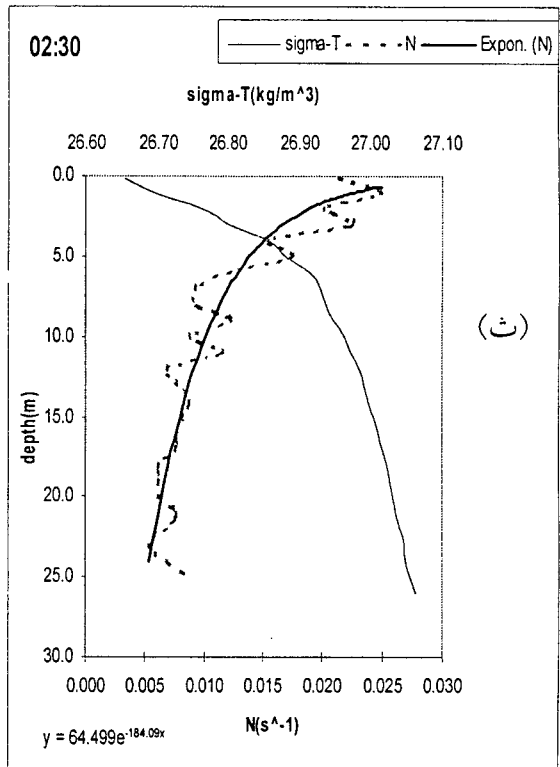
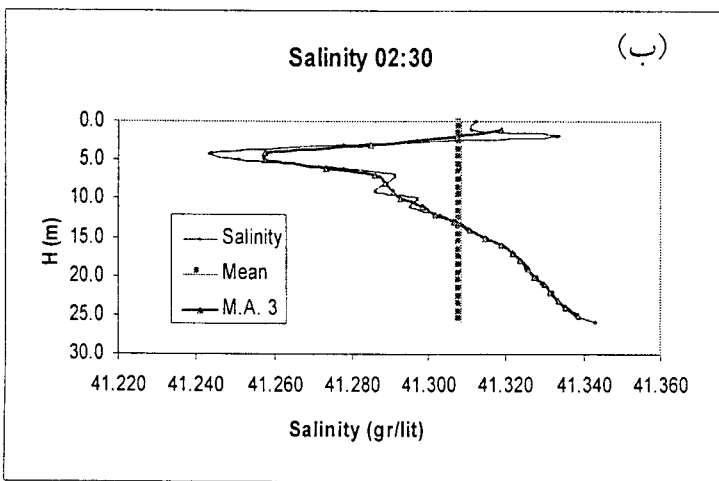
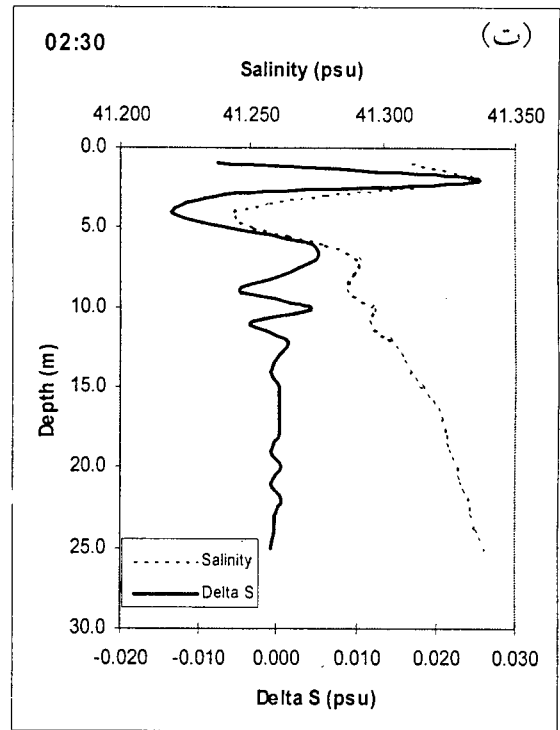
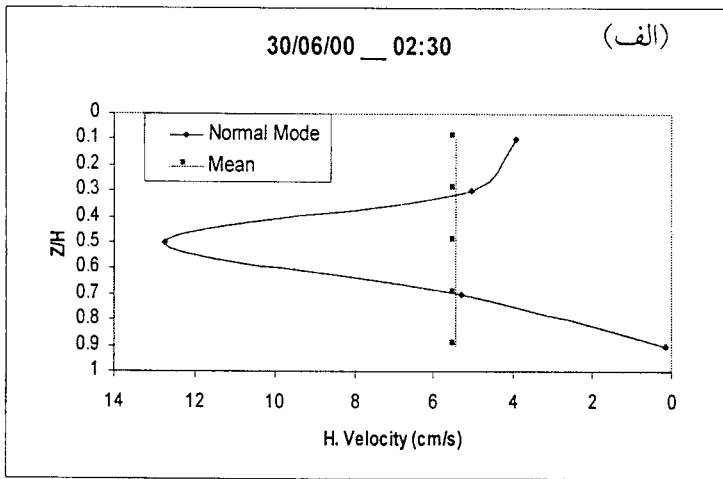
شکل ۳-۱-۱۶ نیمرخهای پارامترهای مختلف را برای ساعت ۰۱:۳۰ نشان می‌دهد که مشابه وضعیت ساعت قبلی است. در نیمرخ سرعت افقی مدهای نرمال قله‌ای مشاهده نمی‌شوند و سرعت متوسط نیز مثبت و نسبتاً زیاد است. احتمالاً این زمانی است که چرخه جزر و مدی در حال معکوس شدن است. ساختار لایه‌ای در قسمت فوقانی نیمرخ شوری (بویژه نیمرخ اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای ΔS) مشهود بوده و تعداد لایه‌ها نیز حدود ۵ تا ۷ است. همچنین ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر به نظر می‌رسد. نیمرخ دما نشان می‌دهد که لایه‌های آمیخته در قسمت‌های تحتانی و فوقانی ستون آب قابل مشاهده است.

شکل ۳-۱-۱۷ نیمرخهای قائم پارامترهای مختلف را برای ساعت ۰۲:۳۰ نشان می‌دهد. سرعت افقی در حال کم شدن و ایجاد ساختار مدی است. در نیمرخ اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (ΔS) لایه‌های مشخصی در قسمت فوقانی ستون آب دیده می‌شوند. تعداد لایه‌ها حدود پنج است. توزیع N شبیه به حالت پلوم در "مخزن در حال پر شدن" می‌باشد. جالب توجه است که در این ساعت ساختار لایه‌ای در نیمرخ دما نیز قابل مشاهده است. لایه‌ها تنها در قسمت فوقانی نیمرخ به خوبی قابل مشاهده بوده و ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر است.

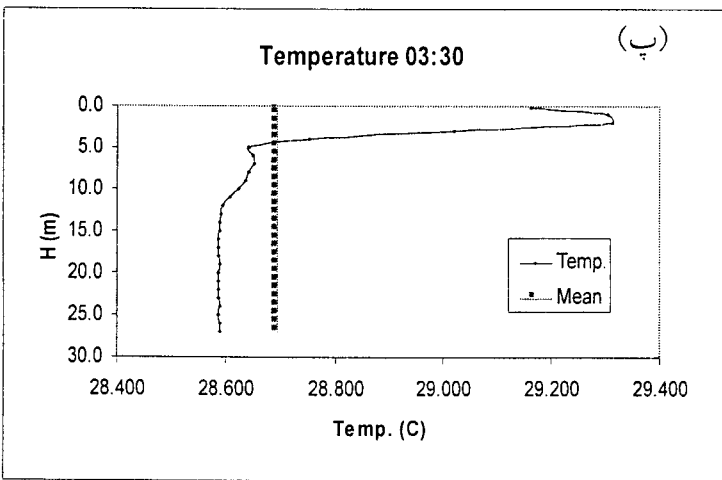
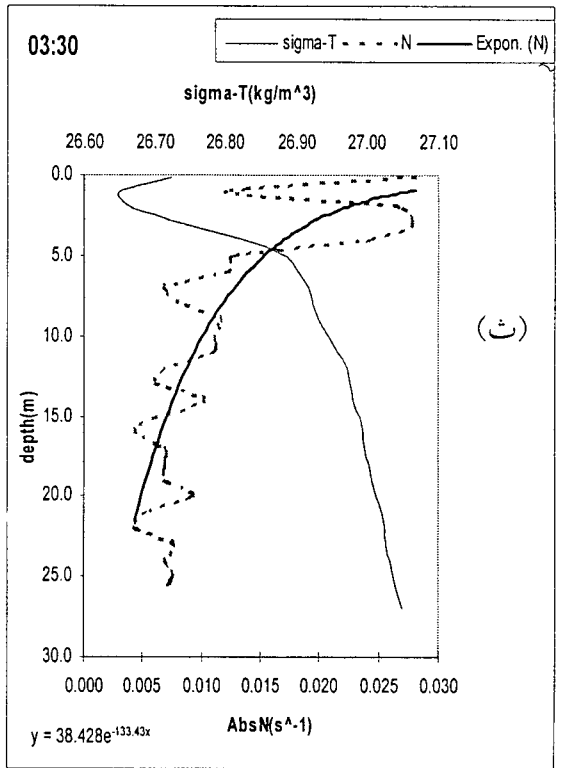
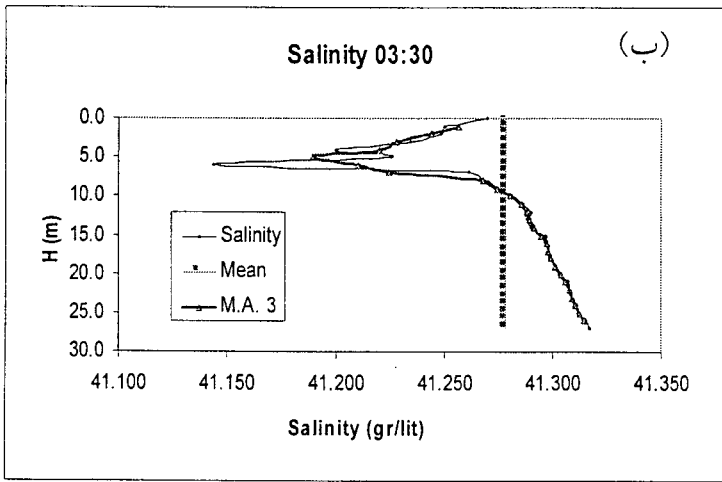
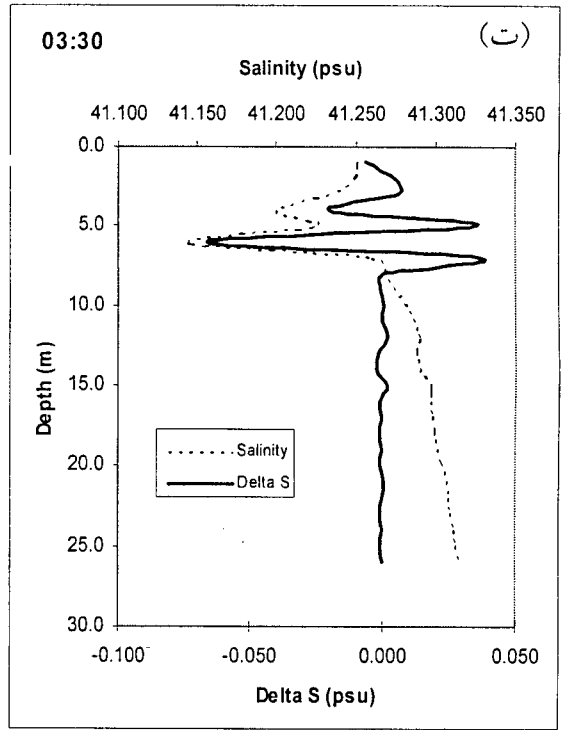
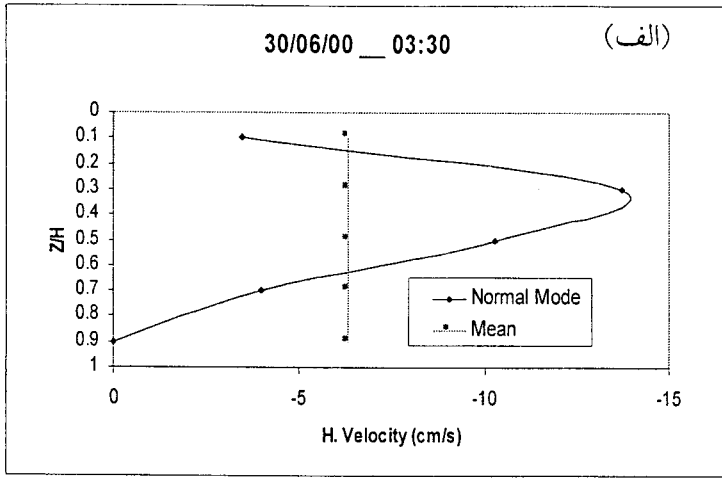
^۱non-isopycnal



شکل ۳-۱-۱۶ ساعت ۰۱:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۱-۳-۱۷ ساعت ۰۲:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۱۸ ساعت ۰۳:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

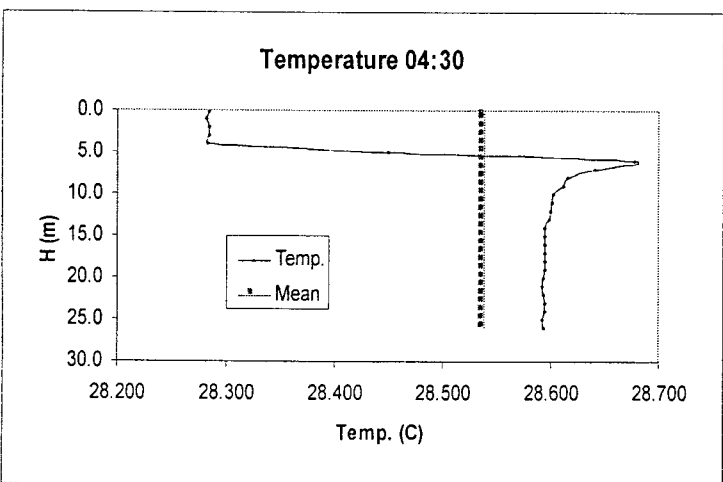
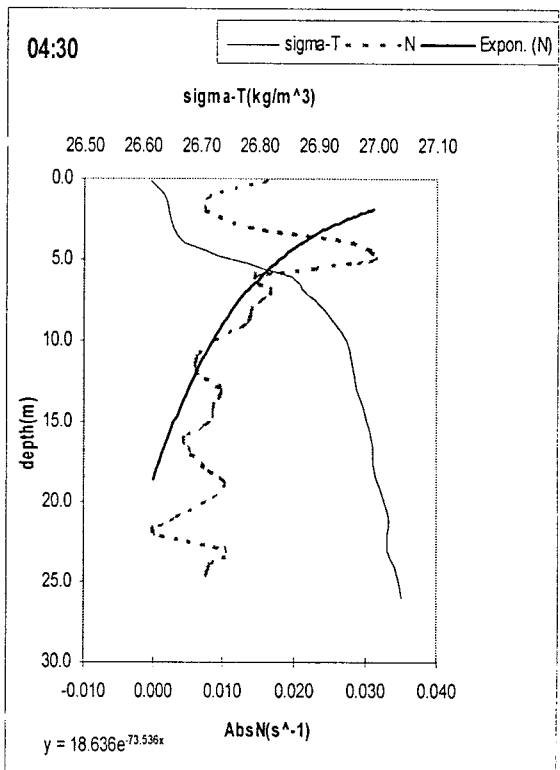
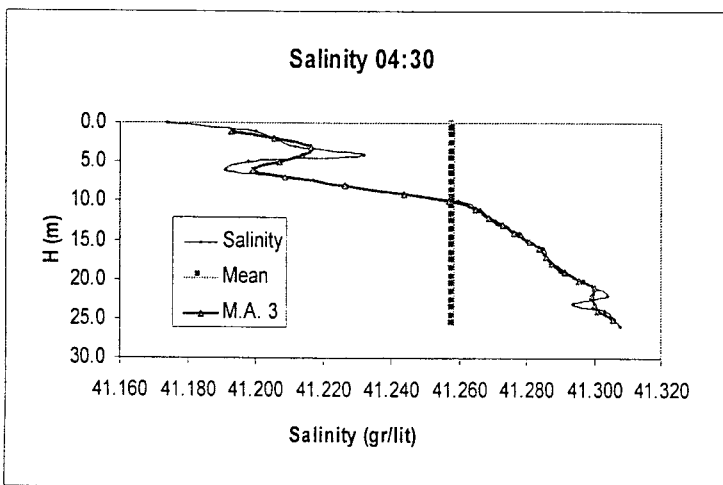
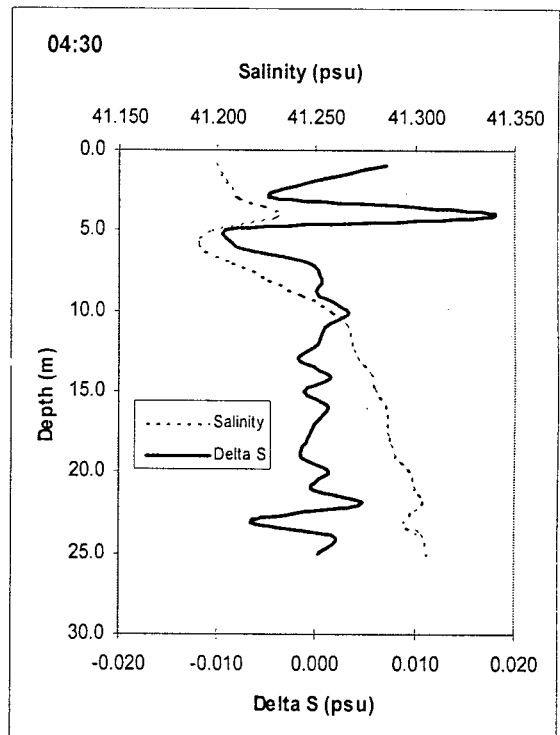
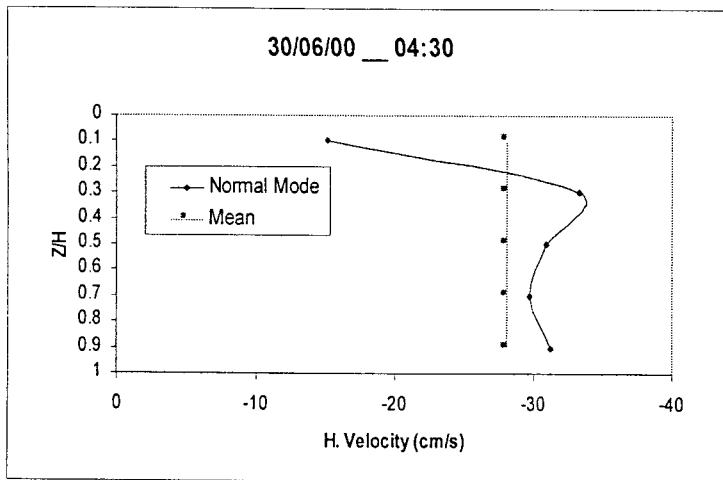
شکل ۳-۱-۱۸ مشابه حالات قبل می‌باشد. نیمرخ سرعت افقی به کلی معکوس شده است (با سرعت میانگین منفی). ساختار لایه‌ای نیز در قسمت فوقانی ستون آب به ویژه در نیمرخ قائم اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (ΔS) مشاهده می‌شود. تعداد لایه‌ها حدود پنج و ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر است. نیمرخ دما، دو لایه نسبتاً یکنواخت در قسمت‌های فوقانی و کف ستون آب را نشان می‌دهد. نمونه اختلاف دما (ΔT) بین لایه فوقانی و لایه نزدیک کف حدود ۰/۷ درجه سانتی‌گراد است.

شکل ۳-۱-۱۹ نیمرخها را برای ساعت ۰۴:۳۰ نشان می‌دهد. مجدداً ساختار لایه‌ای در قسمت‌های فوقانی تا (حدی نزدیک سطح) مشاهده می‌شود. سرعت متوسط ستون آب کاملاً منفی شده (جریان به طرف غرب) و ایجاد ساختار مدهای نرمال در ستون آب مشهود است.

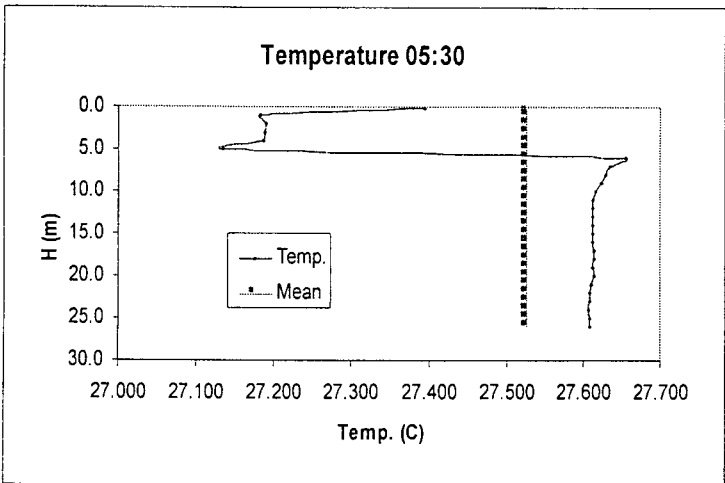
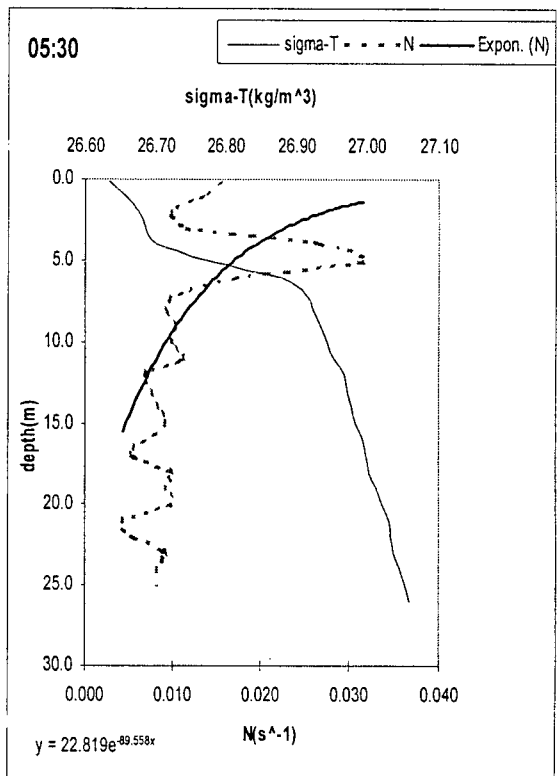
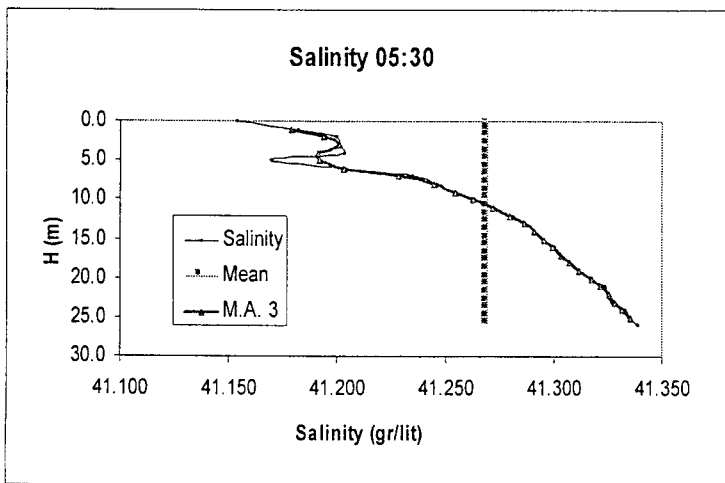
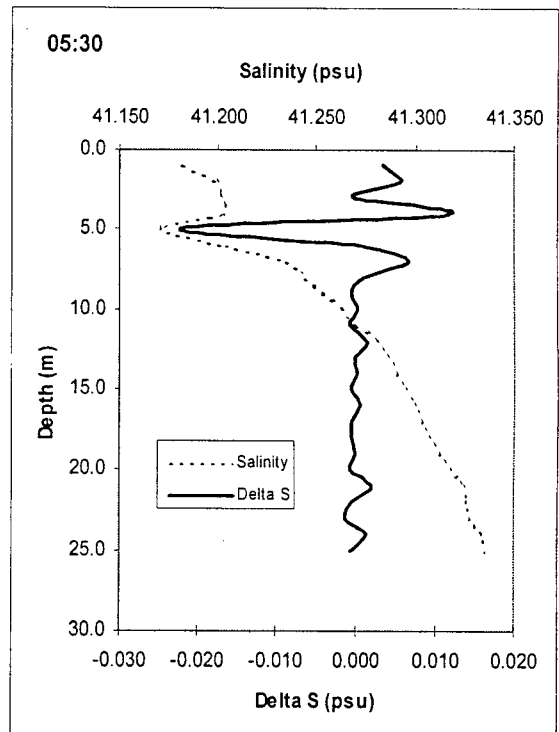
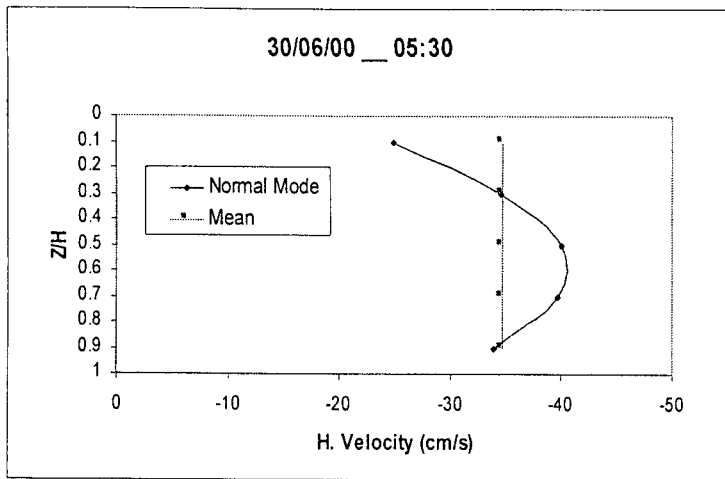
لازم به ذکر است که گذشت زمان موجب تغییرات شدید مدهای نرمال و بنابراین لایه‌ها (از نظر تعداد و تا حدی ضخامت) می‌شود و نسبت به مدهای نرمال آزمایشگاهی که در بخش بعدی ارائه می‌شوند، پیچیده‌تر است. نیمرخ دما در این ساعت نسبت به حالت‌های قبل وارونه شده و در این حالت لایه سطحی نسبت به قسمت‌های تحتانی آن سردتر است (در حدود ۰/۳ درجه سانتی‌گراد). این پدیده مربوط به تغییرات لایه سطحی در اثر فرارفت افقی و یا به عبارتی تغییرات افقی لایه پلوم رودخانه است.

شکل ۳-۱-۲۰ نیمرخهای پارامترهای مختلف را برای ساعت ۰۵:۳۰ نشان می‌دهد. ساختار لایه‌ای مجدداً در قسمت فوقانی ستون آب بویژه در نیمرخ قائم اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (ΔS) کاملاً مشاهده می‌شود. تعداد لایه‌ها پنج و ضخامت آنها عمدتاً ۲ متر بنظر می‌رسد. مجدداً نیمرخ دما نشان دهنده یک لایه سردتر در قسمت فوقانی نسبت به سایر قسمت‌های ستون آب است.

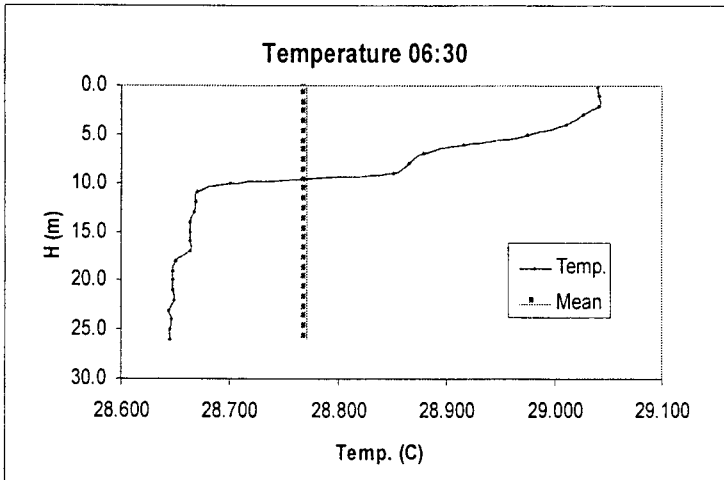
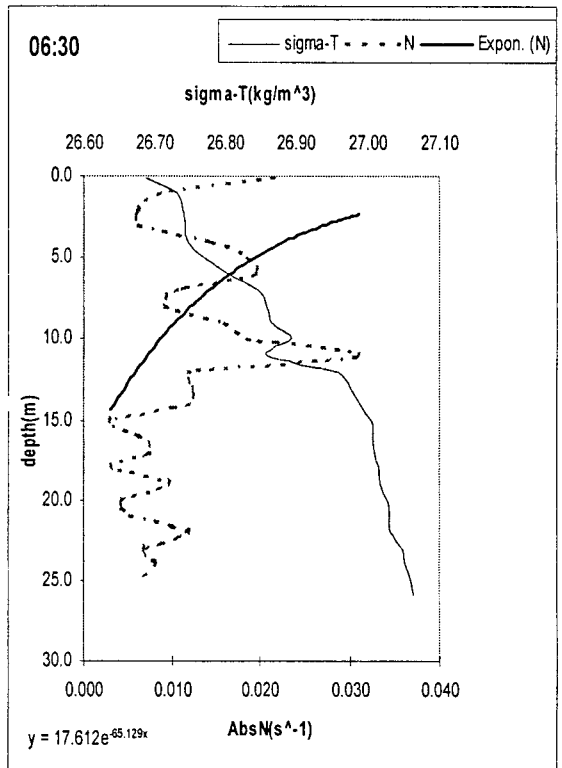
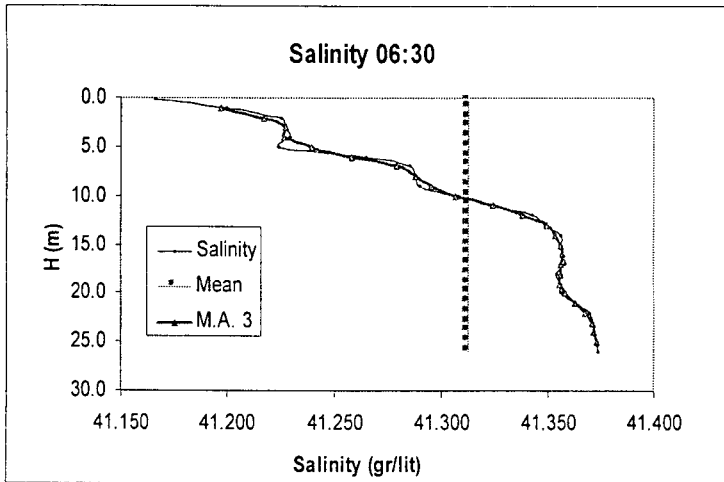
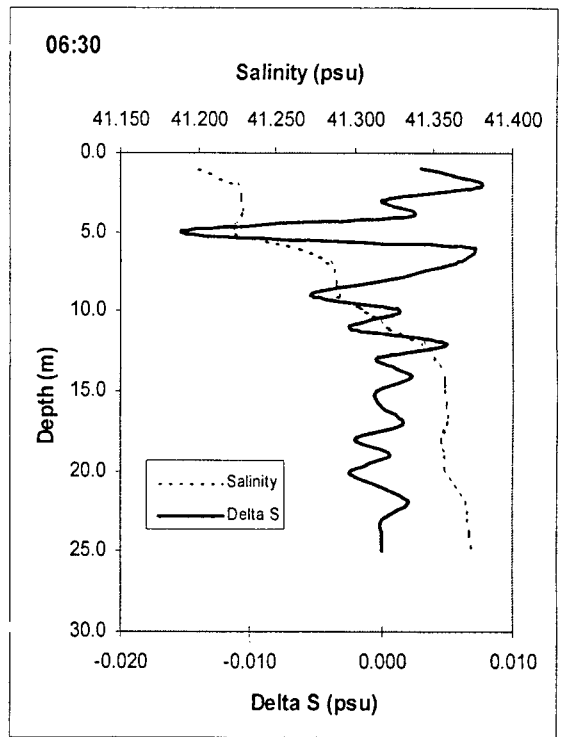
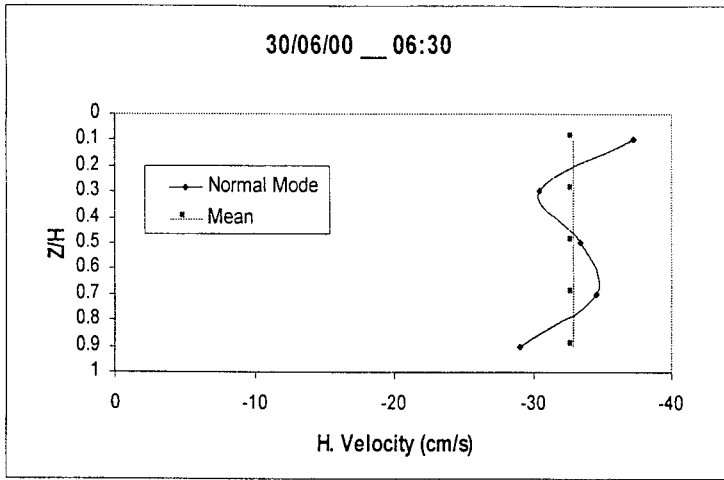
شکل ۳-۱-۲۱ ساعت ۰۶:۳۰ را نشان می‌دهد که مشابه حالات قبل است. نیمرخ سرعت متوسط منفی و ساختار مدی در آن قابل مشاهده است. لایه‌های مربوط به امواج داخلی عمدتاً در قسمت فوقانی ستون آب قابل ملاحظه است. ساختار لایه‌ای نسبت به حالات قبل پیچیده‌تر است. حالت لایه‌ای در نیمرخ دما نیز دیده می‌شود. در این حالت لایه فوقانی نسبت به ساعت قبل تغییر کرده و گرمتر شده است (نسبت به سایر حالت‌ها در شکل‌های قبلی) و اندازه اختلاف دما حدود ۰/۴ درجه سانتی‌گراد است. نیمرخ زیگماتی نشان می‌دهد که بطور موضعی در برخی عمق‌ها ستون آب از نظر پایداری استاتیکی، ناپایدار است.



شکل ۳-۱-۱۹ ساعت ۰۴:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۰ ساعت ۰۵:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۱ ساعت ۰۶:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

شکل ۳-۱-۲۲ نیمرخهای پارامترهای مختلف ستون آب را برای ساعت بعدی اندازه‌گیری (۰۷:۳۰) نشان می‌دهد. در این حالت ساختار لایه‌ای پیچیده‌تر و مشابه حالت ساعت اول اندازه‌گیری (۱۹:۳۰) است. البته ساختار قائم شوری حالت لایه‌ای و دارای دو قسمت است. تعداد لایه‌ها در نیمرخ ΔS متعدد است ولی تعداد آنها در نیمرخ شوری حدود شش و با ضخامت در حدود ۲ متر می‌باشد. نیمرخ دما نیز کمی حالت لایه‌ای را نشان می‌دهد ولی عمدتاً دارای دو لایه فوقانی و تحتانی است بخصوص نزدیک کف یکنواخت است.

شکل ۳-۱-۲۳ نیمرخها را برای ساعت ۰۸:۳۰ نشان می‌دهد. تعداد لایه‌ها در قسمت فوقانی محدود و در سایر قسمت‌ها تقریباً از بین رفته است. تعداد لایه‌ها حدود ۳ و ضخامت آنها در حد ۲ متر است. این شکل می‌تواند مشابه حالتی باشد که توسط پلوم رودخانه ایجاد شده است.

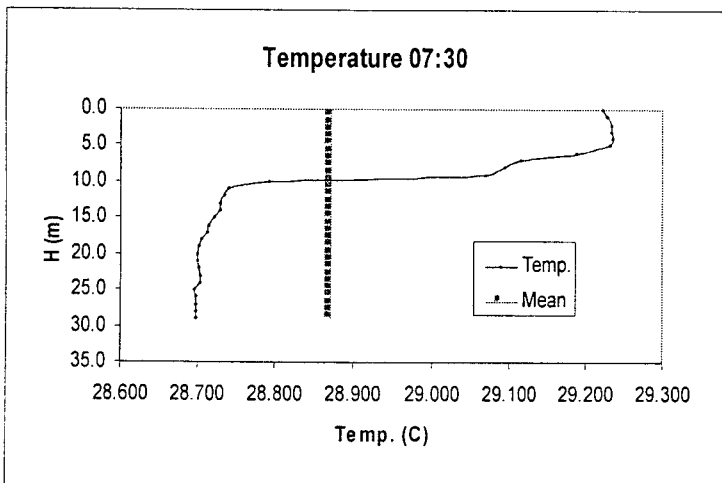
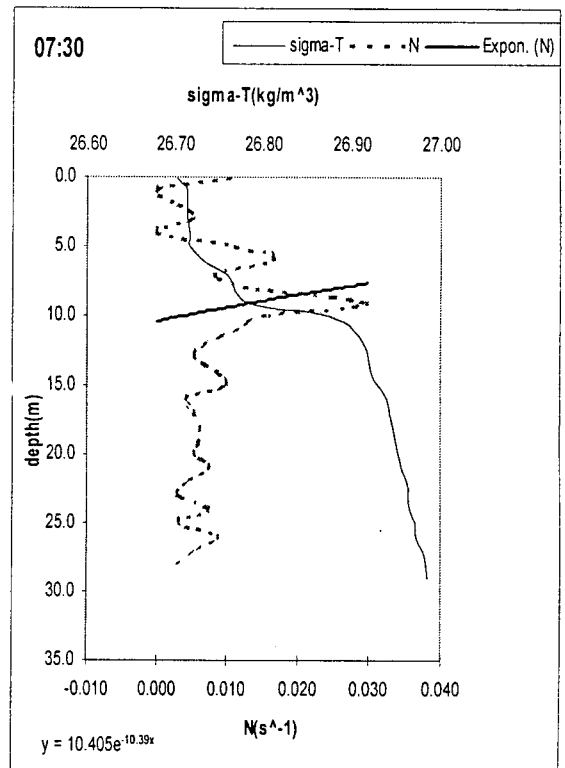
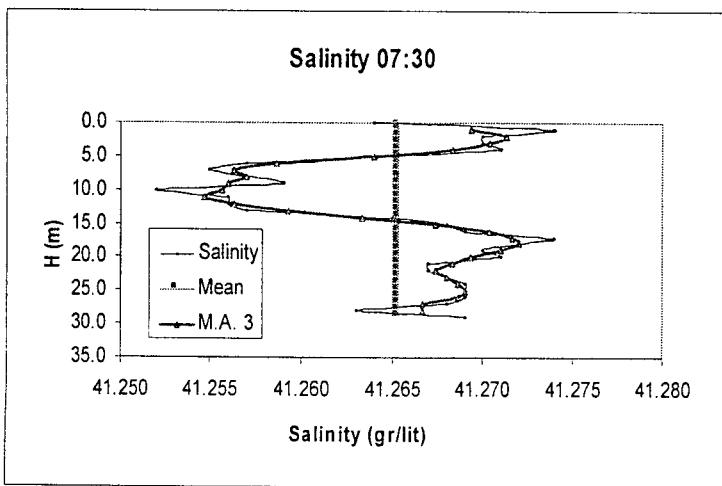
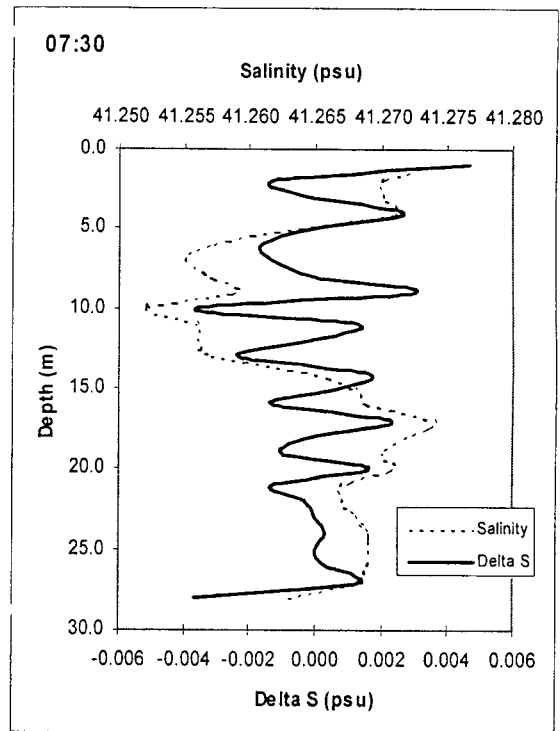
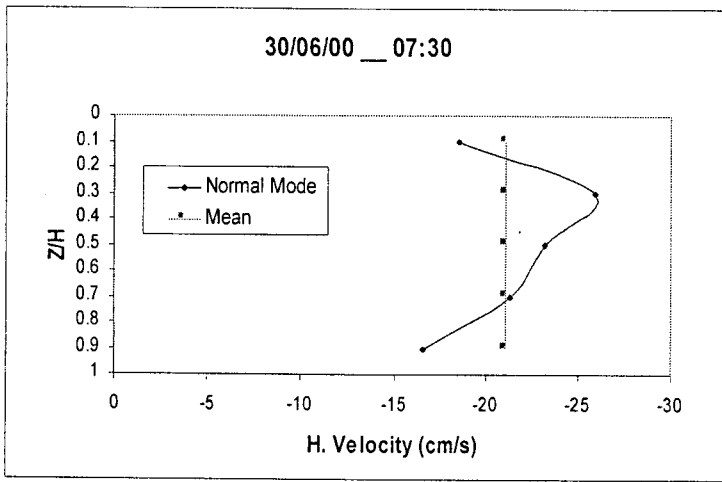
باید توجه داشت که همرفت افقی ستون آب در جهات شمالی- جنوبی و غربی- شرقی و با توجه به تغییرات زیاد ساختار ستون آب در جهت افقی و قائم می‌تواند این تغییرات ساعتی را ایجاد کند. نیمرخ دما نیز در این حالت ساختار لایه‌ای را در قسمت فوقانی نشان می‌دهد.

شکل ۳-۱-۲۴ نیز مشابه شکل قبلی و مربوط به اندازه‌گیری ساعت ۰۹:۳۰ است. در این ساعت توزیع قائم سرعت افقی متوسط کاملاً تغییر کرده و مثبت شده (یعنی جزر و مد مجدداً معکوس گردیده است) و ساختار لایه‌ای در آن قابل مشاهده است. در نیمرخ ΔS تنها در قسمت‌های میانی ساختار لایه‌ای (حدود چهار لایه) قابل ملاحظه می‌باشد. در نیمرخ دما نیز ساختار لایه‌ای مشاهده می‌شود.

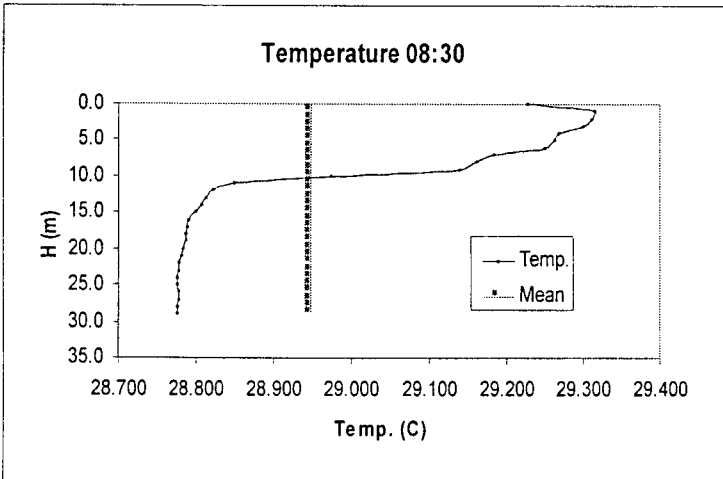
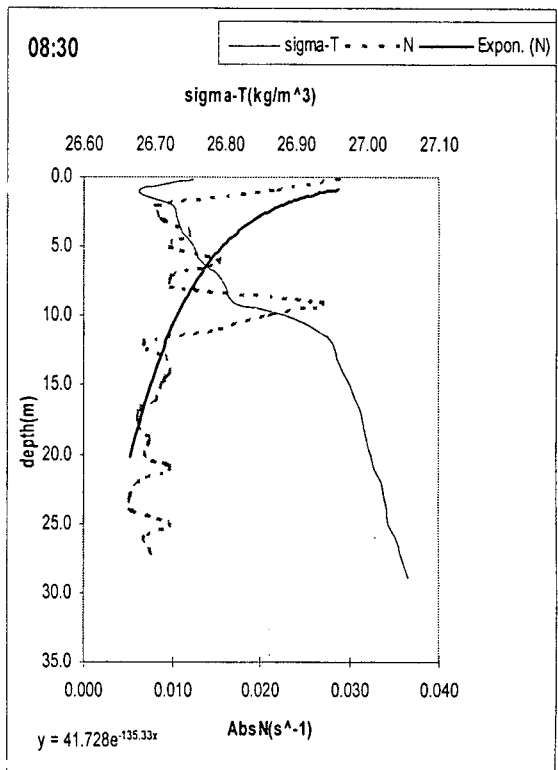
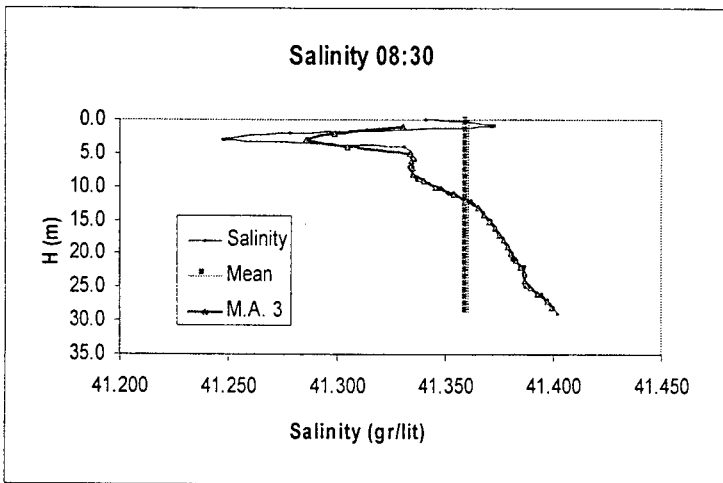
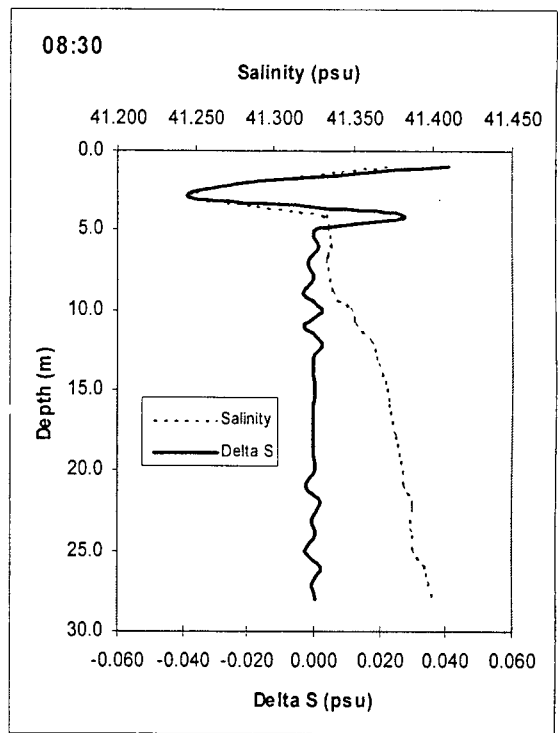
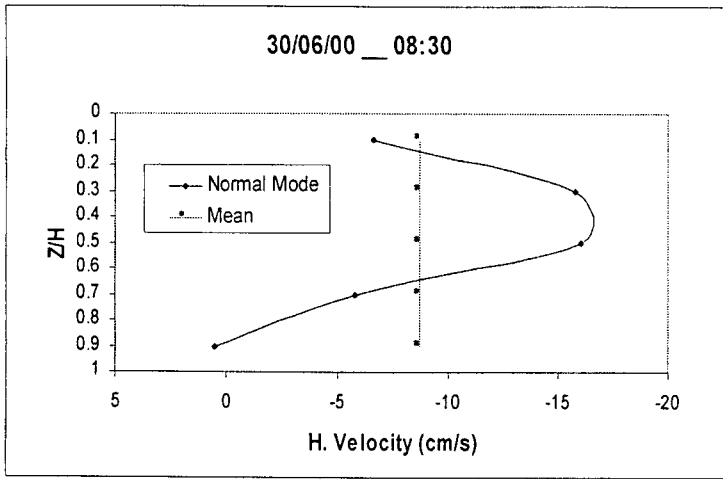
شکل ۳-۱-۲۵ نیمرخها را برای ساعت ۱۰:۳۰ نشان می‌دهد. ساختار سرعت افقی کاملاً مثبت شده و حالت لایه‌ای را نشان می‌دهد. البته در نیمرخ قائم ΔS به خوبی در قسمت فوقانی ستون آب قابل مشاهده است. تعداد لایه‌ها نیز حدود ۷ است و ضخامتی حدود ۲ متر را دارا هستند. در نیمرخ قائم زیگماتی بطور محلی مناطق ناپایدار مشاهده می‌شود که می‌تواند نشان دهنده جریان‌های غیرهمچگال^۱ افقی باشد.

شکل ۳-۱-۲۶ نیز مشابه شکل اندازه‌گیری ساعت قبل و مربوط به ساعت ۱۱:۳۰ است. لایه‌ها در قسمت فوقانی ستون آب کاملاً مشهود است. حدود ۸ لایه مشاهده می‌شود و برای هر لایه می‌توان ضخامتی در حدود ۲ متر در نظر گرفت.

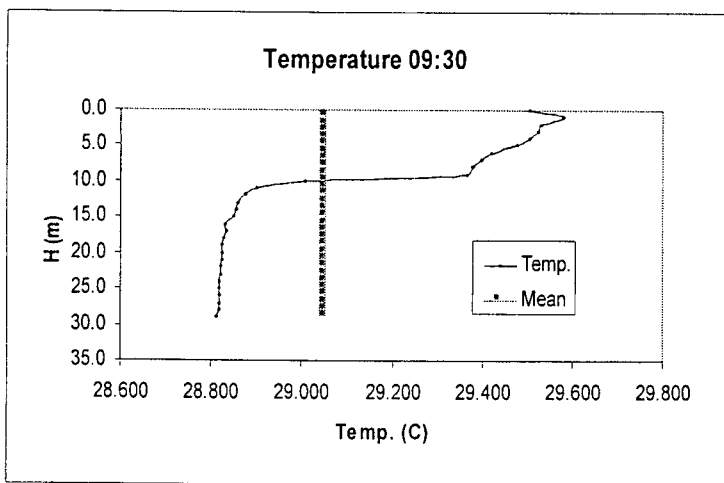
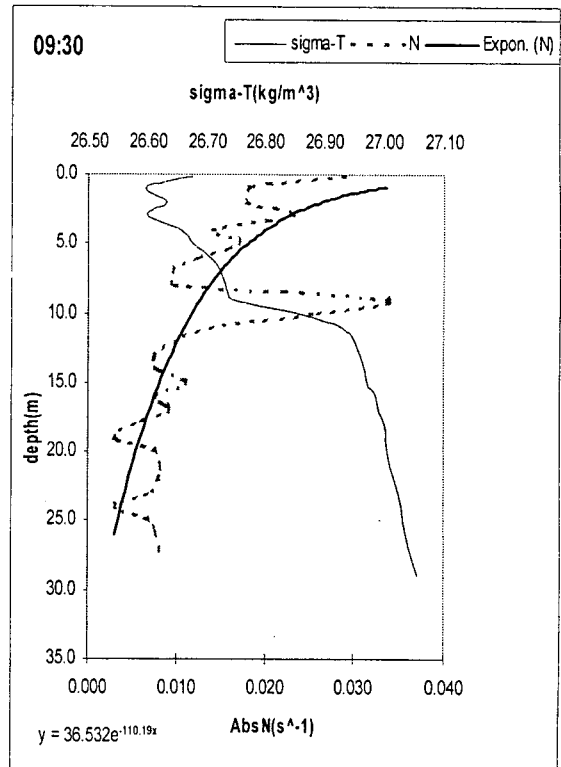
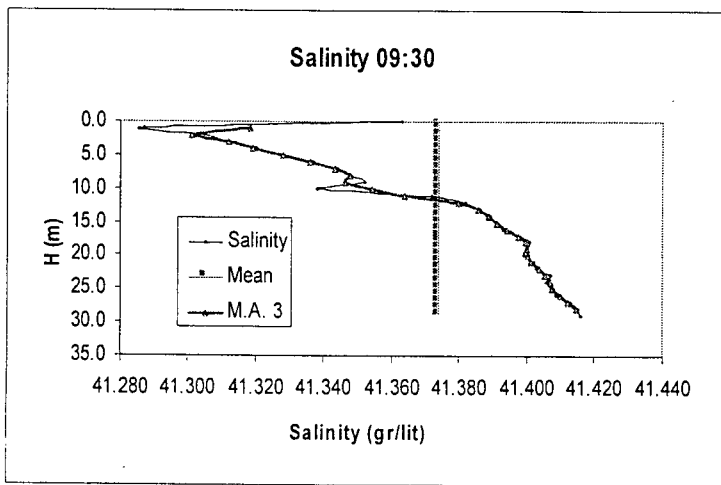
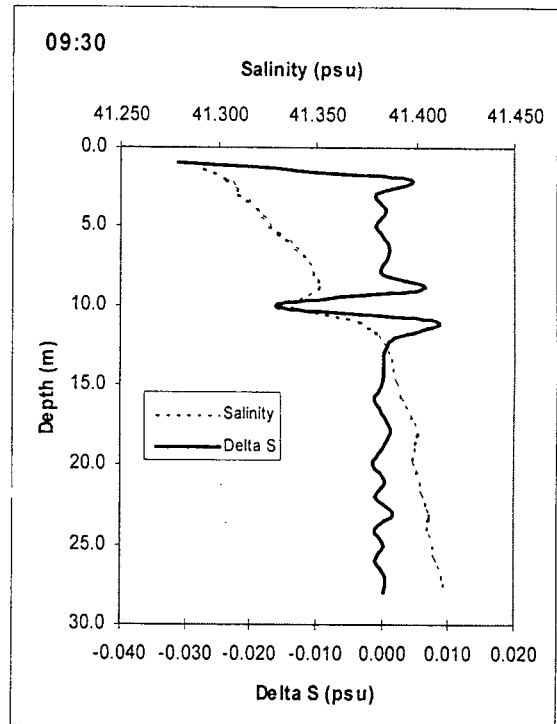
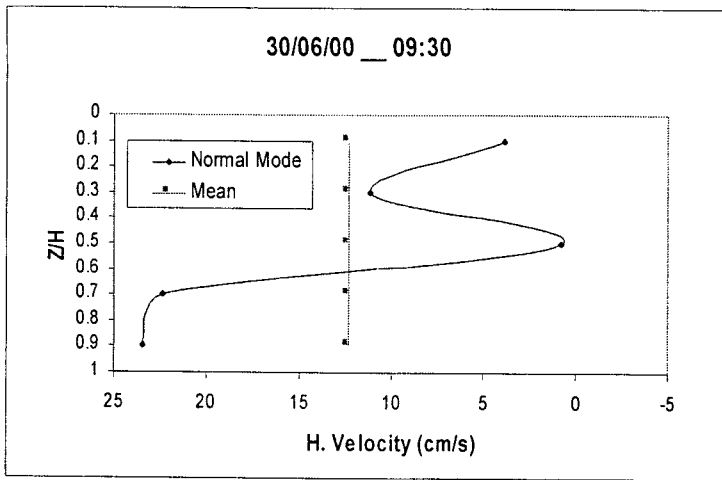
^۱ non-isopycnal



شکل ۳-۱-۲۲ ساعت ۰۷:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۳ ساعت ۰۸:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۴ ساعت ۰۹:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

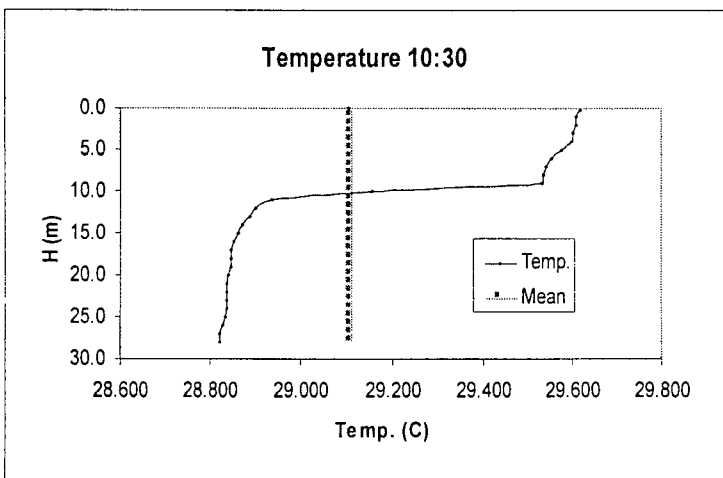
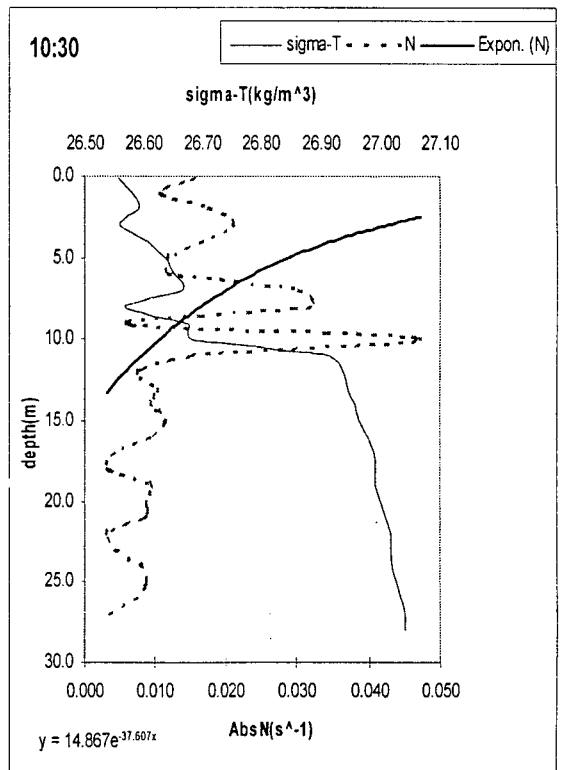
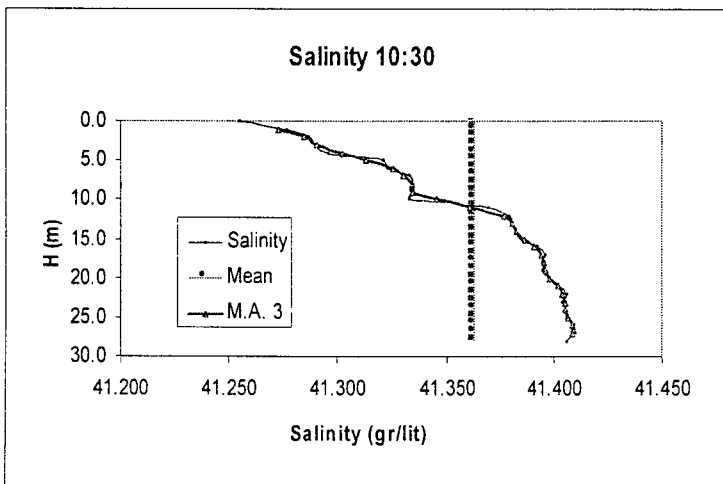
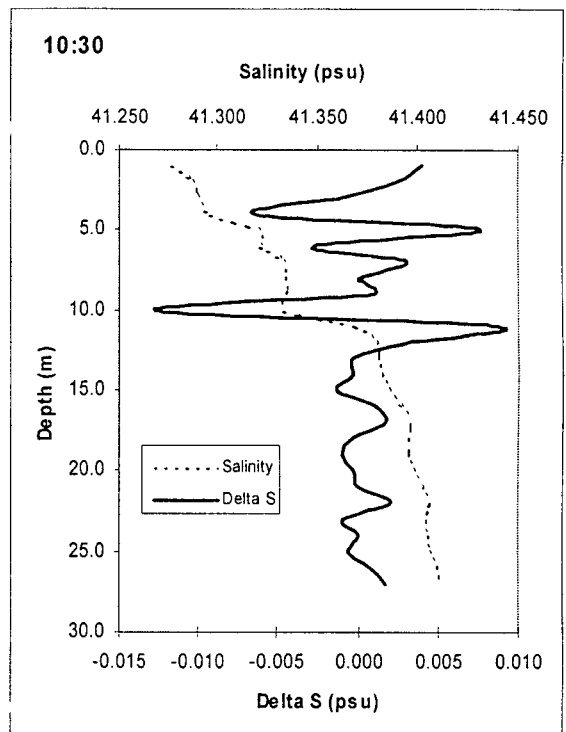
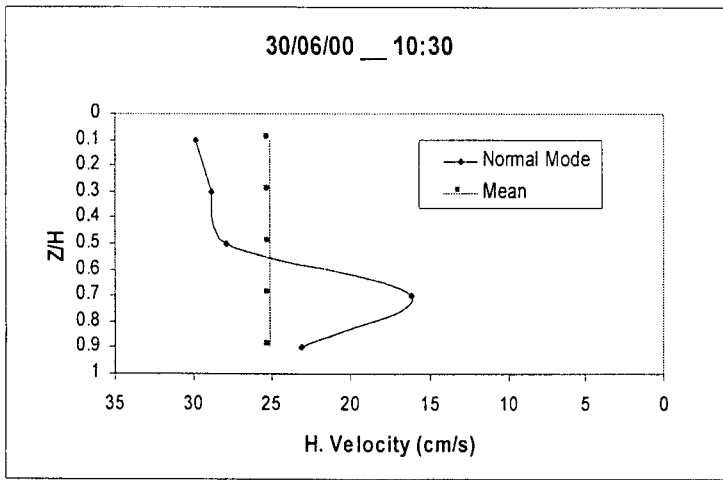
شکل ۳-۱-۲۷ نیمرخهای قائم پارامترهای مختلف را برای ساعت ۱۲:۳۰ نشان می‌دهد. لایه‌ها در این ساعت کمتر مشاهده می‌شوند که البته تغییرات ساختار قائم ستون آب در جهت افقی می‌تواند این تغییر شدید را نسبت به ساعت قبل نشان دهد.

نیمرخ سرعت متوسط افقی کاملاً مثبت است و در عین حال ساختار مدی را به خود گرفته است.

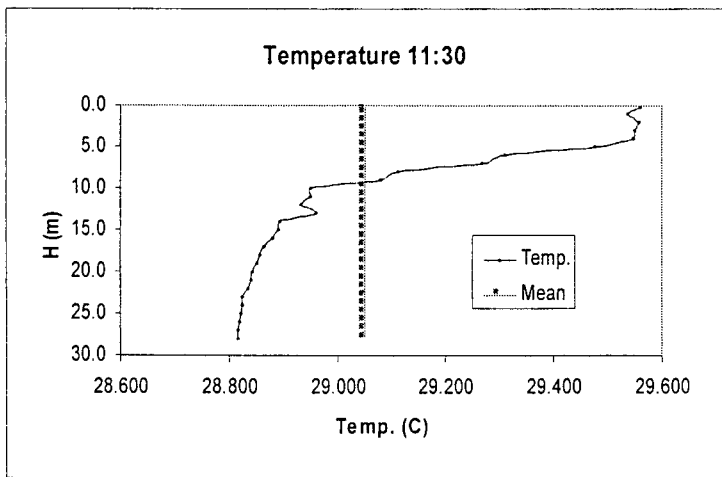
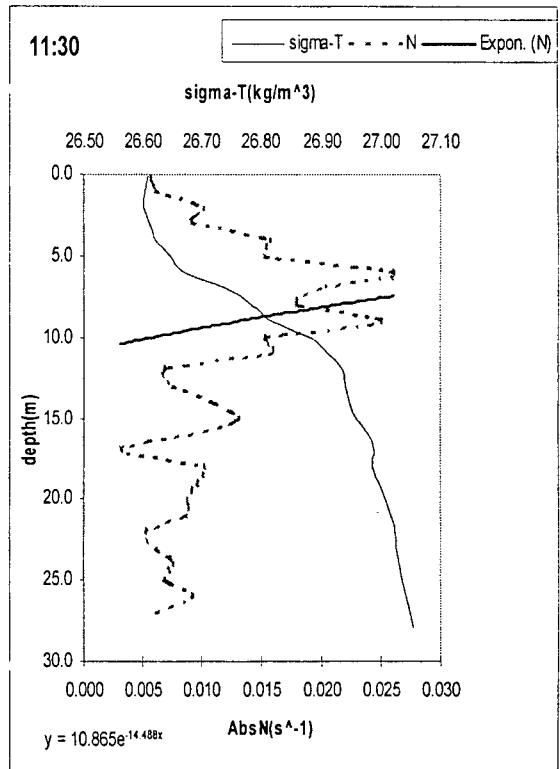
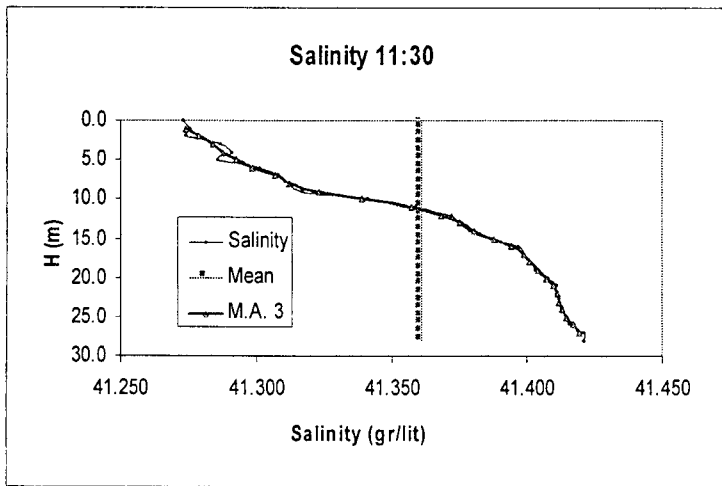
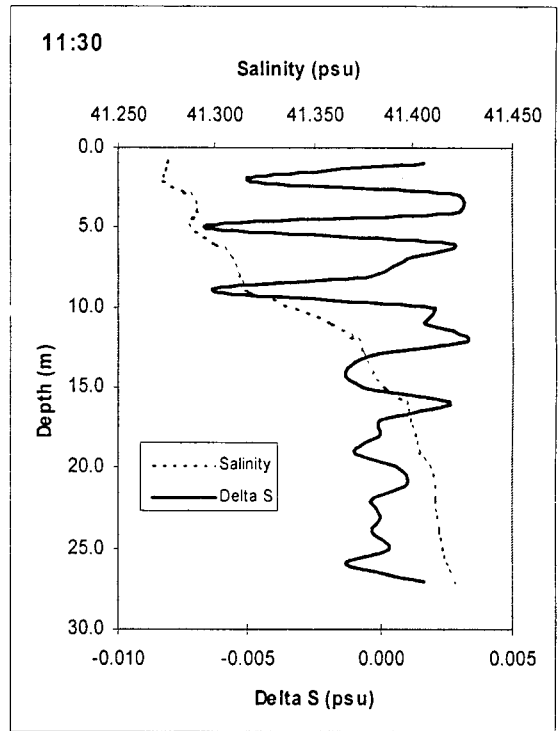
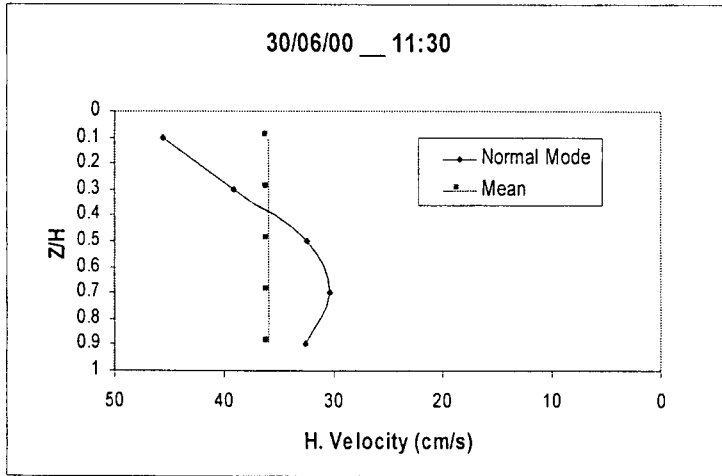
شکل ۳-۱-۲۸ نیمرخها را برای ساعت ۱۳:۳۰ نشان می‌دهد. لایه‌ها مجدداً در قسمتهای فوقانی و تاحدی میانی ستون آب بیشتر مشهود است. سرعت افقی متوسط ستون آب نیز در حال کاهش نسبت به ساعت قبل است.

شکل ۳-۱-۲۹ نیمرخها را برای یک ساعت بعد (ساعت ۱۴:۳۰) نشان می‌دهد. لایه‌ها در قسمت فوقانی ستون آب کاملاً مشهود است. تعداد لایه‌ها حدود ۵ و ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر است.

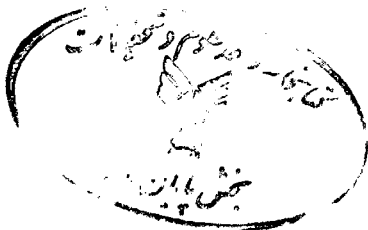
شکل ۳-۱-۳۰ نیمرخها را برای آخرین ساعت اندازه‌گیری (ساعت ۱۵:۳۰) نشان می‌دهد. لایه‌ها در قسمت فوقانی و تا حدی میانی کاملاً مشهود است. سرعت متوسط نیز برای سومین بار در طول مدت اندازه‌گیری مثبت شده است (سیکل نیمه روزانه جزر و مدی). ساختار مدی در نیمرخ قائم سرعت افقی دیده نمی‌شود ولی در نیمرخ ΔS ساختار لایه‌ای با تعداد لایه حدود ۸ و با ضخامت حدود ۲ متر قابل مشاهده است.

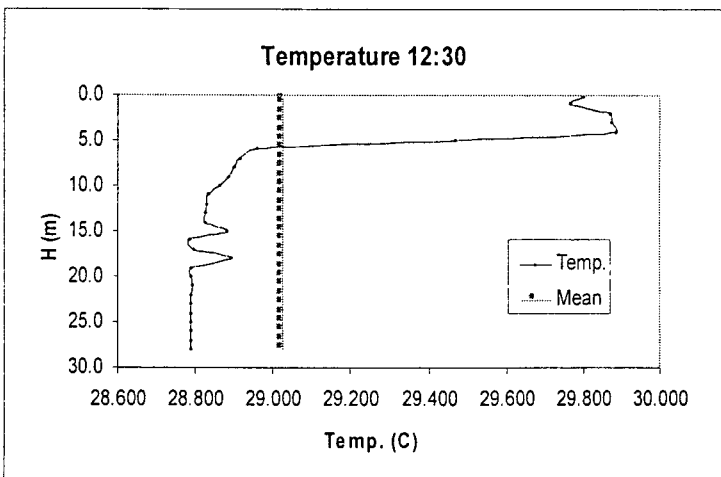
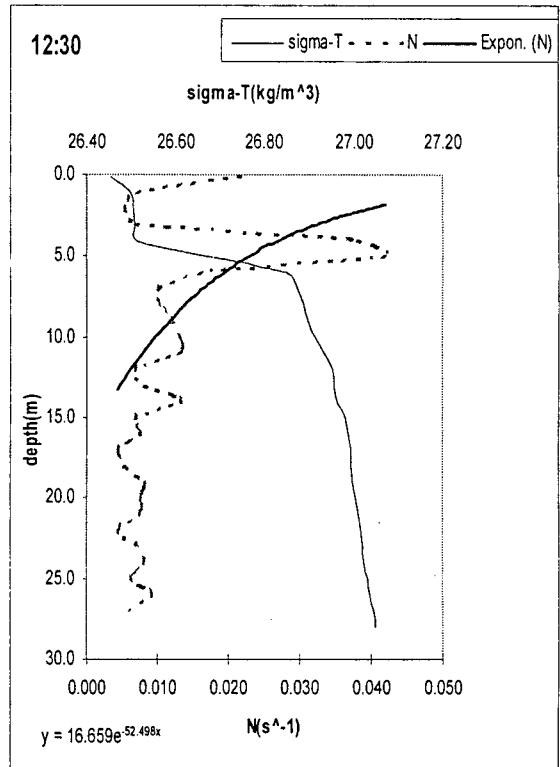
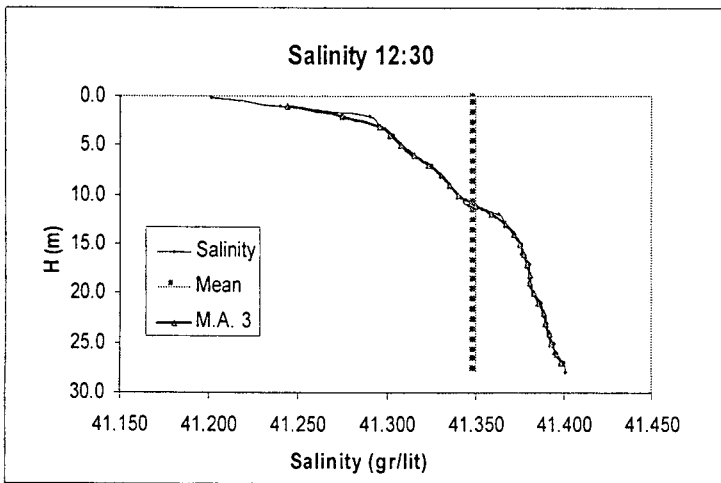
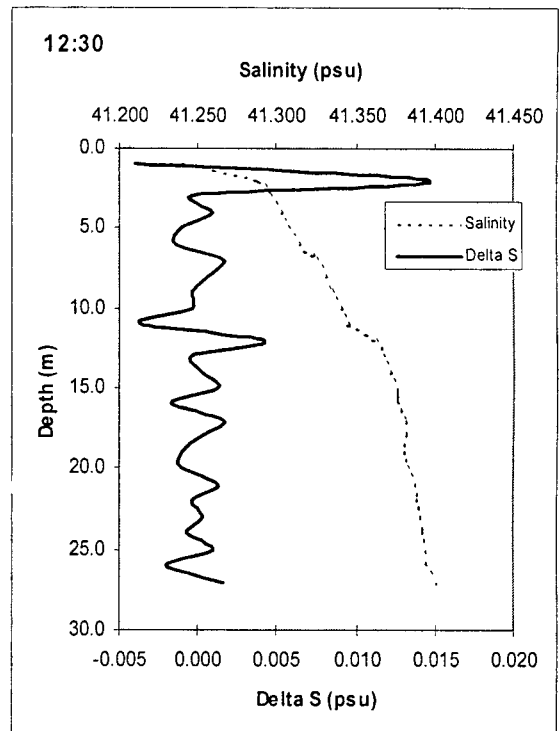
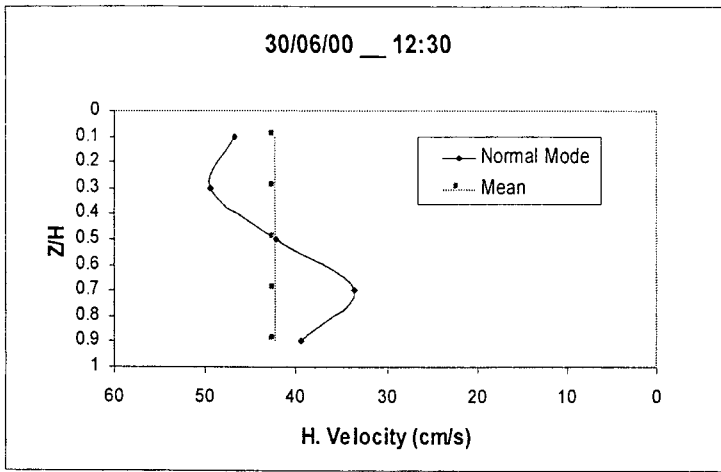


شکل ۳-۲۵ ساعت ۱۰:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

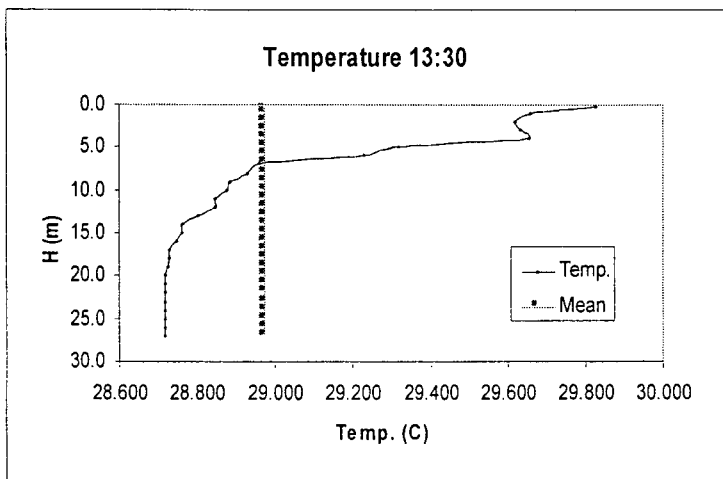
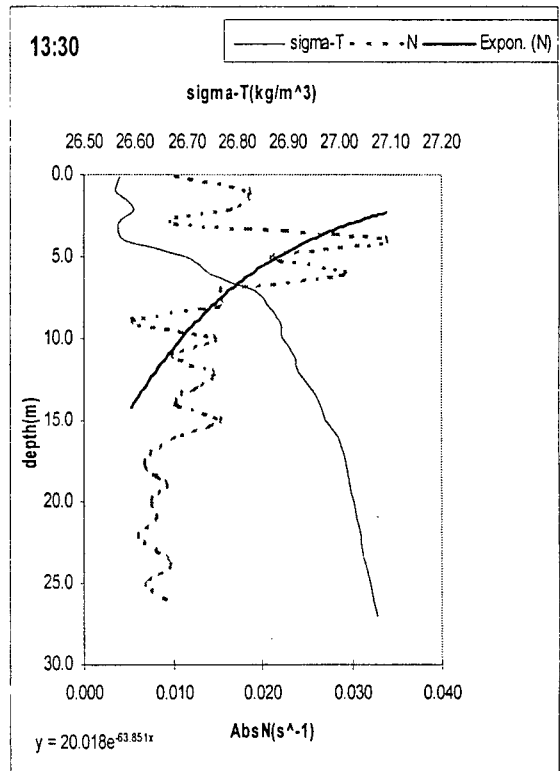
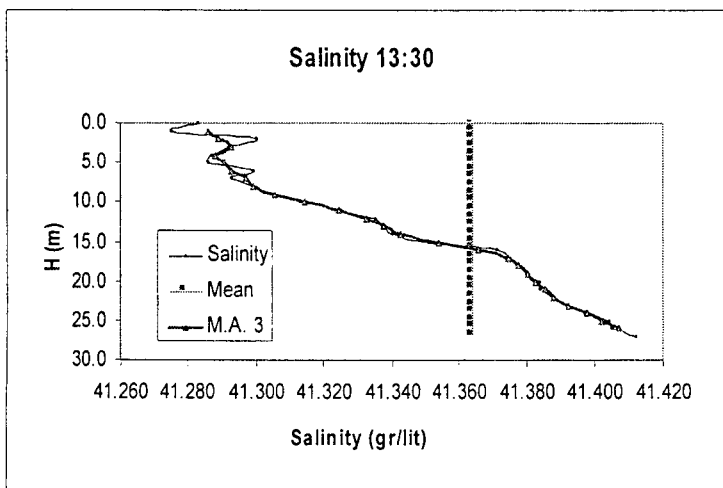
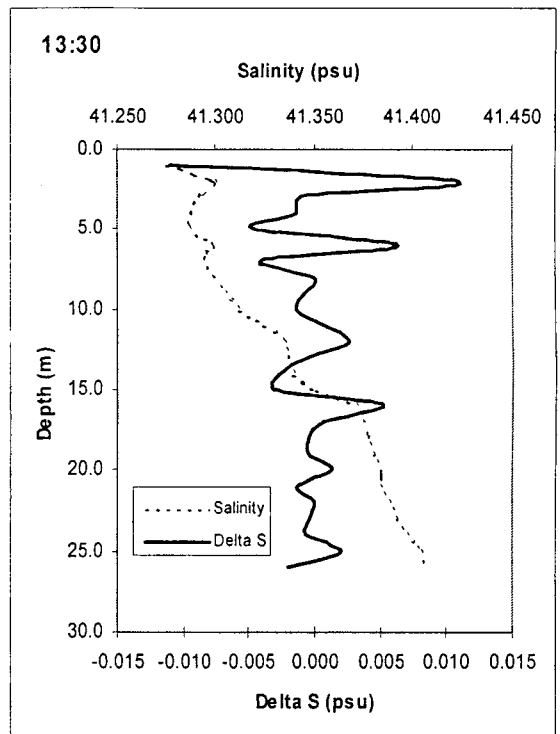
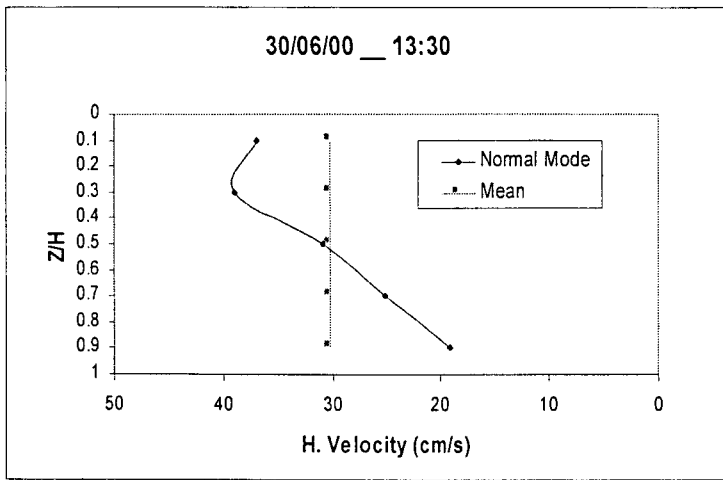


شکل ۳-۱-۲۶ ساعت ۱۱:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

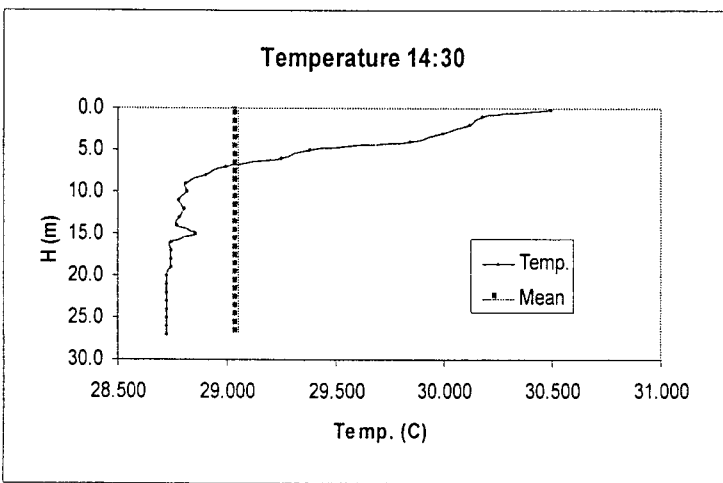
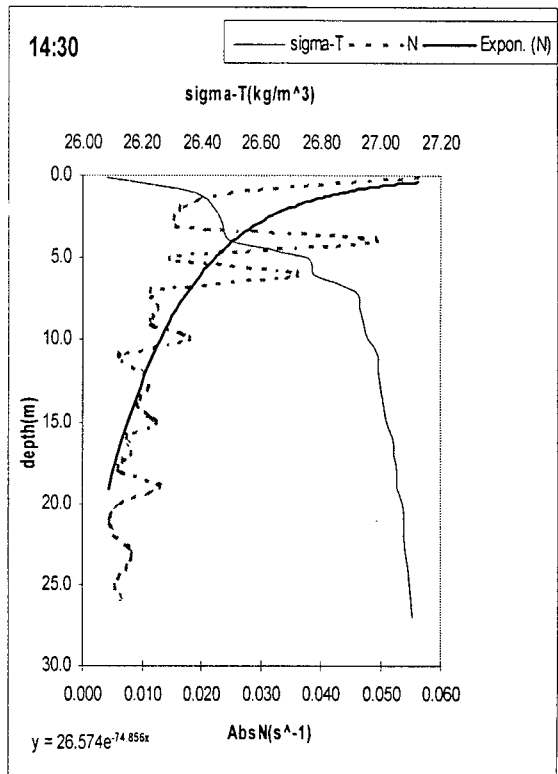
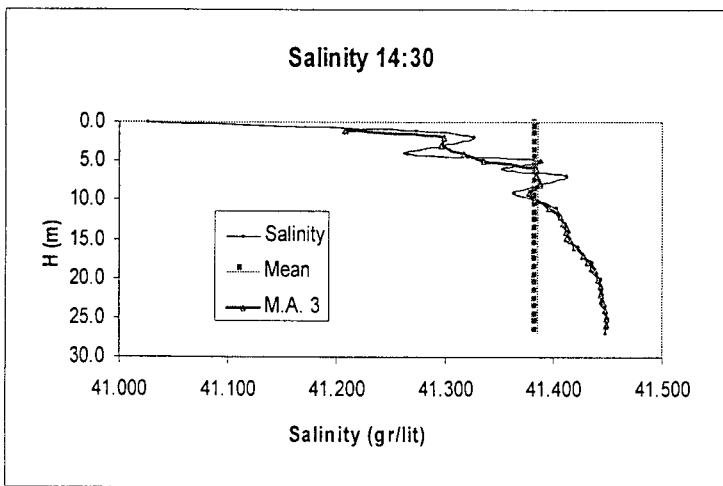
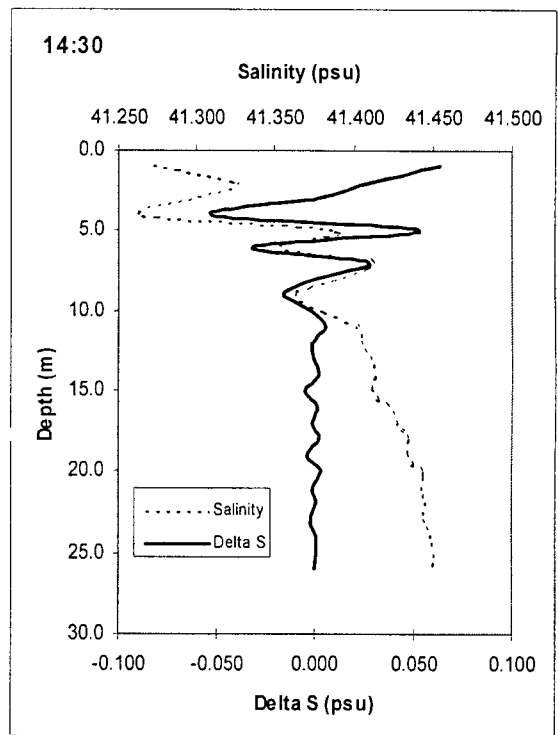
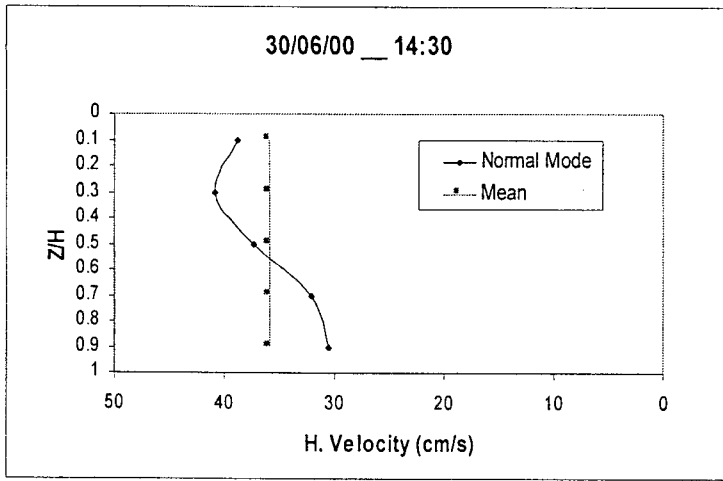




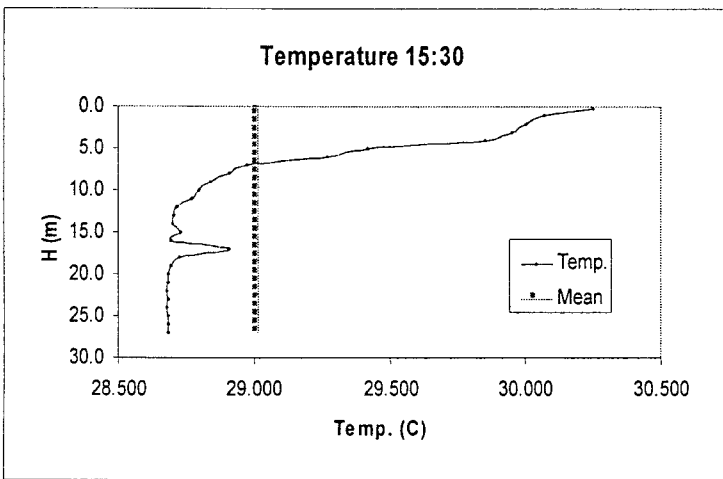
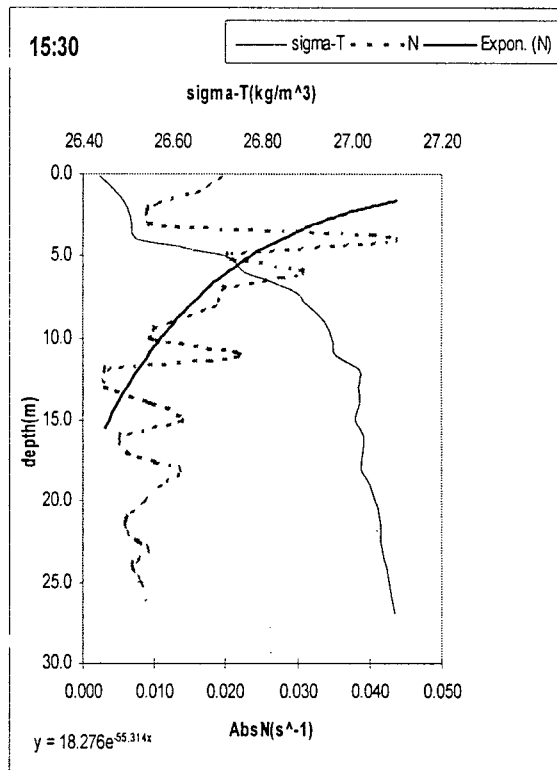
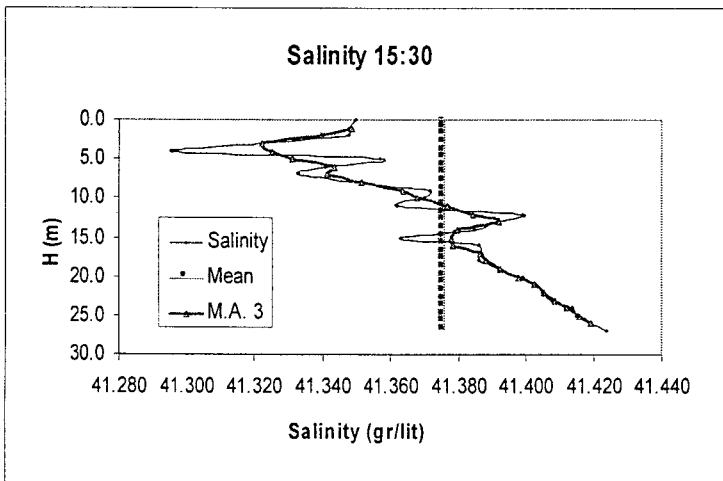
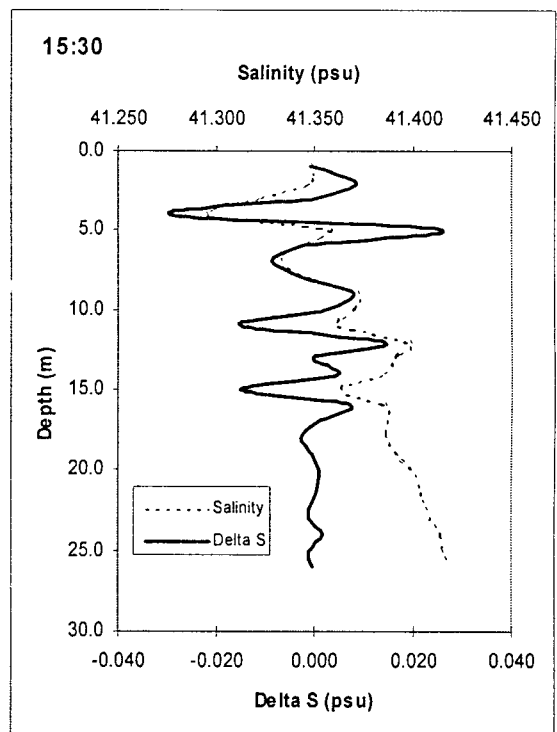
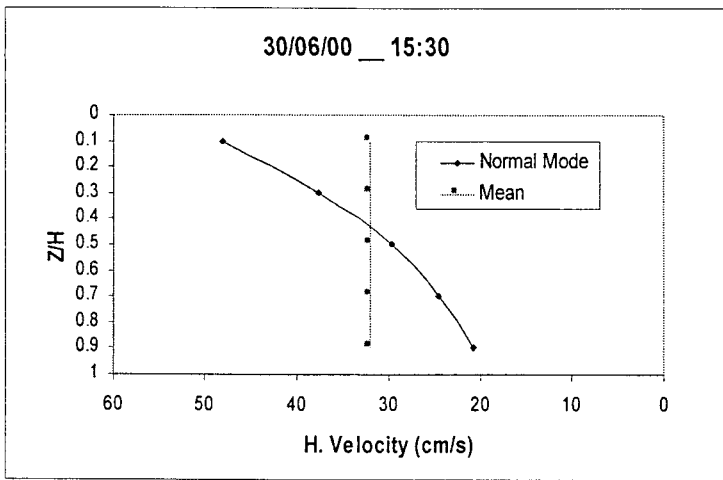
شکل ۳-۱-۲۷ ساعت ۱۲:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۸ ساعت ۱۳:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۹ ساعت ۱۴:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۳ ساعت ۱۵:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

- ✓ بطور کلی نیمرخها در ساعت‌های مختلف تغییرات دوره‌ای را نشان می‌دهند که مربوط به حرکات جزر و مدی و تغییرات افقی ساختار قائم مشخصه‌های ستون آب است. حداقل سه تا چهار بار تغییرات تکرار می‌شود (با توجه به اینکه مدت زمان اندازه‌گیری ۲۱ ساعت است).
- ✓ ساختار لایه‌ای عمدتاً در قسمت فوقانی ستون آب مشاهده می‌شود که احتمالاً پلوم رودخانه ورودی به خلیج فارس در ایجاد آن نقش عمده را دارا است. تعداد لایه‌ها از ۳ تا ۸ متغیر است و ضخامت آنها به طور متوسط حدود دو متر می‌باشد.
- ✓ در قسمت نزدیک کف یک لایه نسبتاً آمیخته به ویژه در نیمرخ دما مشاهده می‌شود که مربوط به اختلاط شدید جزر و مدی در نزدیک کف است.
- ✓ در عمده قسمت‌های ستون آب به ویژه در بیشتر قسمت‌های میانی، عدد Ri معمولاً خیلی بیشتر از ۱ (حدوداً ۵) است که نشانگر پایداری ستون آب می‌باشد.
- ✓ به طور موضعی در قسمت‌هایی از نیمرخ‌های زیگماتی ستون آب ناپایداری استاتیکی مشاهده می‌شود، که این نشانگر جریان‌های غیرهمچگال می‌باشد.
- ✓ ساختار سرعت قائم مدهای نرمال قابل محاسبه است که در بخش بعد نمونه‌ای از آن انجام و ارائه می‌شود.

۳-۱-۲- حل عددی معادله ساختار مدی امواج داخلی

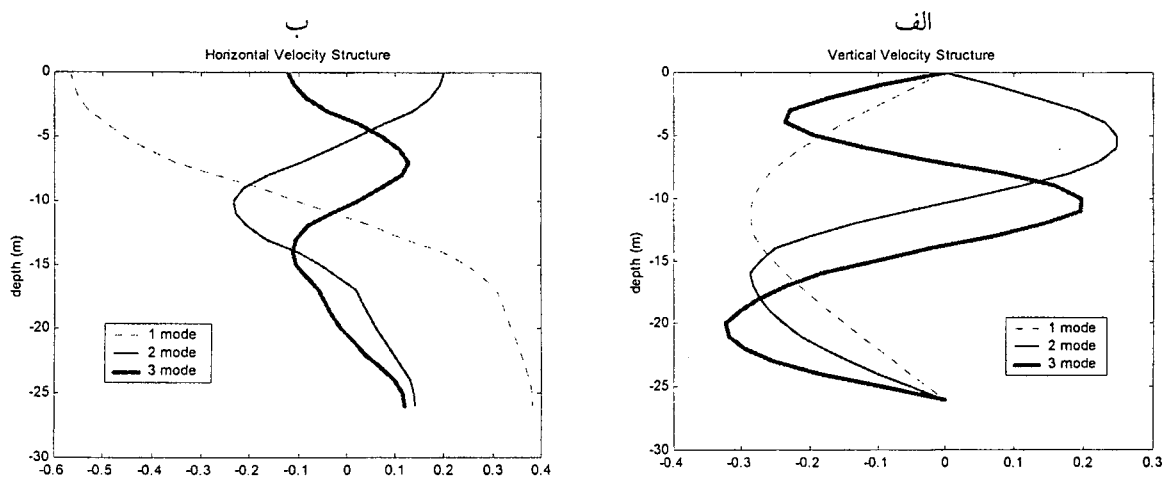
در این قسمت با استفاده از روش رانگ-کوتا^۱ و به کمک نرم افزار MATLAB 5.3.1 معادله ساختار مدی امواج داخلی یعنی معادلات (۲-۴۸) با انجام برخی ساده‌سازیها حل می‌شود و نتایج آن بصورت منحنیهای سرعت افقی و سرعت قائم و مجذور فرکانس شناوری ارائه می‌گردد. در این قسمت فقط به چند شکل اکتفا شده و نتایج این قسمت با بخش قبلی یعنی بخش ۳-۱-۱ مقایسه می‌شود و بحث کاملتر در فصل ۴ انجام خواهد شد.

$$\frac{d}{dz} \left[\bar{\rho}(z) \frac{dW}{dz} \right] + m^2 q(z) W = 0 \quad (۲-۴۸ \text{ الف})$$

$$W(z) = 0 \quad z = -D \quad (۲-۴۸ \text{ ب})$$

$$W(z) = 0 \quad z = 0 \quad (۲-۴۸ \text{ پ})$$

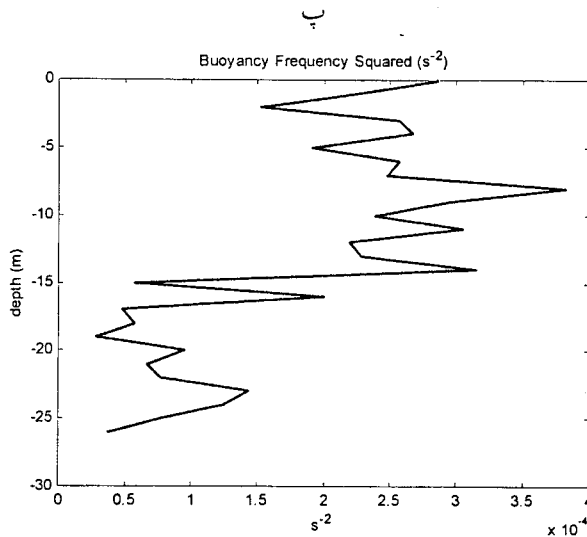
بعد از حل معادلات فوق با استفاده از داده‌های واقعی در منطقه شمال غربی خلیج فارس شکلهای زیر برای هر مجموعه اندازه‌گیری شده در زمان معین، بدست می‌آید، مثلاً در زمان ۱۹:۳۰ در مورخه ۲۹/۰۶/۲۰۰۰ در شکل ۳-۱-۳ داریم:



شکل ۳-۱-۳ محاسبه (الف) ساختار سرعت قائم (ب) ساختار سرعت افقی

در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹/۰۶/۲۰۰۰ با استفاده از حل عددی

^۱Runge-Kutta



شکل ۳-۱-۳۱ (ب) مجذور فرکانس شناوری در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹ با استفاده از حل عددی

مقایسه ساده‌ای بین سرعت افقی شکل ۳-۱-۵ و شکل ۳-۱-۳۱ (ب) مشخص می‌کند که مد دوم حل عددی با اندازه‌گیری خلیج فارس تطابق خوبی دارد. قابل ذکر است که تعداد قله‌ها در ساختار مدی موج داخلی برای نیمرخ‌های w یکی بیشتر از تعداد قله‌ها برای u ، سرعت افقی است که در این اندازه‌گیری‌ها انجام شده است. بنابراین مثلاً تعداد دو قله در نیمرخ u معرف مد ۳ است.

البته ساختار لایه‌ای ظریف‌تر (تعداد لایه‌ها بیشتر و با ضخامت کمتر) در نیمرخ‌های قائم شوری (بویژه ΔS) و N مشاهده می‌شود که احتمالاً مربوط به فرارفت لایه‌ها توسط سرعت قائم می‌باشد (وانگ و همکاران ۲۰۰۰).

}

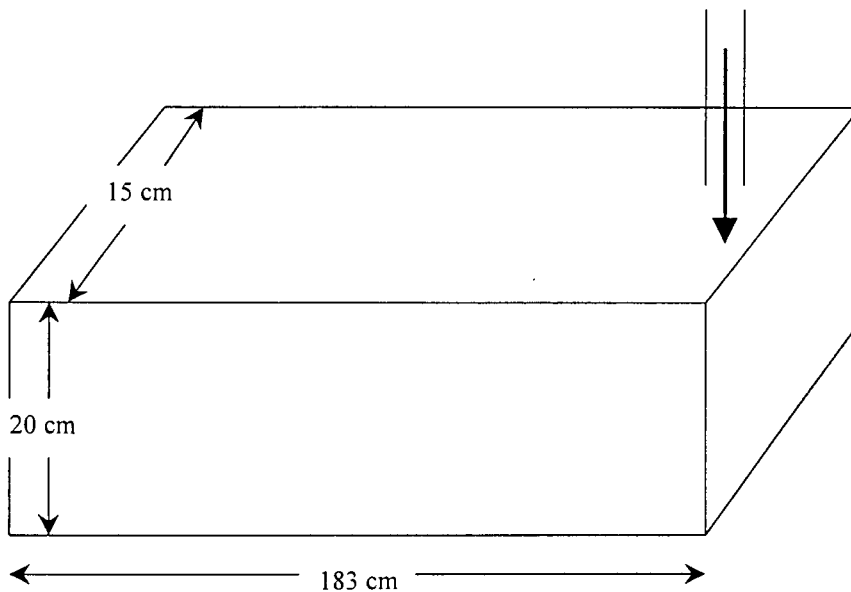
۲-۳- شبیه‌سازی امواج داخلی در محیط آزمایشگاه

مجموعه‌ای از آزمایشهای مختلف به منظور شبیه‌سازی مدهای نرمال امواج داخلی در یک مخزن به ابعاد (۱۸۳×۱۵×۲۰) سانتی‌متر مکعب انجام شده است (شکل ۱-۲-۳). این آزمایشها از نظر نحوه ایجاد امواج داخلی به سه گروه تقسیم می‌شوند.

گروه اول با الهام از مدل وانگ و همکاران (۲۰۰۰) بوده است و اساس آن بر ورود پلوم آب شور به مخزن در حال پرشدن^۱ بوده است.

گروه دوم صرفاً به منظور شبیه‌سازی ورود یک رودخانه به دریا و حاصل مطالعات و بررسیهای انجام گرفته در خلیج فارس و وجود اطلاعات در نزدیک قسمتهای شمال غربی خلیج فارس می‌باشد. در این گروه از آزمایشها پلوم آب شیرین به "مخزن در حال پرشدن" وارد می‌شود.

گروه سوم به منظور شبیه‌سازی امواج داخلی با عامل تولید باد است که این قسمت کوتاه، و صرفاً از نظر کیفی به آن می‌پردازیم.



شکل ۱-۲-۳- مخزن آب به ابعاد $cm^3 (183 \times 20 \times 15)$ که پلوم ورودی در 1 cm زیر سطح آزاد آن واقع شده است.

در بعضی آزمایشها مخزن را به شکل "مخزن در حال پرشدن" آماده نمودیم و به روشهای مختلف در آب داخل مخزن ایجاد چینش شده است. پلومی که وارد مخزن شده است؛ آب شور یا آب شیرین را با

^۱ filling box

آهنگ مشخص (شار شناوری مشخص) وارد مخزن کرده است. شار شناوری برای پلوم ایجاد شده عبارت است از:

$$F = qg' \quad (۱-۲-۳)$$

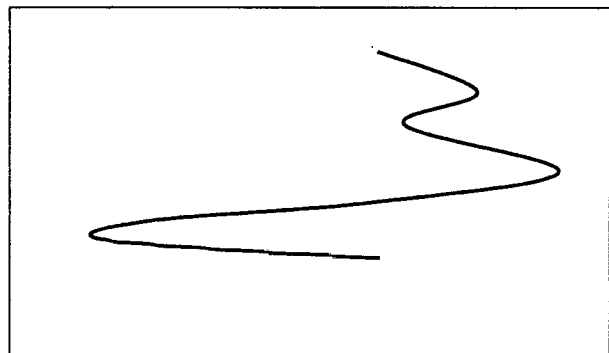
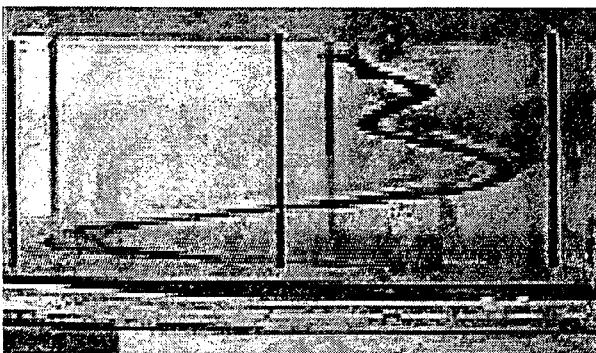
$$g' = \frac{\Delta\rho}{\rho} g \quad (۲-۲-۳)$$

که F شار شناوری (برحسب $m^4 s^{-3}$)، g' شتاب ثقل کاهش یافته و ρ چگالی متوسط آب داخلی مخزن است. q دبی حجمی ورود آب پلوم به داخل مخزن می باشد (بر حسب cm^3/s یا m^3/s).

برای مشاهده شکل مدهای نرمال امواج داخلی ایجاد شده معمولاً مقدار کمی پرمنگنات پتاسیم (بصورت پودر) به وسط ظرف افزوده شد. ساختار مدهای نرمال را با مشاهده مستقیم، با دوربین فیلم برداری و گاهی با دوربین عکاسی مشاهده و مطالعه شد. حدود ۸ آزمایش، جداگانه انجام شده که هر کدام دارای ویژگی های خاص است. بنابراین نتایج مربوط به هر یک جدا از هم مطالعه می شود.

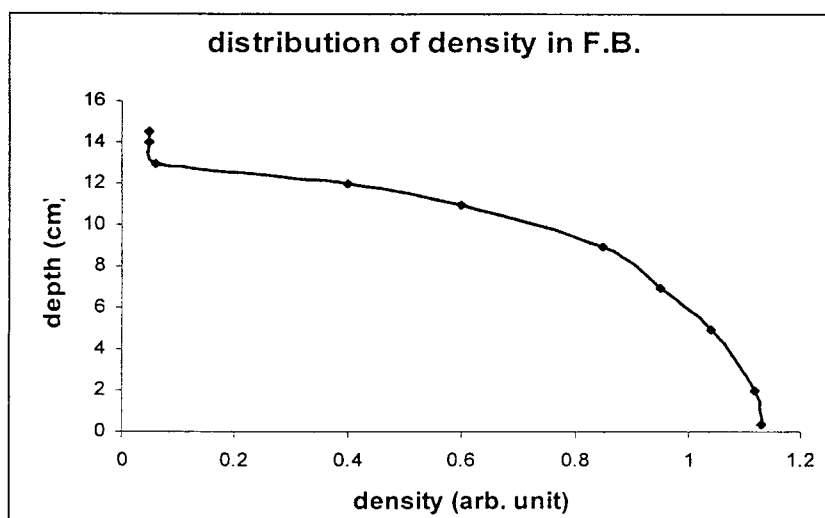
۱-۲-۳- آزمایش اول

در این آزمایش پلوم آب شور با چگالی 1.15 kg/lit و شار شناوری $4.6 \times 10^{-7} m^4 s^{-3}$ وارد "مخزن در حال پر شدن" می شود پلوم آب شور با سطح آب زاویه ۹۰ درجه دارد (حالت قائم). محل ورود آب به داخل مخزن در یک سانتی متری زیر سطح آزاد آب است. این آزمایش مشابه کارهای وانگ و همکاران می باشد. شکل ۲-۲-۳ ساختار قائم مدهای نرمال (تغییرات خط رنگ از وضعیت قائم) را در این آزمایش نشان می دهد.

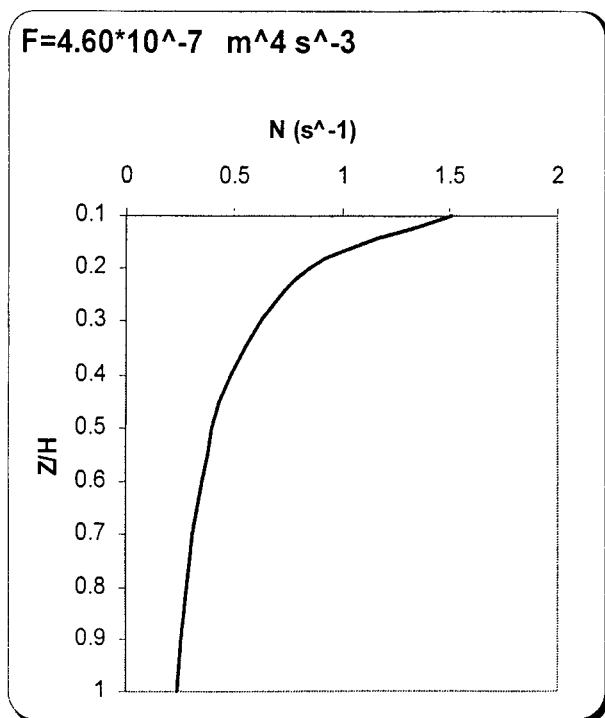


شکل ۲-۲-۳- ورود پلوم آب شور به "مخزن در حال پر شدن" با زاویه ۹۰ درجه

لایه‌های برشی در این ساختار قائم سرعت افقی کاملاً مشهود است. همچنین دامنه تغییرات با ارتفاع بطور قابل ملاحظه‌ای کاهش می‌یابد که نشانگر اثر گرانشی روی این مدها است. نمونه ضخامت لایه‌ها در حدود $(\lambda/H \approx 0.5)$ است. در ضمن به کمک یک حساسه^۱ الکتریکی میزان رسانایی آب چینه‌بندی شده داخل "مخزن در حال پرشدن" را در ارتفاع‌های مختلف اندازه‌گیری نمودیم. میزان رسانایی، نمادی از میزان شوری و در نتیجه متناسب با چگالی آب می‌باشد. در شکل ۳-۲-۳ مقادیر اندازه‌گیری شده چگالی برحسب عمق رسم شده است. تغییرات چگالی در قسمت زیر سطح و در قسمت فوقانی ستون آب بیشینه است. این ساختار مدهای نرمال توسط وانگ و همکاران (۲۰۰۰) نیز مشاهده شده است.



شکل ۳-۲-۳- ولساژ خروجی متناسب با چگالی برحسب عمق در "مخزن در حال پرشدن"



شکل ۳-۲-۴ آزمایش ۱ پلوم آب شور با زاویه ۹۰ درجه به مخزن (f.b.)

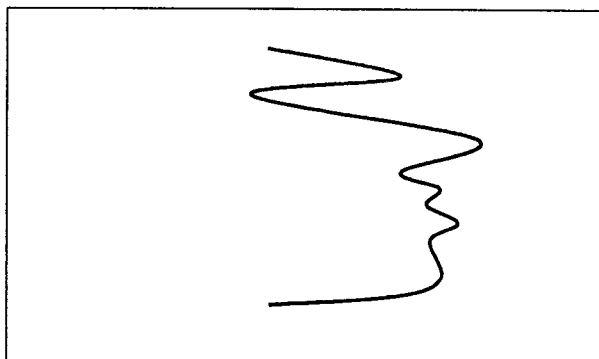
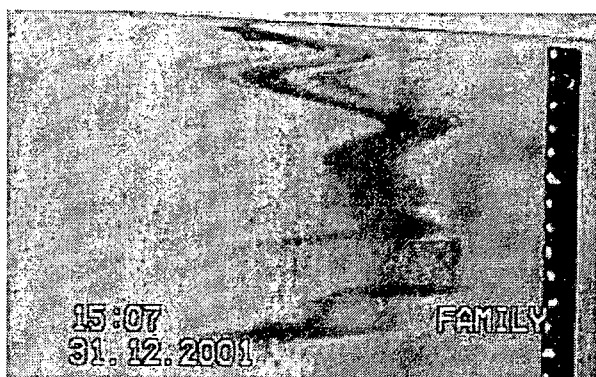
در شکل ۳-۲-۴ نیمرخ N مربوط به حل (f.b.)^۲ معادله (۲-۵۴) آورده شده است که خیلی مشابه نیمرخهای N در محیط میدانی است.

¹ sensor

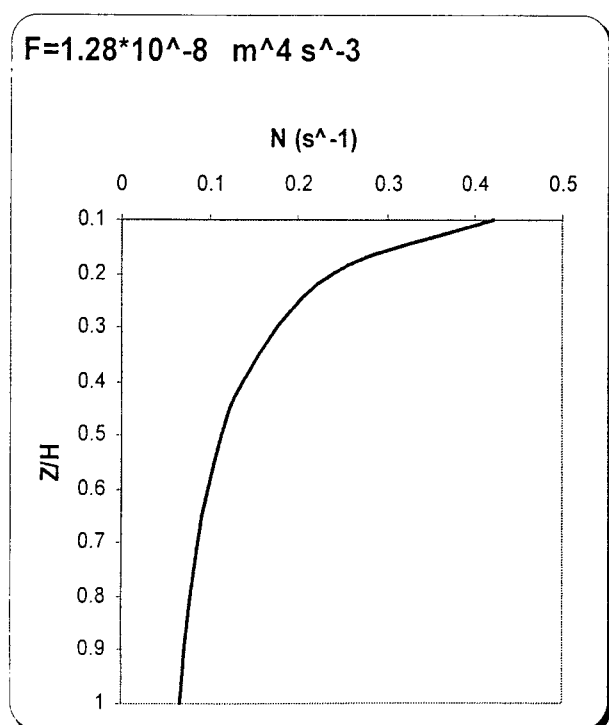
² filling box

۳-۲-۲- آزمایش دوم

در این آزمایش پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به "مخزن در حال پرشدن" که از آزمایش روز قبل باقی مانده بود متصل نمودیم. در این آزمایش شار شناوری $1.28 \times 10^{-8} m^4 s^{-3}$ است. تفاوت این آزمایش با آزمایش اول در توسعه مدهای نرمال از بالای ظرف و استهلاك آن به طرف کف ظرف است. با توجه به اینکه پلوم آب شیرین استفاده شده است، پلوم در قسمت فوقانی گسترش می‌یابد و با آزمایش وانگ و همکاران (۲۰۰۰) متفاوت است.



شکل ۳-۲-۵- ورود پلوم آب شیرین به "مخزن در حال پرشدن" با زاویه ۹۰ درجه



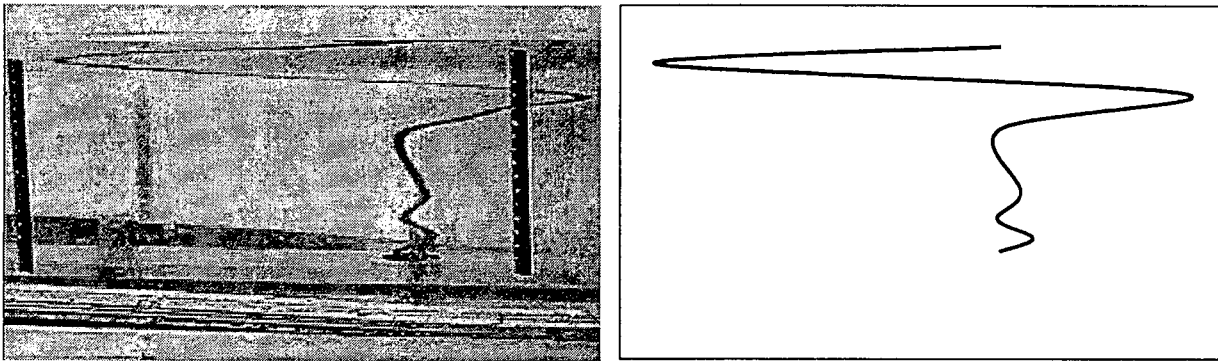
شکل ۳-۲-۶- آزمایش ۲ پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به مخزن (f.b.)

در شکل ۳-۲-۶ نیمرخ N مربوط به این آزمایش آورده شده است. توزیع قائم نمایی مشابه حالت N میدانی در داده‌های اندازه‌گیری شده است.

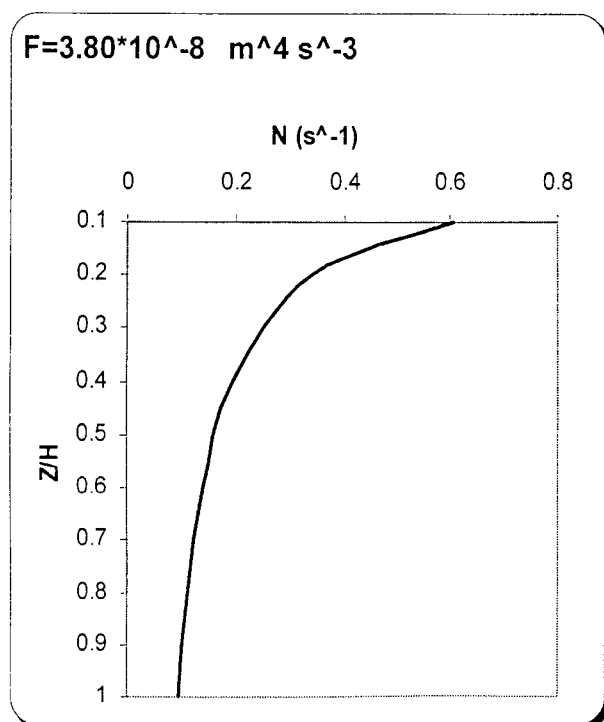
در این آزمایش به علت کوچک بودن شار شناوری و تا حدی کوچک بودن پایداری محیط، مدهای نرمال که عمدتاً در قسمت فوقانی بوجود آمده بودند خیلی مشخص ظاهر نشدند.

۳-۲-۳- آزمایش سوم

در این آزمایش پلوم آب شیرین با زاویه ۴۰ درجه نسبت به سطح آزاد آب وارد "مخزن در حال پرشدن" با شار شناوری $3.80 \times 10^{-8} m^4 s^{-3}$ می‌شود. در این آزمایش اولین و دومین مد نرمال بخوبی توسعه یافت و با حرکت به طرف کف ظرف به علت استهلاک انرژی، مدهای نرمال توسعه نیافتند. این آزمایش می‌تواند مشابه حالتی در نظر گرفته شود که پلوم آب رودخانه (آب شیرین) وارد دریای با چینش چگالی، می‌شود. تعداد سه لایه در آن کاملاً مشهود بوده (شکل ۳-۲-۵) و همینطور استهلاک دامنه لایه‌ها با عمق بطور مشخص دیده می‌شود (Re کوچک). ضخامت لایه‌ها حدوداً ($\lambda/H \approx 0.5$) می‌باشد و H در این حالت عمق ستون آب با چینش چگالی است.



شکل ۳-۲-۷- ورود پلوم آب شیرین به "مخزن در حال پرشدن" با زاویه ۴۰ درجه نسبت به سطح آزاد

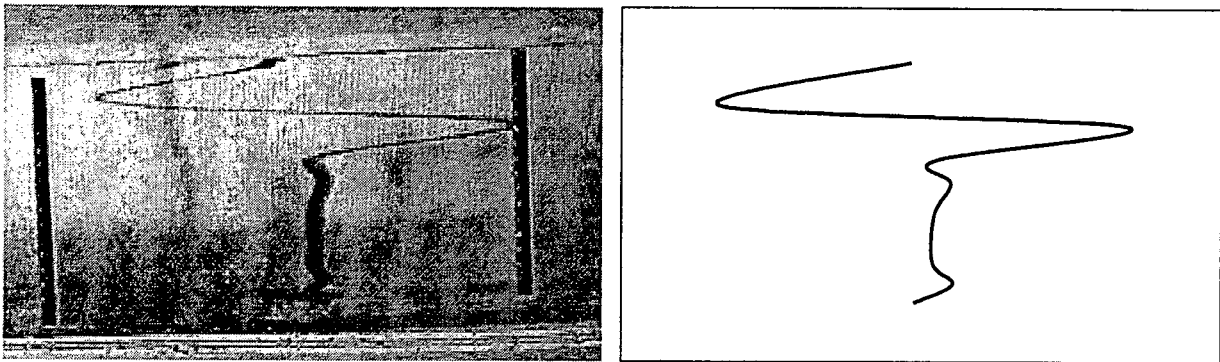


شکل ۳-۲-۸- آزمایش ۳ پلوم آب شیرین با زاویه ۴۰ درجه به مخزن (f.b.)

در شکل ۳-۲-۸ نیمرخ N مربوط به آزمایش سوم دیده می‌شود و بسیار مشابه حالت میدانی در داده‌های اندازه‌گیری شده می‌باشد.

۳-۲-۴- آزمایش چهارم

در این آزمایش پلوم آب شیرین با زاویه ۴۰ درجه نسبت به سطح آزاد آب وارد مخزن آزمایش که بطور کاملاً خطی چینیه‌بندی شده، با شار شناوری $1.15 \times 10^{-8} m^4 s^{-3}$ می‌شود. در این آزمایش همچنین انرژی و مدهای نرمال از بالا به پایین مستهلک می‌شوند. شکل مدهای نرمال در این آزمایش در شکل ۳-۲-۶ نشان داده شده است. ساختار مدی در این آزمایش مشابه آزمایش سوم است. تعداد لایه‌ها سه و ضخامت آنها یکنواخت‌تر نسبت به یکدیگر است.

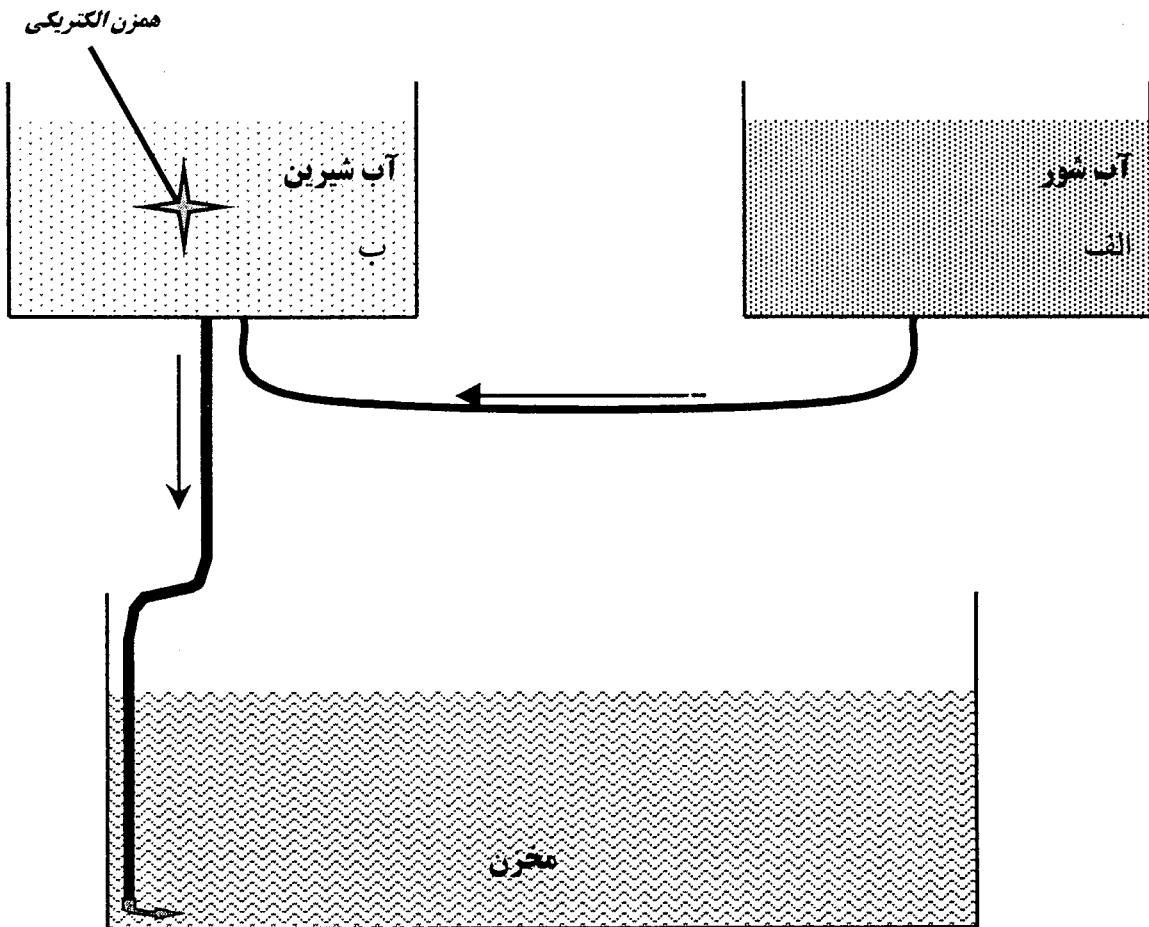


شکل ۳-۲-۹- ورود پلوم آب شیرین به مخزن آزمایش با چینیه‌بندی کاملاً خطی با زاویه ۴۰ درجه نسبت به سطح آزاد

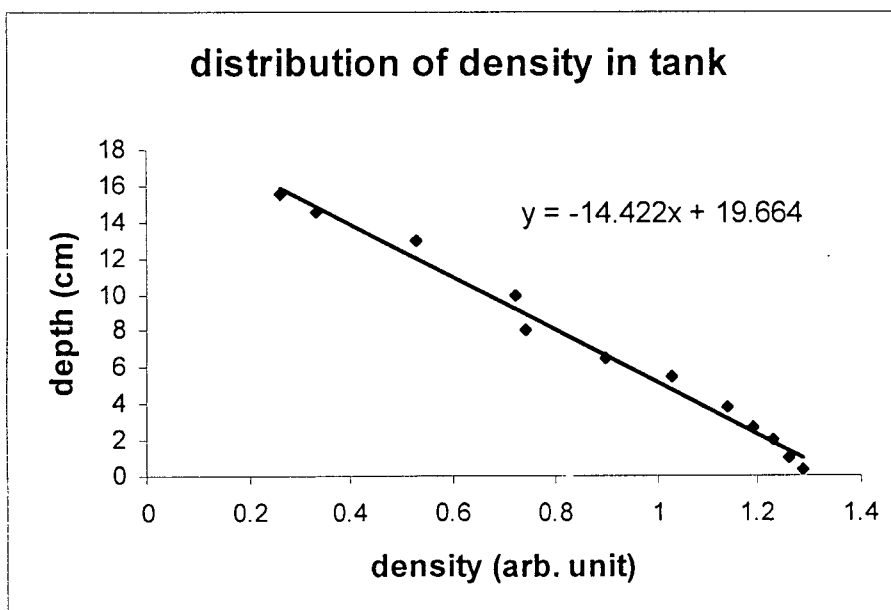
ابتدا ۲۸ لیتر آب شور با چگالی 1.03 kg/lit در مخزن «الف» و ۲۸ لیتر آب شیرین در مخزن «ب» می‌ریزیم. شیر میان مخزنهای «الف» و «ب» را بازگذارده و همچنین شیر میان مخزن «ب» و مخزن آزمایش عمل می‌نماید (باز گذارده می‌شود). یک همزن الکتریکی بطور مرتب مخزن «ب» را مخلوط می‌کند بطوریکه در زمانهای کوتاه چگالی مخزن «ب» همگن باشد. به این ترتیب «مخزن آزمایش» بصورت کاملاً خطی چینیه‌بندی می‌شود.

در اینجا مجدداً به کمک یک حساسه الکتریکی توزیع چگالی را اندازه‌گیری می‌نماییم. اندازه‌گیریها در شکل ۳-۲-۱۱ برحسب عمق و رگرسیون خطی آن رسم شده است. با توجه به دقت وسایل آزمایشگاه و خطای دید این خط، تقریب خوبی از واقعیت را دربر دارد.

روش کار برای ایجاد محیط چینه‌بندی خطی در این آزمایش به قرار زیر بود (شکل ۳-۲-۱۰).



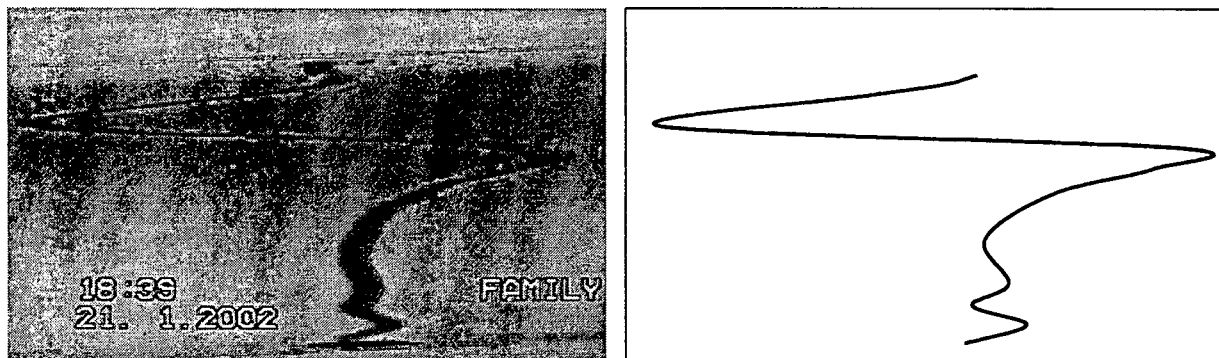
شکل ۳-۲-۱۰- نحوه ایجاد محیط با چینه‌بندی خطی در مخزن آزمایش



شکل ۳-۲-۱۱- توزیع ولتاژ خروجی دستگاه چگالی‌سنج (متناسب با چگالی) برحسب عمق در مخزنی که بصورت خطی چینه‌بندی شده است.

۳-۲-۵- آزمایش پنجم

این آزمایش کاملاً مشابه آزمایش چهارم می‌باشد با این تفاوت که پلوم بصورت قائم به مخزن آزمایش متصل است و شار شناوری $1.16 \times 10^{-8} m^4 s^{-3}$ است. ساختار مدهای نرمال مشابه حالت قبل است، البته ضخامت لایه‌ها بیشتر می‌باشد. تعداد لایه‌ها ۳ و استهلاک دامنه مدهای نرمال با عمق قابل ملاحظه می‌باشد. در نزدیک کف ظرف نشانه‌هایی از ساختار لایه‌ای با ضخامت مشابه وجود دارد.



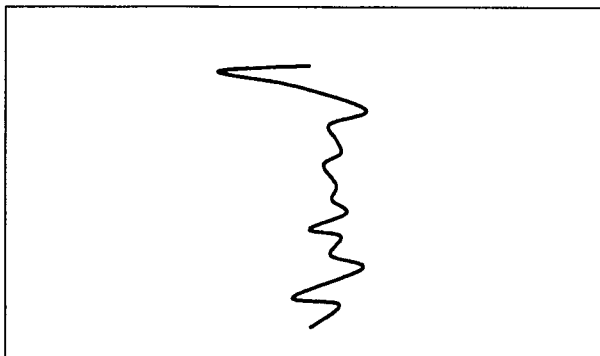
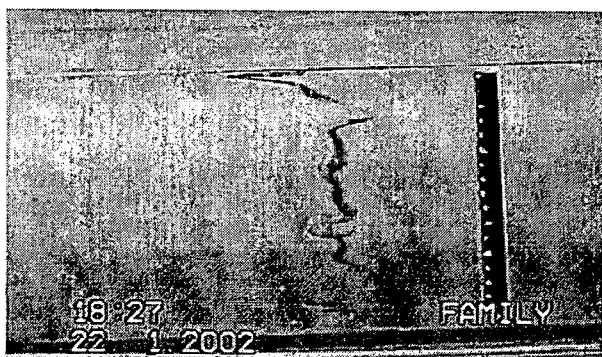
شکل ۳-۲-۱۲- ورود پلوم آب شیرین به مخزن آزمایش با چینه‌بندی کاملاً خطی با زاویه ۹۰ درجه نسبت به سطح آزاد

۳-۲-۶- آزمایش ششم

در این آزمایش در ابتدا محیط مخزن به چهار طبقه مجزا^۱ به ارتفاع 4 cm که بترتیب از کف ظرف به سه چگالیهای 1.05 kg/lit و 1.04 kg/lit و 1.03 kg/lit و 1.02 kg/lit می‌باشند، چینه‌بندی شده است.

در این آزمایش پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه و شار شناوری $1.46 \times 10^{-7} m^4 s^{-3}$ به مخزن متصل است. مجدداً لایه‌ها بیشتر در قسمت فوقانی ستون آب ملاحظه می‌شود و در قسمتهای دیگر بطور ضعیف ظاهر می‌شوند.

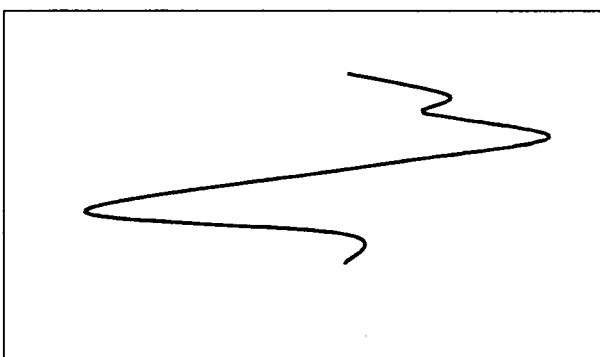
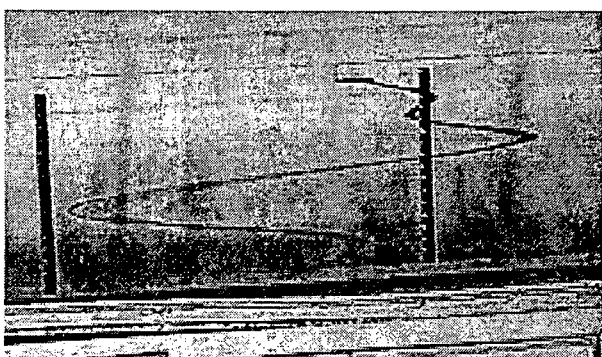
^۱ sharp



شکل ۳-۲-۱۳- ورود پلوم آب شیرین به مخزن آزمایش با چینه‌بندی چهار لایه‌ای کاملاً مجزا با زاویه ۹۰ درجه نسبت به سطح آزاد

۳-۲-۷- آزمایش هفتم

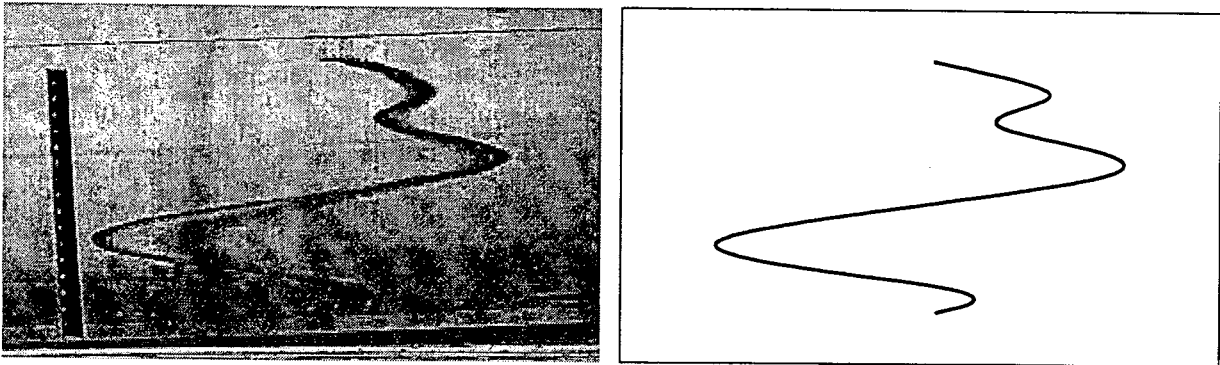
این آزمایش مشابه آزمایش قبلی است با این تفاوت که لایه پنجمی که آب شیرین و ارتفاع آن ۲ سانتی‌متر است روی چهار لایه قبلی در محیط مخزن قرار می‌گیرد. پلوم آب شور با شار شناوری $1.22 \times 10^{-6} m^4 s^{-3}$ به محیط مخزن با زاویه قائم وارد می‌شود. این آزمایش نشان می‌دهد که اگر پلوم به داخل ستون آب وارد شود ساختار مدی گسترش بیشتری خواهد داشت.



شکل ۳-۲-۱۴- ورود پلوم آب شور به مخزن آزمایش با چینه‌بندی پنج لایه‌ای کاملاً مجزا با زاویه ۹۰ درجه نسبت به سطح آزاد

۳-۲-۸- آزمایش هشتم

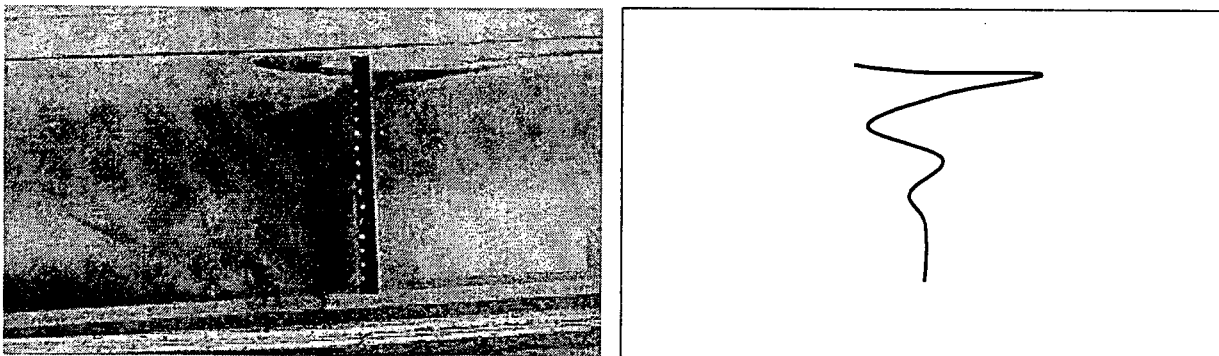
این آزمایش بطور کامل همان آزمایش هفتم با کمیت‌های مساوی است فقط ورود رنگ و ایجاد شکل مدهای نرمال در فاصله $\frac{3}{4}$ طول ظرف نسبت به محل ورود پلوم است. ساختار مدی کاملاً مشهود بوده و دامنه آن با ارتفاع مستهلک می‌شود.



شکل ۳-۲-۱۵- ورود پلوم آب شور به مخزن آزمایش با چینه‌بندی پنج لایه‌ای کاملاً مجزا با زاویه 90° درجه نسبت به سطح آزاد مایع و با فاصله $\frac{3}{4}$ طول ظرف نسبت به محل ورود پلوم

۳-۲-۹- آزمایش نهم - شبیه‌سازی امواج داخلی به کمک باد

در این آزمایش "مخزن در حال پرشدن" را به شکل معمول آماده و به جای پلوم آب از یک بادبزن الکتریکی استفاده نمودیم. باد ایجاد شده با زاویه خیلی کوچکی (نزدیک به صفر) به موازات سطح آزاد مایع می‌وزید. گسترش مدهای نرمال بویژه در نزدیک سطح (نزدیک چشمه انرژی) کاملاً مشهود است. این آزمایش شبیه حالتی است که در عمده مناطق خلیج فارس (قسمتهای میانی) امکان رخ دادن دارد.



شکل ۳-۲-۱۶- شبیه‌سازی امواج داخلی در "مخزن در حال پرشدن" به کمک وزش باد

فصل ۴

خلاصه و بحث نتایج

در این فصل به مقایسه و بحث در مورد نظریه امواج داخلی، نمودارهای واقعی از خلیج فارس، جواب عددی معادله مدهای نرمال امواج داخلی (معادلات ۲-۴۸) و شبیه‌سازی آزمایشگاهی امواج داخلی می‌پردازیم.

یک محیط چینه‌بندی شده با استفاده از انرژی مثلاً یک پلوم شبیه یک رودخانه یا وزش باد مخصوصاً اگر این انرژی بصورت تلاطمی تزریق شود، محیطی مستعد برای ایجاد امواج داخلی را فراهم می‌نماید. ساختار قائم ایجاد شده توسط انتشار این امواج (مدهای نرمال) حالت لایه‌ای دارد.

شکل‌های ۳-۱-۵ تا ۳-۱-۳۰ مدهای نرمال امواج داخلی را به دفعات و در صورتهای مختلف نشان داده‌اند. بعنوان مثال در شکل ۳-۱-۵ (ساعت ۱۹:۳۰) بکمک منحنی سرعت افقی و انحراف آن از میانگین سرعت، شکل کاملی از مدهای نرمال فراهم کرده است. شکل ۳-۱-۷ منحنی ΔS محیط چینه‌بندی منجر به لایه‌های بوجود آمده در منطقه شمال غربی خلیج فارس را با دقت نشان داده است. شکل ۳-۱-۹ منحنی فرکانس شناوری برحسب عمق بوضوح لایه‌ها را در محیط نشان می‌دهد. این وضعیت در بقیه ساعت‌های نمونه‌برداری به دفعات تکرار می‌شوند.

در ساعت ۲۱:۳۰، ۲۲:۳۰، ۲۳:۳۰ و ... منحنی ΔS برحسب عمق حالت کاملی از ورود پلوم آب شیرین (رودخانه‌ها) با چگالی کمتر نسبت به محیطی که وارد آن می‌شود را نشان می‌دهد. مدهای نرمال امواج داخلی به وضع کاملاً مشخصی در سطح توسعه یافته و به سمت کف دریا بر اثر گرانشی مستهلک شده و کوچک می‌گردد.

نیمرخها در ساعت‌های مختلف تغییرات دوره‌ای را نشان می‌دهند که مربوط به حرکات جزر و مدی و تغییرات افقی ساختار قائم مشخصه‌های ستون آب است. حداقل سه تا چهار بار تغییرات تکرار می‌شود (باتوجه به اینکه مدت زمان اندازه‌گیری ۲۱ ساعت است).

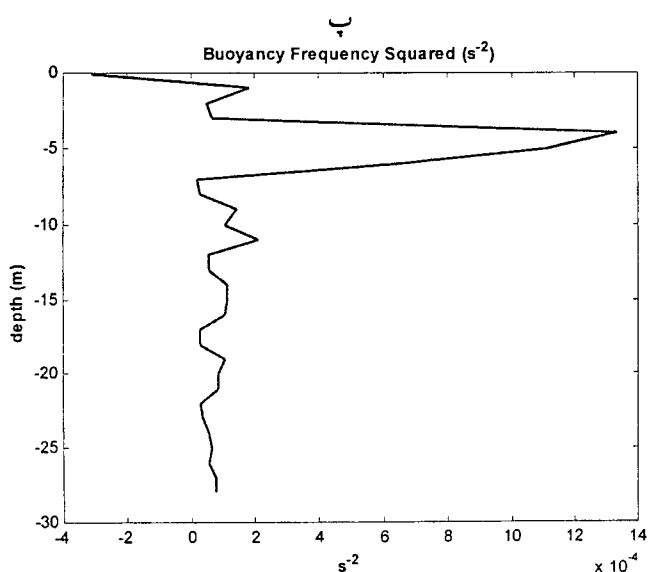
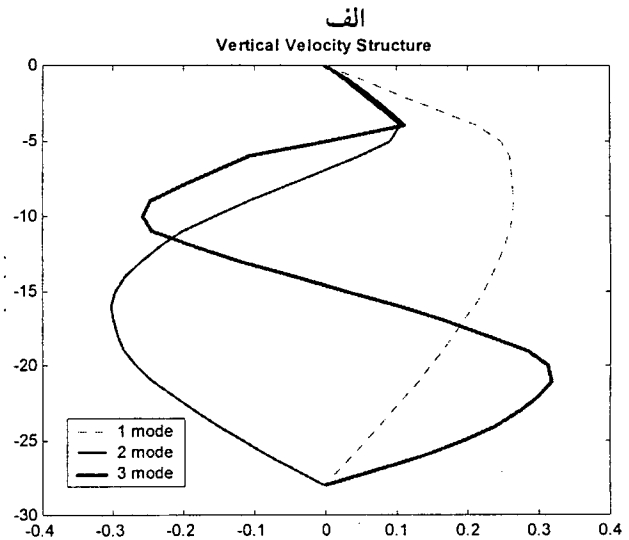
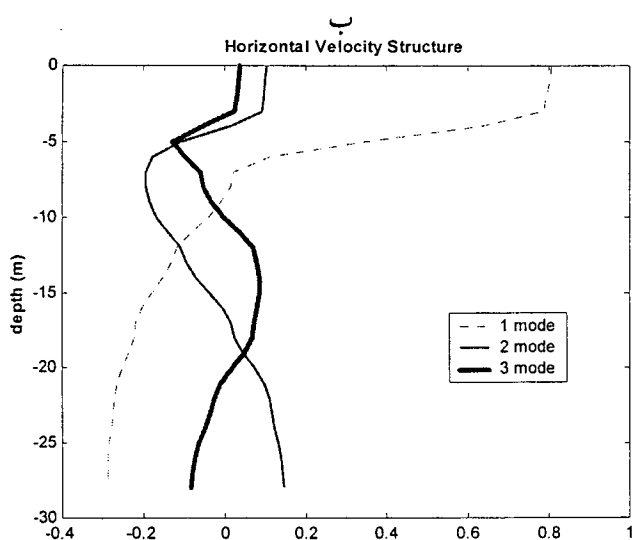
ساختار لایه‌ای بیشتر در قسمت فوقانی ستون آب مشاهده می‌شود که احتمالاً پلوم رودخانه ورودی به خلیج فارس در ایجاد آن نقش عمده را دارا است. تعداد لایه‌ها از ۳ تا ۸ متغیر است و ضخامت آنها به طور متوسط حدود دو متر می‌باشد.

در ناحیه نزدیک کف لایه نسبتاً آمیخته به ویژه در نیمرخ دما مشاهده می‌شود که مربوط به اختلاط شدید جزر و مدی در نزدیک کف است.

در بیشتر قسمتهای ستون آب به ویژه در قسمتهای میانی عدد Ri معمولاً خیلی بیشتر از ۱ (حدوداً ۵) است که نشانگر پایداری ستون آب می‌باشد.

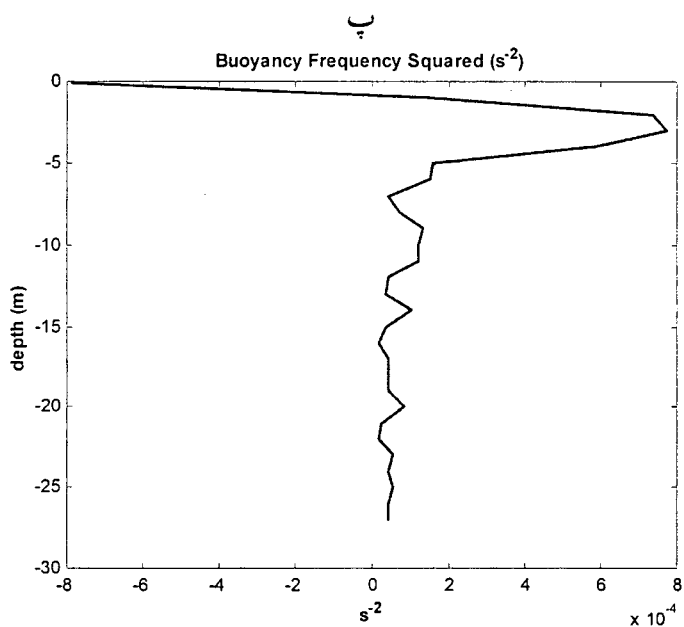
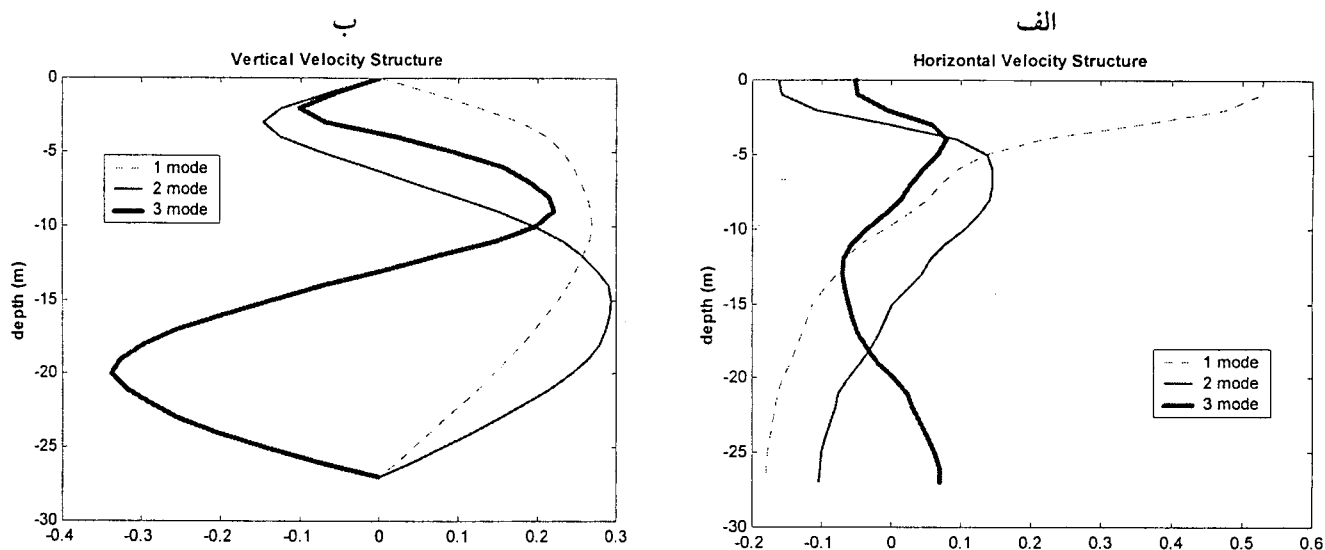
در بعضی از نیمرخهای زیگماتی ستون آب ناپایداری استاتیکی مشاهده می‌شود، که این نشانگر جریانهای غیرهمچگال می‌باشد.

همانطور که در مجموعه شکل‌های ۳-۱-۳۱ نشان داده شده است، حل عددی مدل امواج داخلی نتیجه مناسبی را حاصل نموده است و با واقعیت تطابق خوبی را نشان می‌دهد. در اینجا چند نمونه دیگر از این محاسبات ارائه می‌شود.



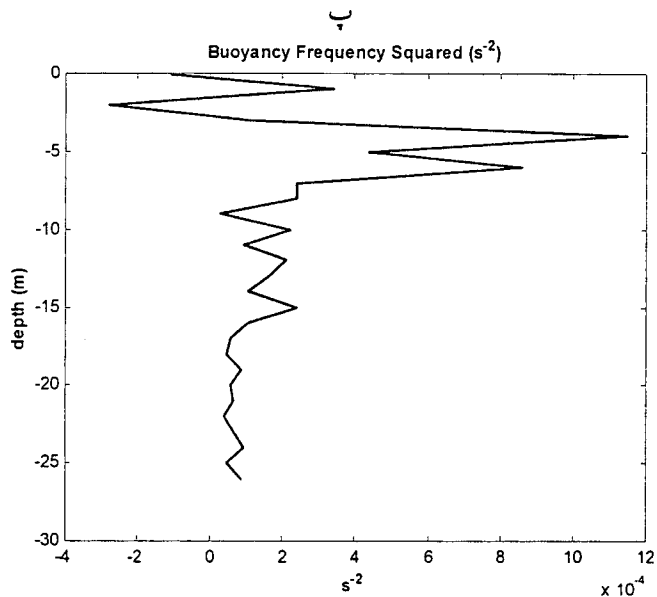
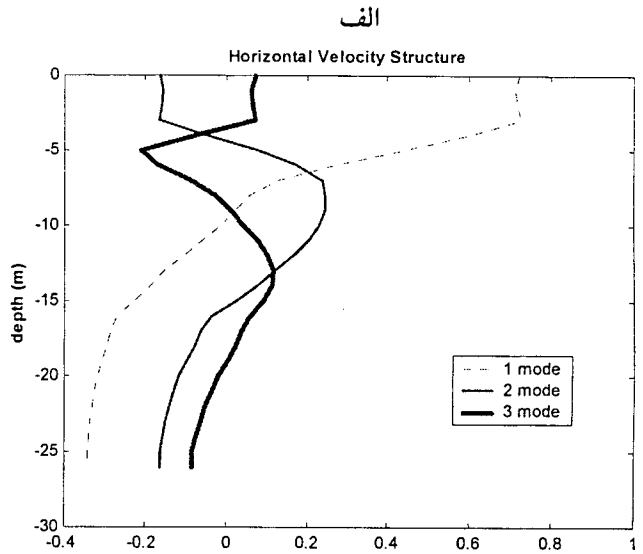
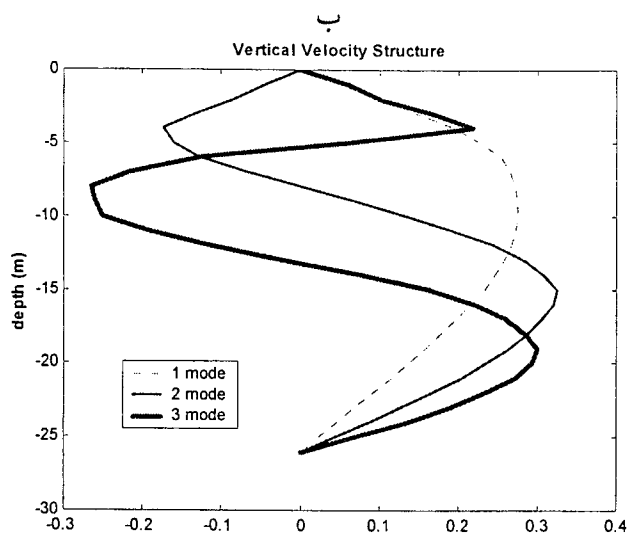
شکل ۴-۱ (الف) ساختار سرعت قائم
 (ب) ساختار سرعت افقی
 (پ) مجذور فرکانس شناوری
 در ساعت ۲۲:۳۰ مورخ 29/06/2000
 با استفاده از حل عددی

شکل ۱-۴ با شکل ۳-۱-۱۳ مقایسه می‌شود. مد نرمال ۳ در ۴-۱ (ب) با منحنی سرعت افقی تطابق دارد. همچنین مجذور فرکانس شناوری در ۴-۱ (پ) با منحنی فرکانس شناوری در شکل ۳-۱-۱۳ تطابق دارد.



شکل ۲-۴ (الف) ساختار سرعت قائم (ب) ساختار سرعت افقی (پ) مجذور فرکانس شناوری در ساعت ۰۳:۳۰ مورخ 30/06/2000 با استفاده از جواب رایانه‌ای

شکل ۲-۴ نمونه دیگری است که با شکل ۳-۱-۱۸ مقایسه می‌شود. مد نرمال ۳ در ۴-۲ (ب) با منحنی سرعت افقی تطابق دارد. همچنین مجذور فرکانس شناوری در ۴-۲ (پ) با منحنی فرکانس شناوری در شکل ۳-۱-۱۸ مطابقت دارد.



شکل ۳-۴ (الف) ساختار سرعت قائم (ب) ساختار سرعت افقی (پ) مجذور فرکانس شناوری در ساعت ۱۲:۳۰ مورخ 30/06/2000 با استفاده از حل عددی

شکل ۳-۴ با شکل ۱-۳-۲۷ مقایسه می شود. مد نرمال ۲ در ۳-۴ (ب) با منحنی سرعت افقی تطابق دارد. همچنین مجذور فرکانس شناوری در ۳-۴ (پ) با منحنی فرکانس شناوری در شکل ۱-۳-۲۷ تطابق دارد. با توجه به ساختار سرعت قائم و افقی در این نمونه ها ملاحظه می شود که احتمالاً ساختار لایه ای مشاهده شده در ستون آب در نیمرخهای اندازه گیری شده بر اثر مدهای نرمال امواج داخلی است که در این آبها گسترش می یابد.

البته لازم به ذکر است که در محیط مورد نظر اثراتی مثل جزر و مد و باد علاوه بر پلوم رودخانه که سه بعدی و پیچیده است، در ایجاد امواج داخلی مؤثر است. تغییرات افقی ساختار قائم خواص ستون آب و

حرکات فرارفتی تغییرات فیزیکی شدیدی را با زمان ایجاد می‌کند بطوریکه در مشاهدات هم قابل ملاحظه است. نمونه تعداد لایه‌ها بر مبنای سرعت افقی ۲ تا ۴ با ضخامت حدود پنج متر است ولی تعداد لایه‌ها بر مبنای نیمرخهای شوری بیشتر و ضخامت آنها کمتر (حدود ۲ متر و کمتر) می‌باشد. فرارفت قائم ناشی از پلوم ورودی به این محیط می‌تواند ضخامت لایه‌های ایجاد شده در ساختار لایه‌ای نیمرخ شوری را ظریف‌تر کند (مثلاً وانگ و همکاران ۲۰۰۰). البته در محیط نیمه‌بسته‌ای مثل خلیج فارس و با توجه به بزرگی وسعت افقی آن سرعت فرارفت قائم باید کمتر از محیط آزمایشگاهی که کاملاً بسته است، باشد.

در آزمایشهایی که در محیط آزمایشگاه انجام و در بخش ۳-۲ ارائه شد، در بعضی پلوم آب شور را وارد "مخزن در حال پرشدن"^۱ و مخزن آزمایشگاهی نمودیم و نمونه آن در شکل‌های ۳-۲-۲، ۳-۲-۳ و ۳-۲-۱۵ ارائه گردید. انرژی در قسمتهای پایین ظرف موجب گسترش مدهای نرمال مربوط به امواج داخلی می‌شود. از کف ظرف به بالا استهلاک انرژی موجب کوچک شدن دامنه حرکات افقی می‌شود. در آزمایشهایی که پلوم آب شیرین به محیط "مخزن" وارد می‌شود (شبه‌سازی ورود رودخانه به دریا) انرژی پلوم متلاطم در ابتدا به قستهای سطحی محیط اثر دارد و بتدریج که به کف مخزن انتقال می‌یابد مستهلک شده و دامنه منحنیها کوچک می‌شود.

در تحقیق بوهرر^۲ (۲۰۰۰) که بر روی دریاچه‌های با محیط چینه‌بندی صورت گرفته است، عامل باد هم بعنوان یک منبع دیگر انرژی در تولید امواج داخلی و ایجاد مدهای نرمال در نظر گرفته شده است. در شکل ۳-۲-۱۶ شبه‌سازی امواج داخلی در "مخزن در حال پرشدن" به کمک وزش باد صورت گرفته است، اگرچه این آزمایش با وسایل در دسترس از دقت بسیار بالایی به علت ایجاد امواج ساکن برخوردار نبود ولی از لحاظ کیفی نشان داد که وزش باد خود یکی دیگر از منابع انرژی در تولید امواج داخلی می‌تواند باشد.

در جدول ۴-۱ خلاصه‌ای از نتایج آزمایشهایی که در محیط آزمایشگاه انجام شده، ارائه گردیده است. مقایسه‌ای بین مدل وانگ و همکاران با اندازه‌گیریهای آزمایشگاه، نشان می‌دهد که تا حد زیادی مدل وانگ با محیط دریایی و واقعی سازگاری دارد. در محاسبات از روابط فصل ۲ مربوط به مدل وانگ استفاده شده است. به عنوان مثال از روابط (۲-۵۴) در محاسبه فرکانس و (۲-۵۷) در محاسبه عدد موج و طول موج استفاده می‌نمائیم.

^۱ filling box

^۲ Bohrer

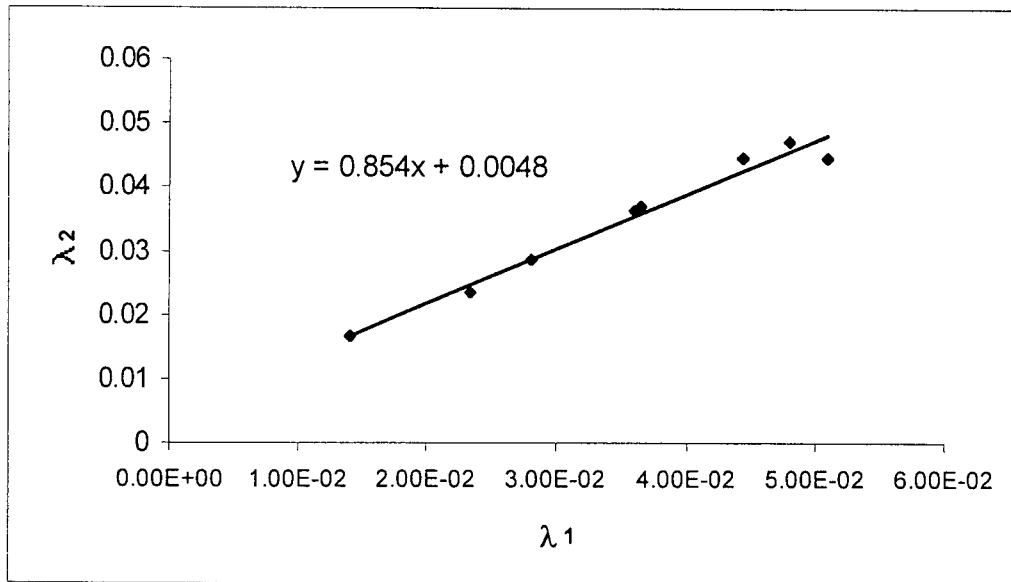
جدول ۴-۱ خلاصه‌ای از آزمایشها و نتایج آنها (در محیط آزمایشگاه)

$m(0)$ m^{-1}	$m(1)$ m^{-1}	$\lambda_2 (m)$	$\lambda_1 (m)$	$H (m)$	γ	Re	$N (s^{-1})$	u (cm/s)	شمارشوری F	مود نورمال	تاریخ	توضیح
132.9807	1.31E+02	0.047248	4.80E-02	0.08	61.13519	6871.969	0.237784	0.106	4.60E-07	۵	۸۰/۱۱/۱۹	۱
221.1115	2.24E+02	0.028416	2.80E-02	0.057	297.8266	12182.64	0.421545	0.1	1.28E-08	۵	۸۰/۱۱/۱۰	۲
269.1340	2.70E+02	0.023345	2.33E-02	0.05	432.1629	17509.19	0.605855	0.06	3.80E-08	۷	۸۰/۱۰/۱۵	۳
173.5047	1.75E+02	0.036213	3.60E-02	0.067	112.9509	11755.40	0.406762	0.058	1.15E-08	۳	۸۰/۱۰/۲۵	۴
169.6915	1.73E+02	0.037027	3.64E-02	0.068	107.7558	11789.38	0.407937	0.071	1.16E-08	۳	۸۰/۱۱/۰۱	۵
376.1262	4.49E+02	0.016704	1.40E-02	0.04	2116.911	27423.48	0.94891	0.054	1.46E-07	۴	۸۰/۱۱/۰۲	۶
140.8275	1.42E+02	0.044616	4.44E-02	0.077	65.41694	8772.337	0.303541	0.04	1.22E-06	۳	۸۰/۱۱/۰۷	۷
140.8275	1.23E+02	0.044616	5.09E-02	0.077	37.87485	8772.337	0.303541	0.236	1.22E-06	۳	۸۰/۱۱/۰۷	۸

- ۵- پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به مخزن بصورت خطی پر شده
- ۶- پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به مخزن کاملاً چهار لایه‌ای
- ۷- پلوم آب شور با زاویه ۹۰ درجه به مخزن کاملاً پنج لایه‌ای
- ۸- همان آزمایش بالا با $\frac{3}{4}$ طول ظرف فاصله از پلوم آب شور
- ۱- پلوم آب شور با زاویه ۹۰ درجه به مخزن (f.b)
- ۲- پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به مخزن (f.b)
- ۳- پلوم آب شیرین با زاویه ۴۰ درجه به مخزن (f.b)
- ۴- پلوم آب شیرین با زاویه ۴۵ درجه به مخزن بصورت خطی پر شده

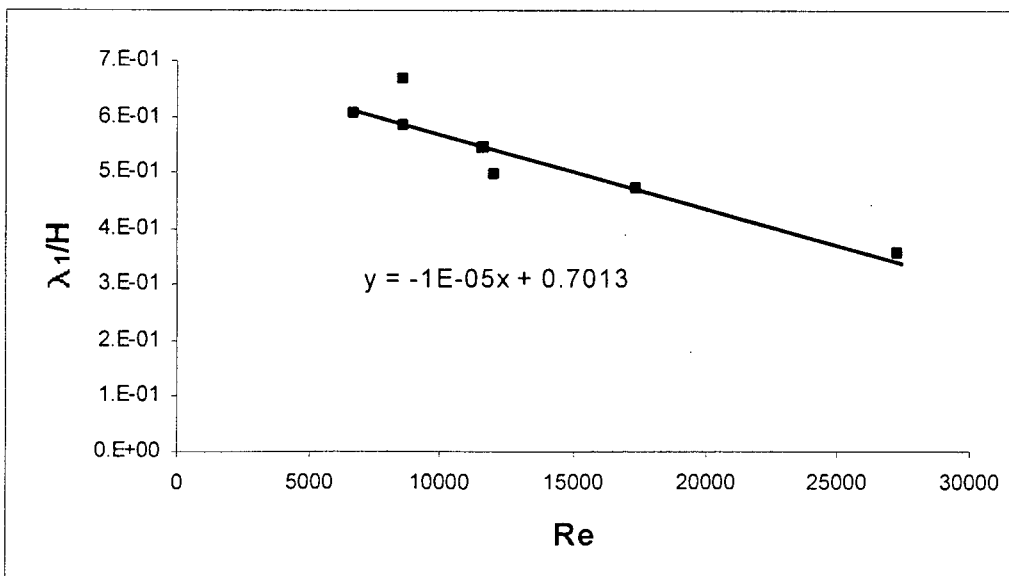
در جدول فوق N فرکانس شناوری، Re عدد رینولدز، γ ضریب استهلاک، H ارتفاع نفوذ پلوم به داخل مخزن، λ_1 طول موج از طریق مشاهده، λ_2 طول موج از طریق محاسبه، $m(1)$ عدد موج از طریق مشاهده و $m(0)$ عدد موج از طریق محاسبه می‌باشند.

با استفاده از جدول ۴-۱ می‌توان نتایج جالبی بدست آورد، به عنوان مثال در شکل ۴-۴ λ_1 (طول موج مشاهده شده) برحسب λ_2 (طول موج محاسبه شده) رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که اختلاف مشاهده و محاسبه بسیار کم است.



شکل ۴-۴ طول موج مشاهده شده برحسب طول موج محاسبه شده

همچنین در آزمایشگاه ضخامت لایه‌ها از مرتبه سانتی‌متر (مثلاً ۴ سانتی‌متر) است. و مدهای نرمال تشکیل شده ۲ تا ۶ می‌باشد. شکل ۴-۵ طول موج بدون بعد شده را بر حسب عدد رینولدز نشان می‌دهد.



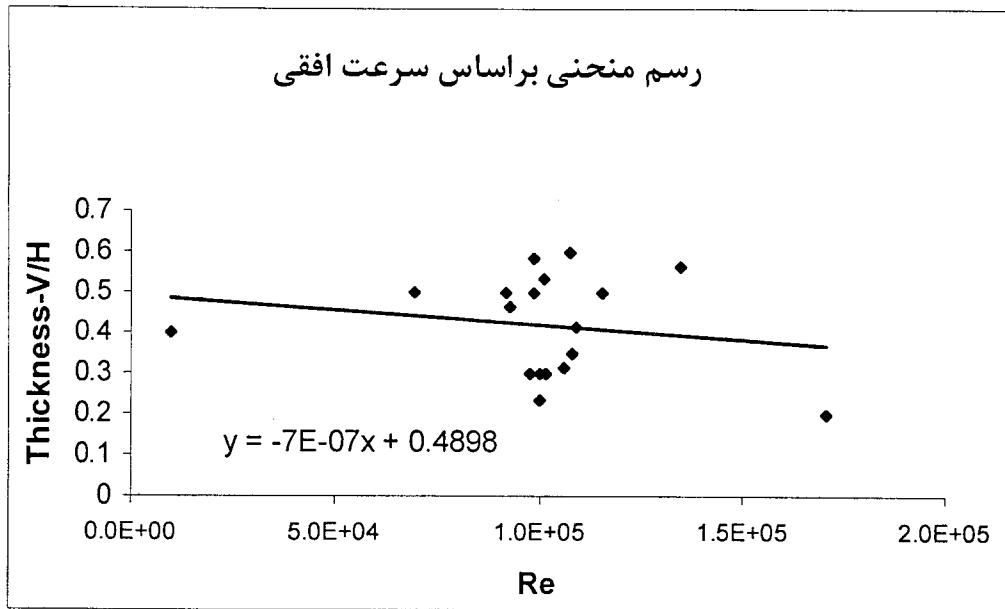
شکل ۴-۵ طول موج بی‌بعد شده برحسب عدد رینولدز

شکل ۴-۵ نشان می‌دهد که با افزایش عدد رینولدز طول موج بدون بعد کاهش می‌یابد. در جدول ۴-۱ مشاهده می‌شود که ارتباط خاصی بین γ و عدد رینولدز وجود ندارد، که احتمالاً به دلیل آزمایشهای کاملاً مجزا از یکدیگر می‌باشد. البته در صورتیکه ضریب استهلاک و طول موج به هم وابستگی داشته باشند، به تحقیق گسترده‌تر و آزمایشهای بیشتری احتیاج است که فقط یک پارامتر تغییر نماید و بقیه عوامل ثابت باشند.

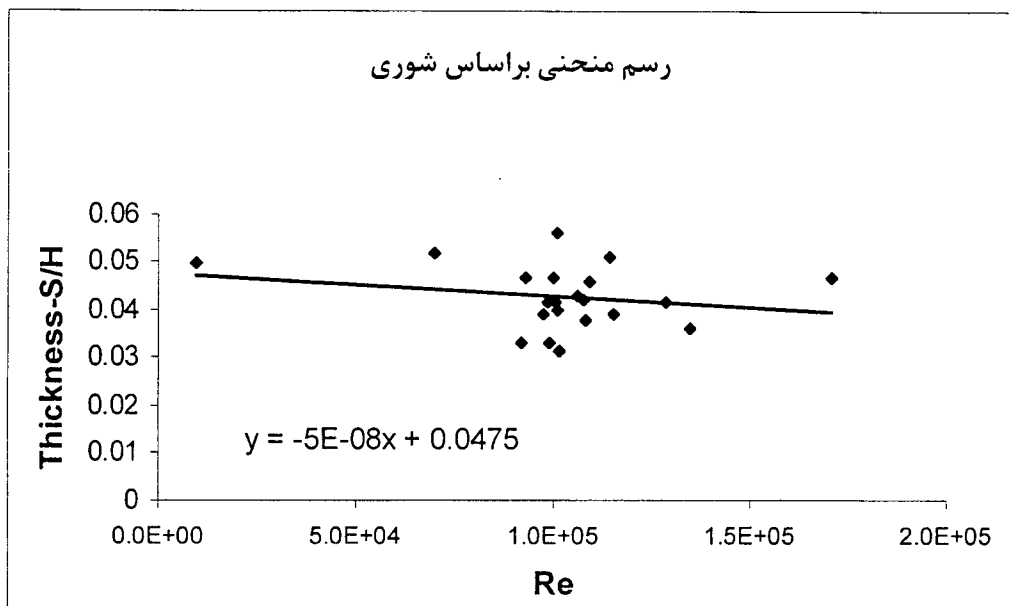
جدول ۴-۲ خلاصه‌ای از اندازه‌گیریها و محاسبات و نتایج آنها را در خلیج فارس نشان می‌دهد. با توجه به اطلاعات جدول ضخامت لایه‌ها با استفاده از منحنی شوری حدود ۱ تا ۲ متر برآورد می‌شود و براساس سرعت افقی بین ۵ تا ۱۰ متر از اعداد معنی‌دار جدول استنباط می‌شود. ضریب استهلاک در این جدول (۴-۲) در مقایسه با اقیانوس‌ها و دریاهای آزاد قدری بزرگ است که احتمالاً به دلیل کم‌عمق بودن خلیج فارس نسبت به دریاهای دیگر است. شکل‌های ۴-۶ و ۴-۷ ضخامت بدون بعد شده را برحسب عدد رینولدز نشان می‌دهند.

جدول ۴-۲ خلاصه‌ای از اندازه‌گیریها و نتایج آن در خلیج فارس

زمان	طول موج (m) محاسباتی براساس ثوری	طول موج (m) دیدهبانی براساس ثوری	ضخامت (m) لایه‌ها براساس سرعت افقی	شار شناوری ($m^3 s^{-1}$)	سرعت افقی (cm/s)	فرکانس شناوری s^{-1}	عدد رینولدز	ضخامت براساس منحنی سرعت تقسیم بر عمق	عدد موج براساس منحنی ثوری	ضریب استهلاک
19:30	1.19	1.18	15	127.9045	4	0.012822	115400.7	0.5	5.324733	449012.2
20:30	1.19	1.375	12.5	128.0138	5	0.012118	109062	0.416667	4.569589	257697.6
21:30	1.19	1.14	10.5	128.0829	2	0.012039	108351	0.35	5.511566	548962
22:30	1.19	1.4	7	128.317	2.5	0.011133	100197	0.233333	4.48799	260992.3
23:30	1.19	1.25	9	128.3034	5.3	0.011149	100341	0.3	5.026548	410087.1
00:30	1.19	1.41	6	129.3788	5.5	0.019001	171010.9	0.2	4.45616	148625.9
01:30	1.19	1.69		128.3195		0.011229	101061		3.717861	121860.9
02:30	1.19	1.5	12	128.7309	7.3	0.0011	9896.4	0.4	4.18879	2005175
03:30	1.19	1.4	14	128.6636	7.7	0.010325	92925	0.466667	4.48799	281416.7
04:30	1.19	1.25	15	128.5231	5.9	0.010947	98519.31	0.5	5.026548	417669.9
05:30	1.19	1	17.5	128.5893	5.4	0.011001	99009	0.583333	6.283185	1014659
06:30	1.19	1.18	9	128.5853	2.1	0.010855	97697.79	0.3	5.324733	530373.6
07:30	1.19	1.56	15	128.375	5.9	0.007759	69831	0.5	4.027683	242911.4
08:30	1.19	1	15	128.5699	7.8	0.010219	91971	0.5	6.283185	1092304
09:30	1.19	0.94	9	128.4426	11.1	0.011289	101597.3	0.3	6.68424	1266488
10:30	1.19	1.29	9.5	128.2559	9.1	0.01177	105933.5	0.316667	4.870686	342454.1
11:30	1.19	1.26	18	128.3982	5.9	0.011938	107442.9	0.6	4.986655	370966.5
12:30	1.19	1.2	16	128.4056	8.2	0.011123	101070	0.533333	5.235988	479344.1
13:30	1.19	1.53		128.4518	9.6	0.012673	114053.1		4.106657	160739.2
14:30	1.19	1.08	17	128.4697	5.6	0.01497	134733.8	0.566667	5.817764	548053.7
15:30	1.19	1.25		128.5093		0.01426	128340.6		5.026548	320619.9



شکل ۴-۶ ضخامت بی‌بعد شده برحسب عدد رینولدز براساس سرعت افقی



شکل ۴-۷ ضخامت بی‌بعد شده برحسب عدد رینولدز براساس شوری

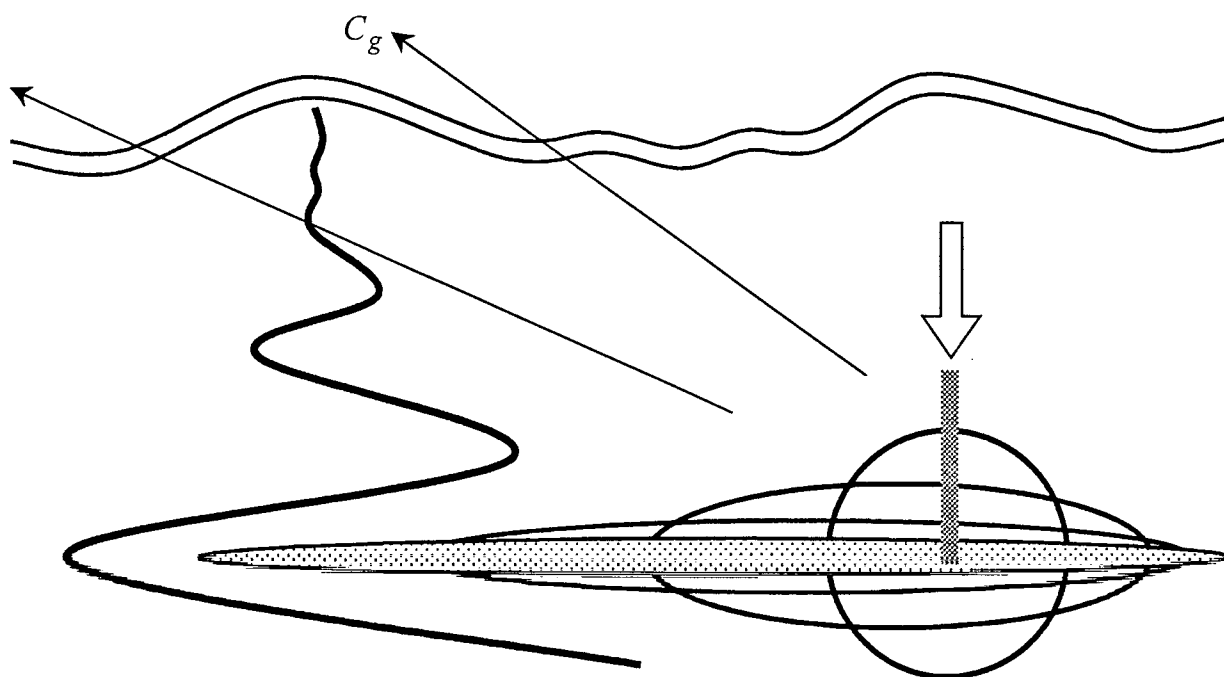
تعداد لایه‌ها در توضیحاتی که برای مجموعه شکل‌های ۳-۱-۱۰ الی ۳-۱-۳۰ (فصل سوم) داده شده، در هر قسمت مشخص نموده‌ایم و حدوداً از ۳ تا ۸ متغیر است. ساختار لایه‌ای نیز عمدتاً در قسمت فوقانی ستون آب مشاهده می‌شود که احتمالاً به دلیل پلوم رودخانه ورودی به منطقه اندازه‌گیری می‌باشد. پایداری ستون آب بویژه در قسمت میانی به دلیل بزرگی عدد ریچاردسون (معمولاً حدود ۵) است.

اگر محاسبات را در خلیج فارس به منظور تعیین طول موج (λ) با استفاده از رابطه (۲-۵۷) و با پهنای کانال تقریبی $B = 12-15 \text{ km}$ (با توجه به تصاویر ماهواره‌ای و تخمین تقریبی پهنای پلومی که از رودخانه‌ها وارد منطقه شمال غربی خلیج فارس می‌شود) انجام دهیم و حاصل را با شکل‌های ۳-۱ تا ۳-۱۰ مقایسه نمائیم، نتایج تقریباً مناسبی بدست می‌آید که دلالت بر کاربرد مدل وانگ و همکاران حتی در محیط واقعی دارد. طول موج (λ) حدود دو متر برآورد شده است.

در خلیج فارس محل ورود آب شیرین رودخانه‌ها (شمال غربی خلیج)، ممکن است عامل اصلی ایجاد امواج داخلی ورود آبهای شیرین و عامل دوم وزش باد در نظر گرفته شود. البته این امر در قسمتهای دیگر خلیج فارس می‌تواند رخ دهد و نیاز به مطالعه بیشتر دارد.

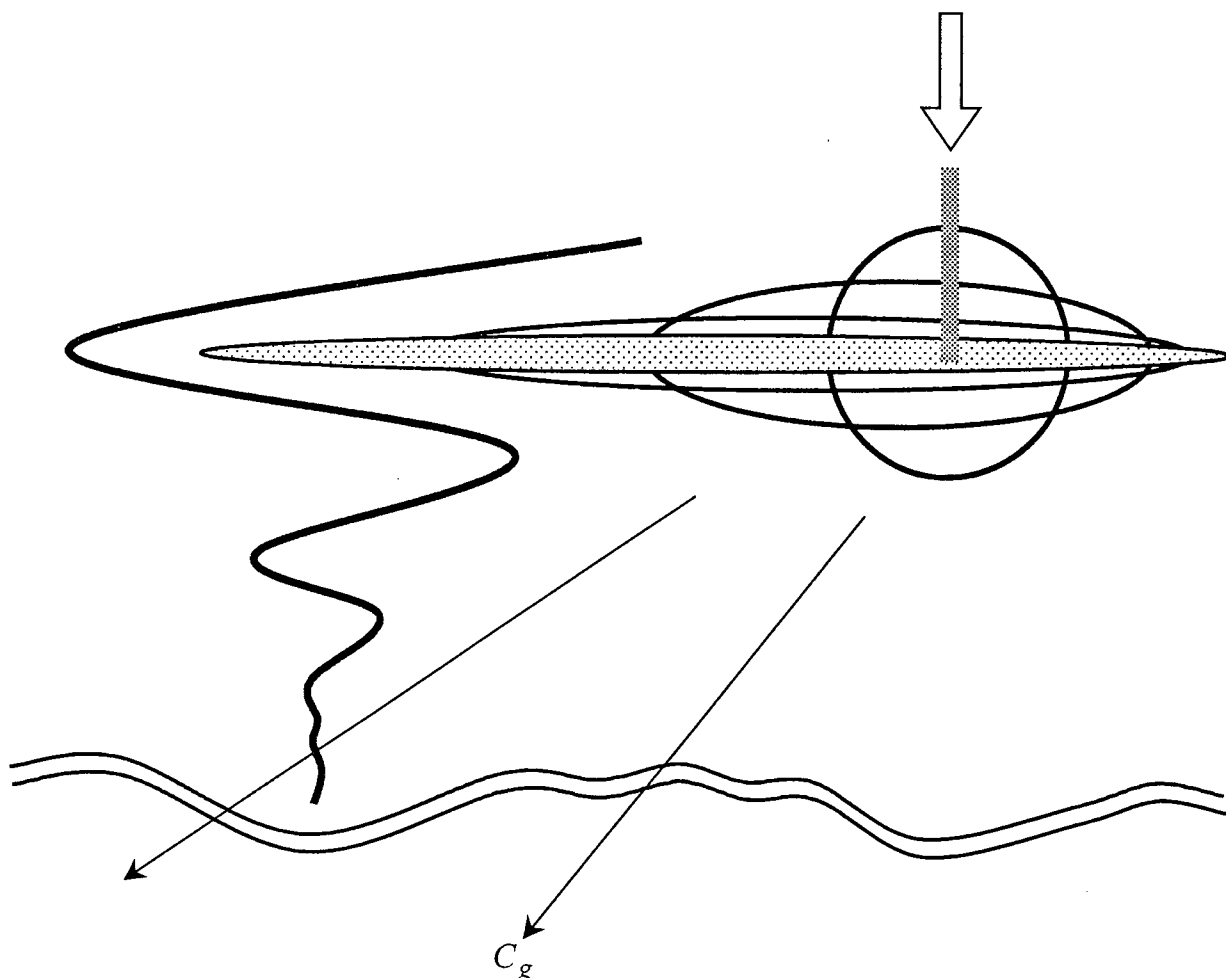
در هر صورت در مدل عددی و همچنین رسم منحنیهای نشان داده شده در شکل‌های ۳-۱ تا ۳-۱۰ هر دو عامل (ورود پلوم آب رودخانه و اثر تنش باد) دخیل هستند و تقریباً عوامل اصلی ایجاد مدهای نرمال امواج داخلی در نظر گرفته شده‌اند.

در هنگامی که پلوم آب شیرین به آب شور وارد می‌شود (در آزمایشگاه و همچنین ورود رودخانه به دریا) انرژی بتدریج از سطح به کف منتقل شده و ایجاد امواج داخلی را می‌نماید. به عبارت دیگر انرژی پلوم آب شیرین صرف ایجاد امواج داخلی در داخل شاره می‌شود.



شکل ۴-۸- نمایی از ایجاد امواج داخلی در محیط آزمایشگاه به کمک پلوم آب شور

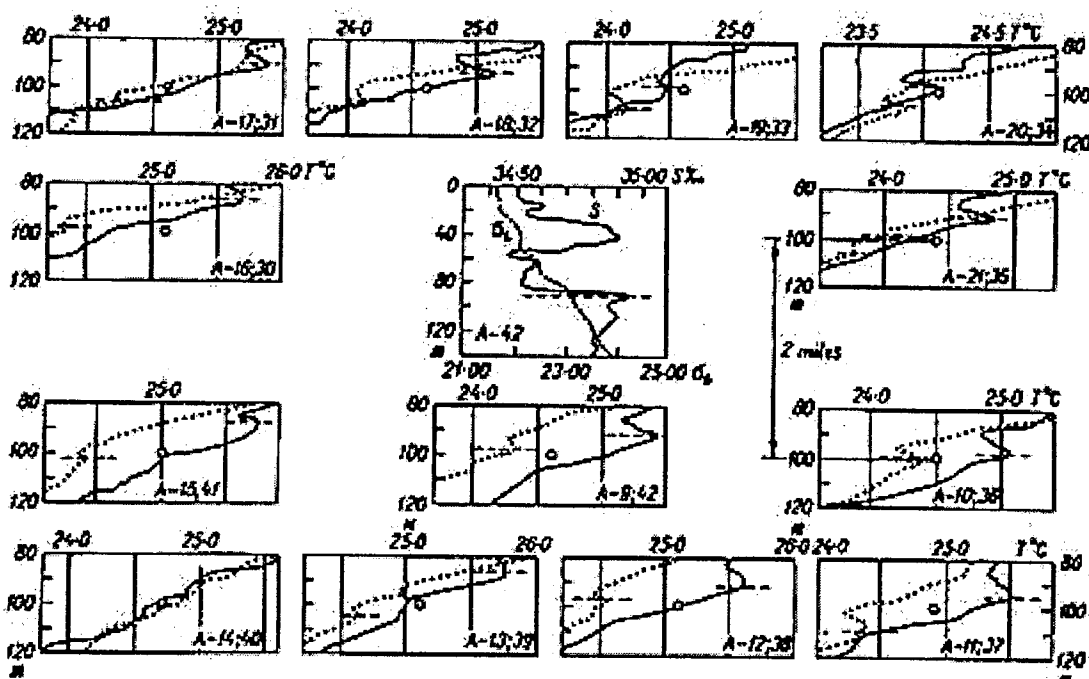
شکل‌های ۴-۸ و ۴-۹ بطور شماتیک نحوه انتشار امواج داخلی به ترتیب در زمانی که منشاء انرژی در نزدیک کف و در نزدیک سطح واقع شده است را نشان می‌دهد.



شکل ۴-۹- نمایشی از ایجاد امواج داخلی در محیط آزمایشگاه به کمک پلوم آب شیرین مشابه امواج داخلی در محیط واقعی توسط پلوم آب شیرین رودخانه

مدهای نرمال امواج داخلی (فرکانس پایین) که توسط پلوم تلاطمی در محیط با لایه‌های چینشی تولید می‌شوند در نهایت منجر به لایه‌بندی کامل محیط خواهند شد.

بمنظور مقایسه نتایج فیزیکی این تحقیق با تحقیقاتی که از گذشته تا کنون انجام گردیده و قبلاً در مقدمه ذکر شده است (شکل‌های ۱-۴ و ۱-۵)، در اینجا یک نمونه دیگر که مربوط به دریای تیمور می‌باشد و وارونگی دما و لایه‌بندی را در ۲۱ و ۲۴ ژانویه ۱۹۷۲ نشان می‌دهد، آورده می‌شود (شکل ۴-۱۰). در این نمونه مراحل توسعه و تغییرات نیمرخ دما بخصوص در اعماق بین ۸۰ تا ۱۲۰ متر و لایه‌بندی حاصل از آن بوضوح دیده می‌شود.



شکل ۴-۱۰ وارونگی دما و لایه‌بندی محیط در دریای تیمور که در ۲۱ ژانویه (نقطه چین) و ۲۴ ژانویه (خط پر) ۱۹۷۲ اندازه‌گیری شده است (فدروف).

در گذشته اکثر محققان به کمک نیمرخ تغییرات دما با عمق لایه‌بندی را مشخص می‌کردند (مثل فدروف). در سالهای اخیر دانشمندان بیشتر با استفاده از خواص دینامیکی مثل نیمرخ سرعت و یا نیمرخ تغییرات شوری به بررسی لایه‌ها پرداخته‌اند (بوهرر و وانگ).

نتیجه گیریها

- ۱- تشکیل مدهای نرمال امواج داخلی و گسترش آنها در محیط آزمایشگاه و محیط واقعی (اندازه گیری میدانی - محاسبات عددی بوسیله حل معادله موج داخلی) همپوشانی و تطابق خوبی را نشان می دهند.
- ۲- همواره برای تشکیل امواج داخلی محیط چینه بندی و یک عامل مولد انرژی (پلوم تلاطمی و یا رودخانه ویا تنش باد) لازم است که در نهایت پس از تولید امواج داخلی به ساختار لایه ای کامل در محیط منجر خواهد شد.
- ۳- در تشکیل امواج داخلی در آزمایشگاه پلوم آب شور موجب تشکیل مدهای نرمال از کف مخزن می شود و در گسترش آن به طرف بالا گرانروی موجب استهلاک آنها خواهد شد.
- ۴- در تشکیل امواج داخلی در آزمایشگاه پلوم آب شیرین موجب تشکیل مدهای نرمال از سطح آب مخزن می شود و در گسترش آن به طرف پایین گرانروی موجب استهلاک آنها خواهد شد.
- ۵- پلوم آب شیرین با زاویه ۴۰ درجه و کمتر نسبت به سطح مایع داخل مخزن در مقایسه با زاویه ۹۰ درجه، موجب سرعت افقی بزرگتر در ساختار مدهای نرمال امواج داخلی در محیط آزمایشگاه می شود.
- ۶- ضخامت لایه ها با استفاده از منحنی سرعت افقی در محیط آزمایشگاه حدوداً ۵ سانتی متر و کمتر برآورد می شود.
- ۷- ضخامت لایه ها با استفاده از منحنی سرعت افقی در محیط واقعی (خلیج فارس) حدوداً بین ۵ الی ۱۰ متر برآورد می شود.
- ۸- ضخامت لایه ها با استفاده از منحنی شوری در محیط واقعی (خلیج فارس) حدوداً ۲ متر برآورد می شود.
- ۹- عامل انرژی تنش باد نیز در تشکیل امواج داخلی به خصوص در مناطق دریایی و اقیانوسی که در مجاورت ورودی رودخانه ها واقع نیستند با اهمیت است. ولی در مناطق مجاور رودخانه ها به علت بزرگتر بودن اندازه حرکت ورودی آب نسبت به هوا خیلی مهمتر است.

- ۱۰- ساختار لایه‌ای عمدتاً در قسمت فرقانی ستون آب مشاهده می‌شود که احتمالاً پلوم رودخانه ورودی به خلیج فارس در ایجاد آن نقش عمده را داراست. تعداد لایه‌ها از ۳ تا ۸ متغیر است و ضخامت آن‌ها بطور متوسط حدود ۲ متر می‌باشد.
- ۱۱- در قسمت نزدیک کف یک لایه نسبتاً آمیخته بویژه در نیمرخ دما مشاهده می‌شود که مربوط به اختلاط شدید جزر و مدی در نزدیک کف است.
- ۱۲- در عمده قسمت‌های ستون آب بویژه در قسمت میانی عدد ریچاردسون (Ri) معمولاً خیلی بیشتر از ۱ (معمولاً حدود ۵) است که نشانگر پایداری ستون آب است.
- ۱۳- به طور موضعی (محلی) در قسمتهایی از نیمرخهای زیگماتی ستون آب ناپایداری استاتیکی مشاهده می‌شود که این نشانگر جریانهای غیرهمچگالی است.
- ۱۴- شبیه‌سازی مدهای نرمال امواج داخلی در "مخزن در حال پرشدن" بوسیله وزش باد به علت ایجاد امواج ساکن و برهم خوردن مدل دو بعدی از دقت کافی برخوردار نیست.
- ۱۵- تحقیقات مشابه دیگری در منطقه ورودی تنگه هرمز به خلیج فارس برای ایجاد امواج داخلی پیشنهاد می‌شود (ورود آب نسبتاً شیرین تر اقیانوس هند به آب نسبتاً شورتر خلیج فارس در اثر کشند).
- ۱۶- تحقیقات مشابه دیگری در منطقه خروجی تنگه هرمز به اقیانوس هند برای ایجاد امواج داخلی پیشنهاد می‌شود (ورود آب نسبتاً شورتر خلیج فارس به آب نسبتاً شیرین تر اقیانوس هند در اثر کشند). البته با توجه به اینکه دریای عمان و اقیانوس هند محیط بسته به حساب نمی‌آیند به تحقیقات بیشتری در این مورد احتیاج است.
- ۱۷- نقش همرفت پخش دوگانه نیز می‌تواند در ایجاد ساختارهای لایه‌ای موثر باشد که خود لازم به مطالعه جداگانه دارد.

References

- 1- Arya, P. 1988, An Introduction to Micrometeorology, AP.
- 2- Baines, W.D. & Turner, I.S. 1969, Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *J. Fluid Mech.* 37,51-80.
- 3- Batchelor, G.K. 1967, An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press, 615pp.
- 4- Bidokhti, A. A. Britter, R. E. 1986, Development of a multilayer density stratified shear flow facility. In Proc of 3rd. Inter, Con. Wind and Water Tunnel Modeling of Atm. Flows and Disp. (P.) Laussan. Swiss.
- 5- Boehrer B., Modal response of a deep stratified lake: western Lake Constance, *J. Geophysical research.* Vol 105, No. c12 pages 28.837-28.845. December 15,2000.
- 6- Bowers. G.G. and Lennon, G. W. 1987, Observation of stratified flow over a bottom gradient in a coastal sea, *Continental Shelf Research*, Vol. 7< No. 9 pp. 1105-1121.
- 7- Bretherton, F.P. 1976, The time-dependent motion due to a cylinder moving in an unbounded rotating or stratified. *J. Fluid Mech.* 28, 545-570.
- 8- Britter, R.E. and Simpson, J. 1981, Dynamics of gravity current head., *J. Fluid Mech.* Vol 120. P 347.
- 9- Cooper, P. & Linden, P.F. 1996, Natural ventilation of an enclosure containing two buoyancy sources. *J. Fluid Mech.* 311, 153-176.
- 10- D'Asaro, E. and Morchead, M.D., 1991, Internal waves and velocity structure in the Arctic Ocean, *J. Geoph Res.* Vol, 96, No. C7 pp. 12725-12758.
- 11- Defant, A. 1961, Internal Waves. In, physical oceanography, vol. 2. New York: Pergamon Press, pp. 517-570.
- 12- Farmer, D.M. and Gemtarich, J. R. 1995, Measurements of temperature Fluctuations in breaking surface waves *J. Phy. Oceanography*, Vol. 26 pp. 816-825.

- 13- Fedrov, F.N., The Thermohaline Finestructure of the Ocean, Translated by D.A. Brown, Ed. J. S. Turner, Vol2, programon Marine Series, 1978.
- 14- Gargett, A. E. and Moum, J. N. 1995, Mixing efficiencies in turbulent tidal fronts: results from direct and indirect measurements of density flux, J. Phy. Oceanography, Vol. 25, pp. 2583-2608.
- 15- Germeles, A.E. 1975, Forced plumes and mixing of liquids in tanks. J. Fluid Mech. 71, part 3, 601-623.
- 16- Gibson, C.H. 1986, Internal waves, fossil turbulence and Composite Ocean microstructure spectrum J. Fluid Mech. Vol 168, pp 80-117.
- 17- Gill, A-G. 1982, Atmospheric-Ocean dynamics, A.P.
- 18- Groen, p. (1948b). Two fundamental theorems on gravity waves in inhomogeneous incompressible fluids.
- 19- Imberger, J., Thompson, R. & Fandry, C. 1976, Selective withdrawal from a finite rectangular tank. J. Fluid Mech. 78,489-512.
- 20- Killworth, P.D. & Turner, J. S. 1982, Plumes with time-varying buoyancy in a confined region. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. 20, 265-291.
- 21- Killworth, P.D. 1977, Mixing on the Weddell Sea continental slope. Deep-Sea Res. 24, 427-448.
- 22- Komori, S. et. al. 1983, Turbulence structure in stably stratified open-channel flow. J. Fluid Mech Vol. 130.
- 23- Krauss, W. (1967). "Interaction between Surface and Internal Waves in Shallow Water;" Navy Electronics Lab. Rept. 1432, 28 pp.
- 24- Lamb, H. 1945, Articles In, Hydrodynamics, 6th ed., New York: Dover Publ. pp. 370-380.
- 25- Lighthill, J. 1978 Waves in fluids. Cambridge University Press, 504 pp.

- 26- Lin, J. T. and Pao, Y. H. 1979, Wakes in stratified fluids. *Ann. Rev. Fluid Mech.* Vol. 11, p.317.
- 27- Linden, P.F. & COOPER, P. 1996, Multiple sources of buoyancy in a naturally ventilated enclosure. *J. Fluid Mech.* 311, 177-192.
- 28- Linden, P.F. 1980, Mixing across a density interface produced by grid turbulence. *J. Fluid mech.* Vol 100 pp. 691-703.
- 29- Manins, P.C. 1976, Intrusion into a stratified fluid. *J. Fluid mech.* 74, 547-560.
- 30- Manins, P.C. 1979, Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *J. Fluid Mech.* 91, 765-781.
- 31- Martin, S. & LONG, R.R. 1968, The slow motion of a flat plate in a viscous stratified fluid. *J. Fluid mech.* 31, 669-88.
- 32- Miles, J. W. 1967, Internal waves in a continuously stratified atmosphere or ocean. *J. Fluid Mech.* 28(2), 305-310.
- 33- Monin, A. S. and Ozmidov, R. V. 1985, *Turbulence in the Ocean* Reidel Pub. Company.
- 34- Monion, A.S. and Ozmidov R.V., *Turbulence in the Ocean*, Translated by L.J. Usina and G.z Ribina, Printed in the Netherlands, 1985.
- 35- Morton, B. R., Taylor, G. I. & Turner, J. S. 1956, Turbulent gravitational convection from, maintained and instantaneous sources. *Proc. R. Soc. Lond. A.* 234, 1-23.
- 36- Ostrovsky, L. A. and Zaborskikh, D.V. 1995, Damping of internal gravity waves by small-scale turbulence, *J. Phy Oceanography*, Vol. 26, pp. 388-398.
- 37- Polzin, K. L., Toole, J. M. and Schmitt, R. W. 1994, Fine scale parameterization of turbulent dissipation *J. Phy. Oceanography*, Vol. 25, pp. 306-328.

- 38- Riley, J., Metcalfe, R. W. and Weissman, M. A. 1981, Direct numerical simulation of homogenous turbulence in density stratified fluids, AIP Conf. Proc. On Non-Linear Properties of Internal Waves No. 79.
- 39- Robert, J. Phy 1975, Internal Gravity Waves in the Ocean, Dekker.
- 40- Roberts, J. 1973, Internal Gravity waves in the Ocean, vol2, printed in the U.S.A.
- 41- Roden, G. 1. 1989, The vertical thermohaline structure in Argentine Basin, J. Geoph. Res. Vol 94, C1 p8772.
- 42- Ruddick, B.R. & Shirtcliffe, T. G. L. 1979, Data for double diffusers: physical properties of aqueous salt-sugar solutions. Deep-Sea Res. 26, 775-787.
- 43- Sherman, J. T. and Davis, R. E. 1995, Observations of temperature microstructure in Nater, J. Phy. Oceanography, Vol. 25, pp. 1913-1929.
- 44- Stillinger, D. C., Helland, K. N. and Van Atta, C. W. 1983. Experiments of transition of homogeneous turbulence of internal waves in stratified fluid, J. Fluid Mech. Vol 131, p. 91.
- 45- Tennekes, H. and Lumely J. L. 1972, A first course in turbulence, MIT Press.
- 46- Thorpe, S. A. 1973, Turbulence in stable stratified fluids, A rev. Lab. Experiments, Boundary Layer Met. Vol. 5, pp. 95-119.
- 47- Turner, J.S. 1973, Buoyancy effects in fluids. Cambridge University Press, 368 pp.
- 48- Turner, J.S. 1980, Differentiation and layering in magma chambers. Nature 285, 213- 215.
- 49- Turner, J.S. 1986, Turbulent entrainment the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. J. Fluid Mech. 173, 431-471.
- 50- Turner, J.S. 1997, G. I. Taylor in his later years. Annu. Rev. Fluid Mech. 29, 1-25.
- 51- Wong, A.B.D., Griffiths, R.W. and Hughes, G.O., Shear layers driven by turbulent plumes, J. Fluid Mech., 434 2001, 209-244.

- 52- Worster, M.G. & Huppert, H. E. 1982 Time-dependent density profiles in a filling box. *J. Fluid Mech.* 132, 457-466.
- 53- Wu, J. 1969, Mixed region collapse with internal wave generation in a density stratified medium, *J. Fluid Mech.* Vol-35, p. 531-544.
- 54- Yamazaki, H. 1995, An observation of gravitational collapse caused by turbulent mixing, *J. Phy. Oceanography*, Vol. 26. pp. 825-831.
- 55- Yih, C. -S. 1960, Gravity waves in a stratified fluid. *J. Fluid Mech.* 8, 481-508.
- 56- You, Y. 1995, Salinity variability and its role in barrier-layer formation during Toga-coare. *J. Phy oceanography*, vol. 25, pp. 2778-2807.

Abstract

Small Scale Turbulence and Mixing in Semi-enclosed Seas (Persian Gulf)

Turbulence and internal waves are probably important in generating layered structures in frontal region of marine environments (e.g. near river plumes outflow into the sea).

Here we investigate the role of normal modes of internal waves in generation of layered structure in a part of Persian Gulf where river plume enters and in some laboratory experiments.

The model prediction and observations show that layers so formed have a thickness of about 2m based on salinity variations with depth, but layers (about 5m) based on horizontal velocity profiles.

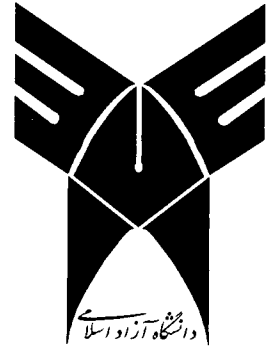
Laboratory experiments with a plume outflow in a Filling Box profile also generate normal mode layered structure with $\lambda/H = 0.5$ (where λ is layer thickness and H is the plume depth). In these experiments as Re of the flow is smaller than the Re of field flow. The normal modes are substantially dissipated with depth.

Typical values of dissipation factor is about $O(100)$. This factor for field observation is $O(10)$ which is still substantial.

Qualitative comparison between layered structure in field and laboratory is good.

It should be emphasized that field observation is for semi-enclosed seas but the laboratory experiments are for enclosed region. Hence some of the discrepancies in the results of two cases are inevitable.

Layered structures in marine environments are also produced by double diffusive convection. In this region this should be studied separately.



**ISLAMIC AZAD UNIVERSITY
SCIENCE AND RESEARCH CENTER**

Ph.D. THESIS IN PHYSICAL OCEANOGRAPHY

**RESEARCH TITLE:
SMALL SCALE TURBULENCE AND MIXING
IN SEMI-ENCLOSED SEAS
(PERSIAN GULF)**

**SUPERVISOR:
Dr. A. A. BIDOKHTI**

**PREPARED BY:
S. EGHTESADE**

SEPTEMBER 2002



دانشگاه آزاد اسلامی

واحد علوم و تحقیقات

رساله دکتری فیزیک دریا (Ph.D.)

موضوع:

تلاطم خرد مقیاس و اختلاط در آبهای نیمه بسته کم عمق دریایی (خلیج فارس)

استاد راهنما:

دکتر عباسعلی علی اکبری بیدختی

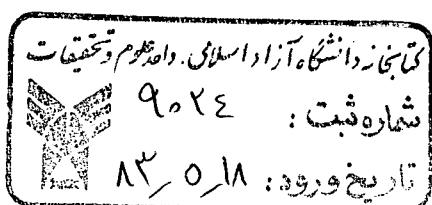
استاد مشاور:

دکتر محمد رضا بنزاده ماهانی



نگارش:

شهمیر اقتصادی



تابستان ۱۳۸۱

فهرست

صفحه	عنوان
۱	چکیده
۳	پیشگفتار
۹	فصل ۱: مقدمه
۱۵	فصل ۲: نظریه امواج داخلی در اقیانوس
۱۵	۲-۱- مقدمه
۱۹	۲-۲- معادلات اساسی
۲۵	۲-۳- باندهای فرکانس f و N برای امواج گرانی داخلی
۲۹	۲-۴- جوابهای ویژه معادله سرعت قائم برای توزیعهای مختلف چگالی
۳۵	۲-۵- نقش امواج داخلی در ایجاد ساختارهای لایه‌ای (مدل وانگ)
۳۵	۲-۶- اثرات گرانی بر روی سرعت افقی
۴۰	فصل ۳: روشهای مطالعه
۴۰	۳-۱-۱- اندازه‌گیری و محاسبات
۷۵	۳-۱-۲- حل عددی معادله ساختار مدی امواج داخلی

۷۷	۲-۳- شبیه‌سازی امواج داخلی در محیط آزمایشگاه
۷۸	۱-۲-۳- آزمایش اول
۸۰	۲-۲-۳- آزمایش دوم
۸۱	۳-۲-۳- آزمایش سوم
۸۲	۴-۲-۳- آزمایش چهارم
۸۴	۵-۲-۳- آزمایش پنجم
۸۴	۶-۲-۳- آزمایش ششم
۸۵	۷-۲-۳- آزمایش هفتم
۸۶	۸-۲-۳- آزمایش هشتم
۸۶	۹-۲-۳- آزمایش نهم - شبیه‌سازی امواج داخلی به کمک باد
۸۷	فصل ۴ : خلاصه و بحث نتایج
۱۰۰	نتیجه‌گیریها
۱۰۲	مراجع
۱۰۷	خلاصه انگلیسی

چکیده

امواج داخلی و مدهای نرمال این امواج نقش مهمی در ایجاد ساختارهای لایه‌ای در مناطق جبهه‌ای اقیانوس‌ها ایفا می‌کنند و بنابراین امروزه بیش از گذشته، این نوع امواج مورد مطالعه و تحقیق قرار گرفته‌اند. در این تحقیق ضمن بررسی تئوری مدهای نرمال امواج داخلی (درونی) به یک مطالعه میدانی در خلیج فارس و یک مطالعه و شبیه‌سازی آزمایشگاهی می‌پردازیم. این دو مورد را با هم مقایسه و تفسیر می‌کنیم. مطالعات میدانی شامل منطقه‌ای در شمال غربی خلیج فارس است که پلوم آب رودخانه به آن می‌ریزد و همچنین چینش قوی چگالی در آن منطقه وجود دارد.

این مطالعه بر اساس تحلیل نیمرخهای تکراری اندازه‌گیری شده که در سیکل کامل جزر و مدی قرار دارد، می‌باشد مشاهدات بوضوح ساختار مدهای نرمال امواج داخلی را نشان می‌دهد و ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر است که با نتایج محاسباتی بر اساس یک مدل تئوری مدهای نرمال تطابق خوبی دارد. در قسمت بعدی این مطالعه مجموعه‌ای از آزمایشها در یک مخزن آزمایشگاهی انجام می‌شود و پلوم آب با شارهای شناوری (متناسب با دبی) مختلف وارد مخزن با چینش چگالی می‌شوند و نمونه‌ای از ساختارهای لایه‌ای با ضخامتهایی را بوجود می‌آورند که با مقیاس عمق پلوم قابل مقایسه است. نمونه

لایه‌های تشکیل شده ($\lambda/H \approx 0.5$ ، λ طول موج و H عمق پلوم) با مدل تئوری ارائه شده همخوانی بسیار خوبی دارد. در عین حال با استفاده از توزیع چگالی میدانی مشاهده شده، معادله‌ی مدهای نرمال امواج داخلی به روش رانگ-کوتا^۱ حل و با نیمرخهای سرعت میدانی مقایسه شده که نتایج نسبتاً خوبی را نشان داده است و از نظر کیفی با مدل آزمایشگاهی تطابق خوبی دارد.

مدل استفاده شده برای مناطق بسته آزمایشگاهی و بسته واقعی مثل دریاچه‌ها است در حالی که خلیج فارس یک میدان نیمه‌بسته است بنابراین بعضی اختلافها غیر قابل انکار می‌باشد. در هر حال مقایسه آن با مدل مذکور نشان دهنده ایجاد ساختار لایه‌ای در اثر امواج داخلی است.

تعداد لایه‌ها در آزمایشگاه و محیط واقعی (خلیج فارس) کمی با هم متفاوت هستند و می‌تواند مربوط به این واقعیت باشد که در محیط واقعی جریان احتمالاً سه بعدی است، ولی در آزمایشگاه عمدتاً دو بعدی است همینطور محیط واقعی محیط نیمه‌بسته است و نیاز به مدلی متفاوت از مدل وانگ و همکاران که مدلی آزمایشگاهی و در شرایط مخزن بسته انجام شده است و دو بعدی نیز می‌باشد، دارد.

لازم به ذکر است که در مناطق دیگر خلیج فارس به ویژه در خروجی آن به دریای عمان و یا در ورودی آن از تنگه هرمز نقش این امواج احتمالاً در ایجاد ساختارهای لایه‌ای خرد مقیاس مهم است. همینطور فرآیند همرفت پخش دوگانه نیز در ایجاد ساختار لایه‌ای در این آبها می‌تواند مؤثر باشد که باید بطور مستقل بررسی شود.

^۱ Runge-Kutta

پیشگفتار

ساختارهای لایه ای در اقیانوس یکی از مشهودترین ویژگیهای آب اقیانوسها بوده که نحوه تشکیل آنها همواره مورد نظر بوده است. اخیراً نقش امواج داخلی (درونی) در ایجاد این ساختارها مطرح شده است (وانگ و همکاران ۲۰۰۰) که البته در گذشته نیز به آن توجه شده است (فدروف^۱ ۱۹۷۹).

در این پیشگفتار ابتدا راجع به نحوه ایجاد تلاطم و ویژگیهای تلاطم در محیط های دریایی مطالبی ارائه می شود که در ایجاد ساختارهای لایه ای اقیانوس مؤثرند، سپس به نقش امواج داخلی در ایجاد تلاطم و ساختارهای لایه ای از این طریق اشاره می شود.

محیط های دریایی عمدتاً دارای چینش چگالی هستند که معمولاً بصورت پیوسته و یا پله ای می باشند. این خصوصیت موجب می شود که اولاً تولید و انتشار امواج داخلی در دریا بصورت گسترده صورت پذیرد و ثانیاً تلاطم ایجاد شده در دریا در جهات قائم و افقی ناهمگن باشد. امواج داخلی و تلاطم که وابسته به توزیع قائم سرعت و چگالی هستند، از لحاظ اینکه کدام یک منشاء دیگری هستند با یکدیگر ارتباط تنگاتنگی دارند.

پخش و استهلاک در اقیانوسها و دریاها (یا بطور کلی در شاره ها) چندین مرتبه نسبت به حالت پخش مولکولی بیشتر است. این ویژگی از چند نظر برای اقیانوسها و همینطور جو حائز اهمیت است. اختلاط تلاطمی در اقیانوسها بسیار شدید و تا 10^6 مرتبه بیشتر از اختلاط مولکولی است و موجب جذب مؤثر گرما توسط اقیانوسها در مناطق حاره و عرضهای پایین و سپس انتقال آن توسط جریانهای بزرگ مقیاس اقیانوسی به عرضهای بالا و مناطق قطبی کره زمین می شود. تلاطم در دریاها عامل اصلی انتقال اکسیژن به لایه های بالایی دریا است و این خود عامل اصلی حفظ محیط زیست زنده دریا می باشد. تلاطم در دریاها، با توجه به قدرت پخش زیاد آن، می تواند به سرعت تمرکز آلودگی در نقطه ای از دریا را کاهش دهد. البته در دریاها نیمه بسته مثل خلیج فارس، تلاطم دارای ویژگیهایی است که عوامل آب و هوایی منطقه تعیین کننده آنها می باشد. تعیین خواص تلاطم برای تخمین و پیش بینی مناطق آلوده از نظر اندازه و عمر بسیار مهم می باشد.

^۱ Fedorov

در محیط های دریایی مثل خلیج فارس که تعیین مناطقی برای پرورش ماهی و آبزیان و نیز فعالیتهای صنعتی بسیار با اهمیت است، شناخت دقیق ساختارهای تلاطمی در آنها بسیار مهم است. از طرفی ساختارهای تلاطمی و امواج داخلی و همینطور ناهمگنی در توزیع چگالی، شوری و دما در دریاها روی ارتباط های دریایی (صوتی و غیره) اثر می گذارد. شناخت این پدیده ها می تواند به روشهای بهینه سازی این نوع ارتباط ها (مانند افزایش نسبت سیگنال به نوفه^۱) را پیشرفت دهد (مانک^۲ ۱۹۸۲).

تحقیقات روی تلاطم در دریا، از حدود یک قرن پیش شروع شد (مونین و ازمیدوف^۳ ۱۹۸۵) که عمدتاً به محاسبه و تخمین ضرایب انتقال تلاطمی اختصاص داشته است. این ضرایب رابطه بین میدانهای دما و شوری و سرعت را با میزان شارهای بترتیب گرما، نمک و اندازه حرکت بیان می کنند.

از کشورهای آمریکا و روسیه می توان بعنوان پیشگامان مطالعه روی ساختار تلاطم و افت و خیزهای میدان متغیرهای فیزیک دریا و شارهای تلاطمی نام برد. این مطالعات از اواسط قرن بیستم آغاز شده اند و در مناطقی انجام گرفته اند که در آن چند ضلعی اندازه گیری، از ابتدا تعیین شده بود. غالب این اندازه گیریها بطور مکرر و برای مدت زمان طولانی انجام می شود. یک نمونه از این مطالعات کار مشترک آمریکا و روسیه، (Polymode) در اقیانوس اطلس می باشد (مونین و ازمیدوف ۱۹۸۵). تحلیل آماری پارامترهای اندازه گیری شده در این اقیانوس، تصور اولیه از اقیانوس را که غالباً با پیچکهای پایا^۴ و ساختار داخلی آرام معرفی می شد، با تصویر واقعی آن که همراه پیچکهای مختلف و غیر پایا با مقیاسهای متفاوت زمانی و مکانی است، عوض کرد. اگر چه مقیاس حرکت تلاطمی در اقیانوسها کاملاً متنوع است، ولی می توان تلاطم را به دو قسم دسته بندی نمود. یکی تلاطم شبه دو بعدی بزرگ مقیاس است و دیگری تلاطم سه بعدی خرد مقیاس است که بیشتر مورد نظر ما است. تلاطم دو بعدی دارای ضرایب پخش افقی بزرگ می باشد (مثلاً اندازه k_x و k_y در دریاها بسته نظیر خزر $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ و در دریاها آزاد، $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ می باشد (مونین و ازمیدوف ۱۹۸۵). تلاطم سه بعدی بیشتر نقش انتقال در جهت قائم را مورد توجه قرار می دهد و ضریب پخش قائم خیلی کوچکتر از ضریب پخش افقی است ($k_z \approx 10^2 \text{ cm}^2/\text{s}$). البته پیچکهای بزرگ مقیاس نیز می توانند محدوده هایی با تلاطم سه بعدی و توزیع قائم با ساختاری مشابه

¹ signal to noise ratio

² Munk

³ Monin & Ozmidov

⁴ steady eddies

را ایجاد کرده و دامنه افقی مناطقی با تلاطم کوچک مقیاس مشابه را محدود نمایند. بنابراین ساختارهای بزرگ مقیاس می توانند مناطقی را با تلاطم سه بعدی متفاوت را از هم جدا کرده و اهمیت تعیین چند ضلعی برای اندازه گیری معنی دار را نشان می دهد.

با توجه به ناهمگنیهای قائم شدید مشخصه های هیدرودینامیکی نظیر مشخصه های تلاطم و شدت پایداری محیط (حالت لایه ای و خرد ساختاری اقیانوس) و نیمه همگنیهای افقی آنها، تلاطم نیز دارای خواص و ساختارهای مختلفی است. لایه های تلاطمی در آبهای دریا از چند ده سانتیمتر تا چند متر یافت می شوند که در آنها تلاطم توسعه کامل نیافته اند^۱ (نمونه عدد رینولد (Re) این حرکات 10^2 تا 10^4 می باشد). مشخصات آماری چنین تلاطمی وابسته به وضعیت دینامیکی هوا - دریا در منطقه است. تغییرات هواشناسی در منطقه به طور سالانه (مثلاً در زمستان و تابستان) موجب ایجاد ساختارهای تلاطمی متفاوتی خواهد شد.

ناهمگنیهای افقی اغلب به دلیل گرم و سرد شدن سطح آب (در اثر فرارفت هوای گرم یا سرد به روی آب) و ایجاد همرفت (شار گرمای منفی یا مثبت سطحی) تلاطمی منطقه ای می باشد. این ناهمگنی همچنین توسط پیچکهای بزرگ مقیاس نیز که در منطقه تلاطمی با ساختار قائم خاص محدودیت ایجاد می کنند، بوجود می آید. در دریاها کم عمق مثل خلیج فارس، جزر و مد، تبخیر شدید و ایجاد همرفت می تواند موجب ایجاد تلاطم و درون آمیختگی های متفاوتی شود. این آبها می تواند به داخل لایه ها نفوذ کرده و سیستم لایه ای ایجاد کند (بریتزر و سیمسون ۱۹۸۱). البته اختلاط شدید در نقاط مختلف مثلاً اغتشاش شدید جوی می تواند باعث در هم ریختن گرانشی^۲ ستون شاره و نفوذ آن به آبهای قسمتهای دیگر شود (وو^۳ ۱۹۶۹ و یامازاکی^۴ ۱۹۹۵).

تلاطم خرد مقیاس عامل اصلی استهلاک انرژی جنبش در دریا است. اندازه گیری تلاطم خرد مقیاس در اواخر دهه ۱۹۵۰ میلادی با بکارگیری حساسه^۵ ها شروع شده و امروزه از ابزارهای مختلف و دقیق تری استفاده می شود.

¹ fully developed

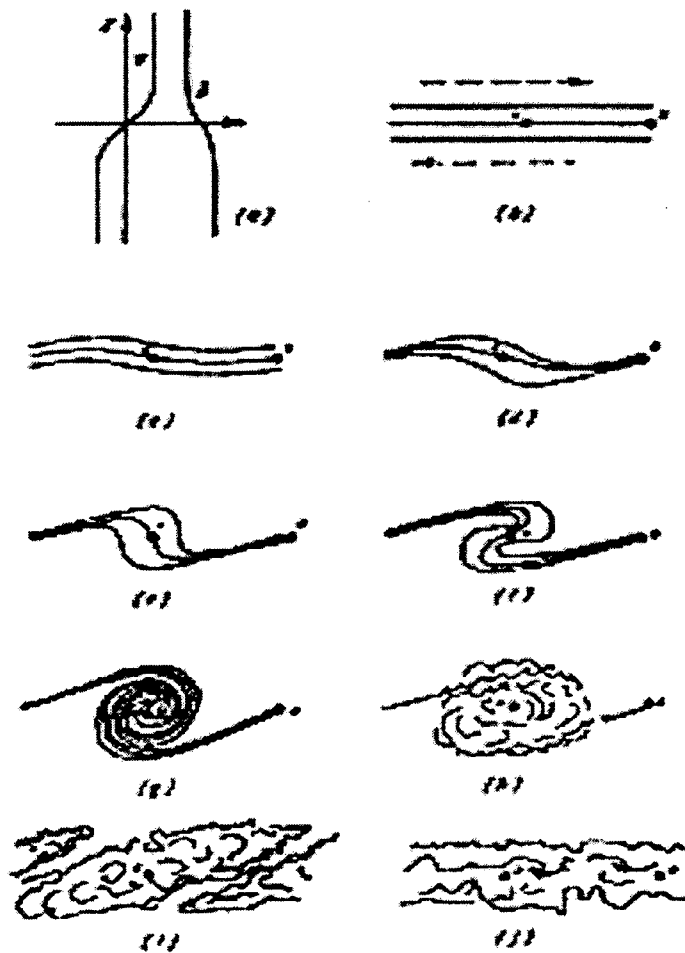
² gravitational collapse

³ Wu

⁴ Yamazaki

⁵ sensor

تا کنون بر اساس داده های اندازه گیری شده تلاطم خرد مقیاس، معلوم شده است که بسته به شرایط محیطی (چشمه انرژی)، غالباً ساختار تلاطم جهانی نیست و با توجه به Re کوچک و Ri بزرگ، تلاطم کوچک مقیاس بطور گاه و بی گاه^۱ رخ داده و در یک نیمرخ قائم اغلب به مناطق با و بدون تلاطم برخورد می شود.



شکل ۱- چگونگی رشد یک موج داخلی و شکست آن و ایجاد تلاطم

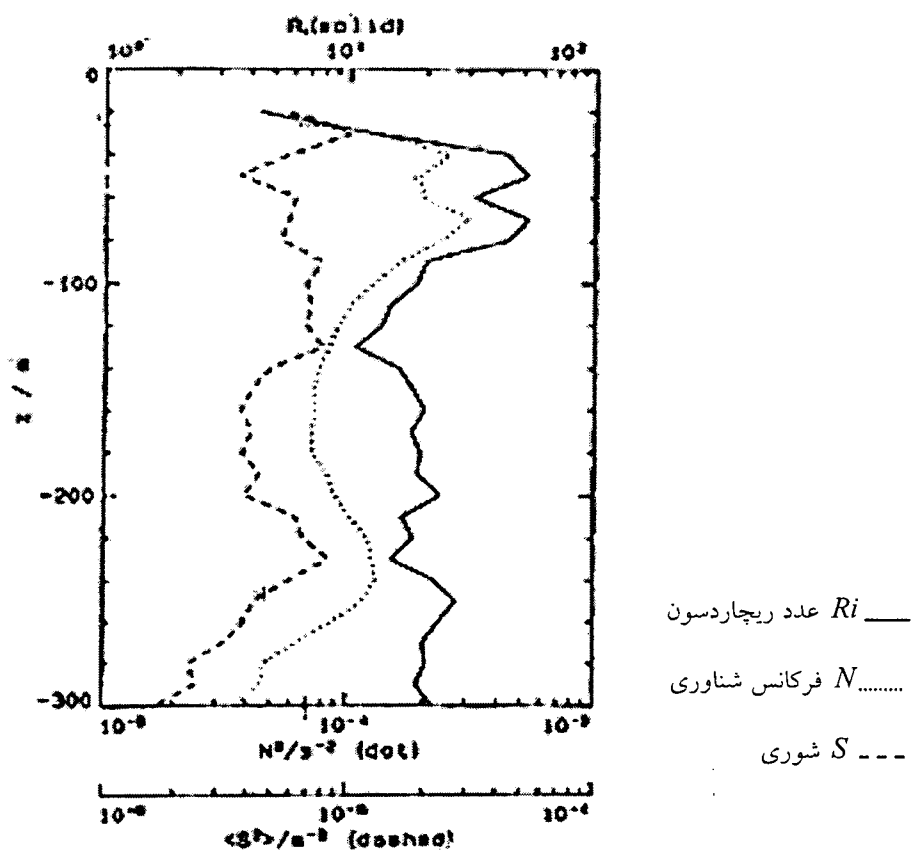
چینش شدید چگالی در محیطهای دریایی ($Ri \gg 1$) باعث می شود که امواج داخلی و تلاطم اغلب همراه هم رخ دهند، و همانطور که در بالا ذکر شد موجب در هم ریزی مناطق تلاطمی و ایجاد ساختارهای عدسی مانند شوند. بعد از کاهش تلاطم، مناطقی با چینش چگالی پله ای ایجاد می شوند. شکل ۱ ترتیب وقوع این پدیده را که بصورت: ایجاد امواج داخلی که منجر به شکست امواج و ایجاد مناطق تلاطمی که

^۱ spradic



منجر به خرد ساختارهای لایه ای یا فسیلی (گیسون^۱ ۱۹۸۶) همراه با موج که منجر به امواج داخلی، می باشد، نشان می دهد. تکرار این پدیده باعث ایجاد خرد ساختارهای ظریفتری می گردد (مونین و از میدوف ۱۹۸۵).

البته پدیده پخش دوگانه نیز می تواند خرد ساختارهای لایه ای ایجاد کند (ترنر ۱۹۷۶). در دریاها عمیق اگر پله هایی که در بالا ذکر شد، هموار شوند (حداقل با چشم) یک نیمرخ هموار شده چگالی ایجاد می گردد که نشان می دهد غیر از یک لایه نازک آمیخته، ساختار بزرگ مقیاس اقیانوس دارای چینش چگالی متوسط نسبتاً زیادی می باشد، یا به عبارتی عدد ریچاردسون کپه ای^۲ برابر با 10^2 می شود که خیلی بزرگتر از مقدار بحرانی آن یعنی ($Ri=1/4$) است (ترنر ۱۹۷۶).



شکل ۲- توزیع قائم Ri و N و S برای دریای شمال

¹ Gibson
² bulk Ri

سؤالی که اغلب پیش می آید، این است که چرا با این پایداری شدید تلاطم رخ می دهد؟ در پاسخ باید گفت که مقدار Ri محلی ممکن است از $1/4$ کمتر شده و تلاطم ایجاد شود. مکانهایی که Ri از مقدار بحرانی آن کمتر شده در بعضی از خرد ساختارهای لایه ای دیده می شوند، که نشان دهنده تلاطمی بودن آنها است. این در حالی است که در لایه های دیگر با $(Ri > 1/4)$ تلاطم سرکوب می شود. در این لایه ها احتمالاً امواج داخلی وجود داشته اند که در نواحی قله و دره این امواج ممکن است برش¹ زیاد $(Ri < 1/4)$ بوده و باشد که در نتیجه تلاطم ایجاد می شود. به این ترتیب تلاطم می تواند در لایه های خاصی وجود داشته باشد که بعد از استهلاک، خرد ساختار دما یا شوری را از خود بر جای می گذارد که به آن تلاطم فسیلی نیز می گویند. یک نمونه دیگر توزیع Ri که همراه با توزیع فرکانس شناوری (N) و برش (S) است و مربوط به دریای شمال می باشد در شکل ۲ دیده می شود (داسورو و موری هد² ۱۹۹۱). در این دریای یخ زده انرژی جنبشی تلاطم با توجه به Ri بزرگ نسبت به دریاها و دیگر خیلی کمتر است.

در مقدمه و فصلهای بعدی این تحقیق در مورد امواج داخلی و نحوه تولید و گسترش آنها از جهات مختلف بحث خواهد شد که در آن با نگاهی با ساختار مدهای نرمال و احتمال ایجاد ساختار لایه ای توسط این مدها، دیدگاه جدیدی در مورد ساختار قائم امواج داخلی مطرح خواهد شد که در آن با نگاهی به ساختار مدی و احتمال ایجاد ساختار لایه ای توسط این مدها، دیدگاه جدیدی در مورد ساختار قائم امواج داخلی مطرح خواهد شد.

¹ shear

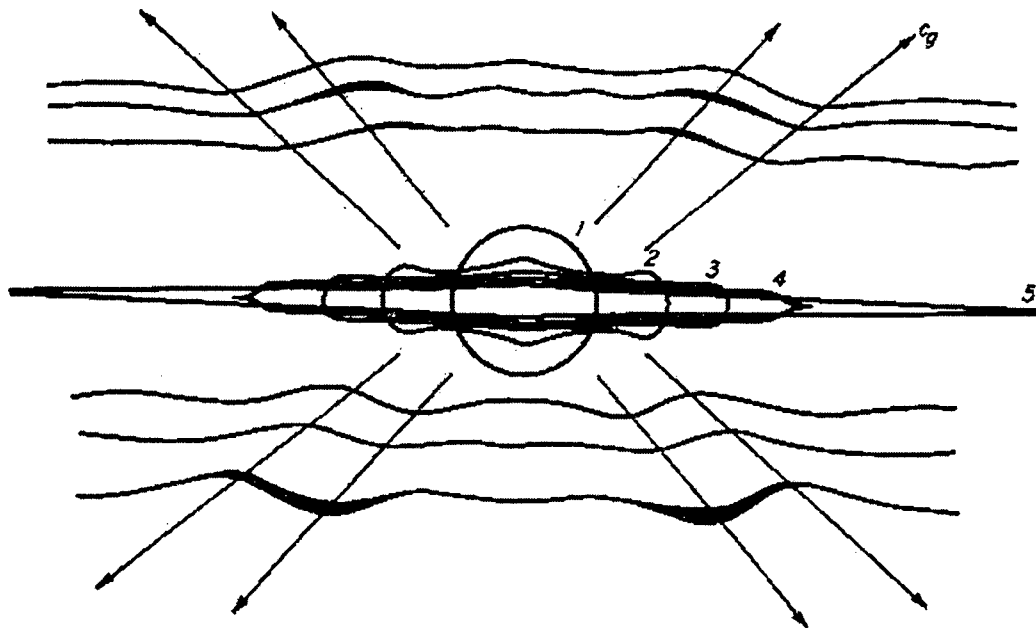
² D'asaro and Morehead

فصل ۱

مقدمه

در این تحقیق تمرکز اصلی مطالعاتی و آزمایشگاهی بر روی امواج داخلی و شبیه سازی فیزیکی آنها قرار دارد. به منظور نشان دادن انتشار امواج داخلی در محیط هایی با چینش چگالی، ابتدا در هم ریختن یک منطقه در داخل شاره به عنوان عامل ایجاد امواج ارائه می شود (رابرت^۱ ۱۹۷۵).

در شکل ۱-۱ نحوه ایجاد و گسترش امواج داخلی و انتشار انرژی بوسیله درهم ریختن یک منطقه در شاره با چینش چگالی که در سطوح همچگالی نشان داده شده است، ارائه می گردد. باید توجه داشت که سرعت گروه (C_g) امواج داخلی جهت انتشار انرژی را نشان می دهد و سرعت فاز (C_p) عمود بر سرعت گروه (C_g) است. همچنین در این شکل نشان داده می شود که انتشار انرژی در چهار جهت از منطقه انتشار می یابد.



شکل ۱-۱ نحوه ایجاد امواج داخلی در اثر در هم ریختن یک منطقه در محیط شاره با چینش چگالی و انتشار انرژی توسط این امواج

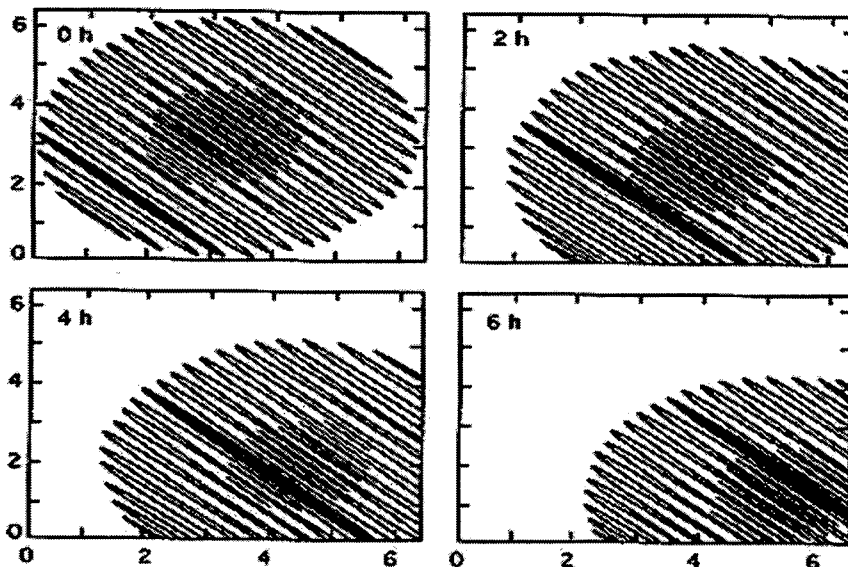
با توجه به این شکل ملاحظه می شود که هر گاه جریان نفوذی در شاره با چینش چگالی وارد شود امواج داخلی ایجاد شده و انرژی جریان نفوذی را در جهت های قائم منتشر می کند. این فرآیند در دریاها

^۱ Robert

نقش مؤثری در ایجاد امواج داخلی دارد (رابرت ۱۹۷۵، گیل ۱۹۸۲، فدروف ۱۹۷۹، ترنر ۱۹۷۶) البته وزش باد در سطح دریاها نیز می تواند جریان های سطحی ایجاد کند که خود موجب ایجاد امواج داخلی با انتشار انرژی (C_g) به داخل دریا شود (بوهرر^۱ ۲۰۰۰). در حقیقت این یکی از فرآیندهای مهمی است که انرژی به شکل امواج داخلی به درون دریاهاى آزاد انتشار یافته و در اثر شکست (تلاشی) امواج داخلی، تلاطم و اختلاط قائم ایجاد می کند (شکل ۱ پیشگفتار).

عوامل تولید امواج داخلی متفاوت بوده و مثلاً یکی از آنها می تواند ورود پلوم رودخانه به دریای دارای چینه بندی چگالی باشد. عامل دیگر تنش باد است که در پیدایش امواج داخلی مؤثر می باشد. در امواج داخلی سرعت فاز و سرعت گروه تقریباً بر هم عمود هستند. در انتشار امواج داخلی لازم است به نحوه انتشار انرژی در آنها اشاره شود.

در شکل ۱-۲ نمادی از امواج داخلی در اقیانوس در چهار زمان متوالی نشان داده شده است. در این شکل سرعتهای فاز و گروه در زمانهای بترتیب ۰ h و ۲ h و ۴ h و ۶ h مشخص شده، که نشان می دهد سرعت فاز (C_p) به سمت شمال غربی و سرعت گروه (C_g) به سمت جنوب غربی متمایل است. علت این پدیده اختلاف اندک چگالی بین دو لایه مجاور در محیطی است که امواج داخلی در حفاصل آنها تولید می شوند.



شکل ۱-۲ نمایش سرعت فاز و سرعت گروه در چهار زمان متوالی که سرعت فاز به طرف شمال غربی و سرعت گروه به طرف جنوب غربی متمایل دارند و تقریباً بر هم عمود هستند (گیل ۱۹۸۲).

^۱Boehrer

جریانهای داخلی مثل جریان خروجی ناشی از پلوم ها در شاره های با چینش چگالی (مثل اقیانوس)، می توانند امواج داخلی ایجاد کنند. همانطور که قبلاً اشاره شد، اخیراً خروجی پلوم ها در محیط های آزمایشگاهی موجب ایجاد امواج داخلی گردیده که توسط وانگ و همکاران مشاهده شده است. در این بخش به سابقه تحقیقاتی حرکت پلوم در محیط های بسته آزمایشگاهی با اشاره به اهمیت کاربرد آنها پرداخته می شود.

بیشتر مطالعات گذشته در زمینه پلوم های شناوری تلاطمی و بر نوع شارش پلوم متمرکز بوده است و توجه نسبتاً کمی به حرکت های شاره اطراف پلوم معطوف شده است. مورتن، تیلور و ترنر^۱ (۱۹۵۶) اولین بار یک مدل برای پلوم های مبتنی بر فرضیه درون آمیختگی^۲ تیلور و کمیت یابی شعاع، سرعت و چگالی پلوم بعنوان تابعی از فاصله قائم از منبع، فرموله کردند. آنها همچنین اثر محیط چینه بندی را بر ارتفاعی که یک پلوم در حال بالا آمدن به آن می رسد، تعیین نمودند. بینز و ترنر^۳ (۱۹۶۹) در تحقیقی دیگر تأکید کردند که در تعریف فوق بطور ضمنی فرض می شود که محیط نامحدود است بطوریکه توزیع چگالی از قبل قابل تعیین شدن است و در خلال یک دوره مشخص تغییر نمی کند. بهر حال وقتی یک پلوم وارد یک حجم محدود می شود مثلاً وارد یک مخزن آزمایشگاه و یا یک حوضچه محدود اقیانوسی، موجب تغییر محیطش می شود و خصوصیات آن وابسته به زمان می شود. بینز و ترنر (۱۹۶۹) راه حل هایی برای شارش حالت پایا با زمان طولانی ارائه نمودند که در آن شارش خروجی پایین رونده از یک پلوم، (جریان خروجی پلوم) حرکت نسبتاً آرامی به طرف بالا در محیط ایجاد می کند و یک چینه بندی پایدار را در محیط برقرار می نماید. بر طبق فرضیه درون آمیختگی، فرض بر این است که درون آمیختگی پلوم آب، در تمام عمق هایی که بالای شارش خروجی قرار دارند، آب را با یک آهنگ معین بطرف پلوم هدایت می کند. لایه ایجاد شده از شارش خروجی (منبع) پلوم در کف (یا در سطح در حالت پلوم با چگالی کمتر نسبت به محیط) یک چهارم عمق آب را اشغال می کند که این مطلب بوسیله مانینس^۴ (۱۹۷۹) بیان شده است. تکامل چینش توسط جرملز^۵ (۱۹۷۵) و ورستر و هاپرت^۶ (۱۹۸۲) مورد مطالعه واقع شده است. مدل "مخزن در حال

¹ Morton, Taylor & Turner

² entrainment

³ Baines & Turner

⁴ Manins

⁵ Germeles

⁶ Worster & Happert

پرشدن" با تغییرات عمده در بسیاری از مطالعات از جمله پرکردن مخزنهای گاز مایع طبیعی (جرملز ۱۹۷۵)، شارش تلاطمی با مرز شیب دار بطرف پایین در اقیانوس (کیل ورث^۱ ۱۹۷۷)، اثرات شارهای پلوم تابع زمان در تولید آبهای کف اقیانوس (ترنر و کیل ورث ۱۹۸۲)، توسعه چینش در محفظه های ماگما^۲ (ترنر ۱۹۸۰) و تهویه ساختمانها (کوپر و لیندن^۳ ۱۹۹۶) بکار برده شده است.

فرآیند "مخزن در حال پرشدن" عموماً در مخزن هایی که طول و عرض آنها قابل مقایسه با عمق آب است مورد مطالعه قرار گرفته اند و در تجزیه و تحلیل، فرض بر این است که حرکت های خارج پلوم ناچیز باشد. شواهدی وجود دارد که لایه هایی که توسط مدهای نرمال موج داخلی گرانی تولید می شوند بوسیله شارش خروجی پلوم تحریک می شوند که شبیه به مدهای ستونی تولید شده توسط نفوذ به داخل گرادیان های چگالی است (مانینس ۱۹۷۶) و نیز شبیه به حرکت افقی آرام در گرادیان چگالی (برترتن^۴ ۱۹۷۶) است.

در ادامه این تحقیقات وانگ و همکاران (۲۰۰۰) به کمک پلوم آب شور که وارد "مخزن در حال پرشدن" می شود، مدهای نرمال امواج داخلی را مشاهده و بررسی نمودند.

وانگ و همکاران (۲۰۰۰) در محیط آزمایشگاه با استفاده از یک پلوم آب شور و مخزن در حال پرشدن^۵ مشاهده کردند که امواج داخلی در این محیط ها به آسانی می تواند ایجاد شود در شکل ۱-۳ نمونه ای از کارهای وانگ و همکاران دیده می شود. محور افقی سرعت بدون بعد شده توسط سرعت جریان خروجی پلوم ایجاد کننده این امواج در کف مخزن (u/U)، و محور قائم عمق بدون بعد شده توسط عمق نفوذ پلوم (Z/H) ظرف اندازه گیری را نشان می دهد.

در این ساختار قائم، لایه های مربوط به مدهای نرمال این امواج که حدود پنج لایه است ملاحظه می شود. از طرفی دامنه تغییرات سرعت افقی این لایه ها با فاصله از کف به شدت کاهش می یابد، این کاهش در اثر استهلاک این مدها توسط گرانیروی است. وانگ و همکاران (۲۰۰۰) اثر گرانیروی را نیز در مدلی برای ساختار لایه ای ارائه کردند که در فصل بعدی به آن اشاره خواهد شد.

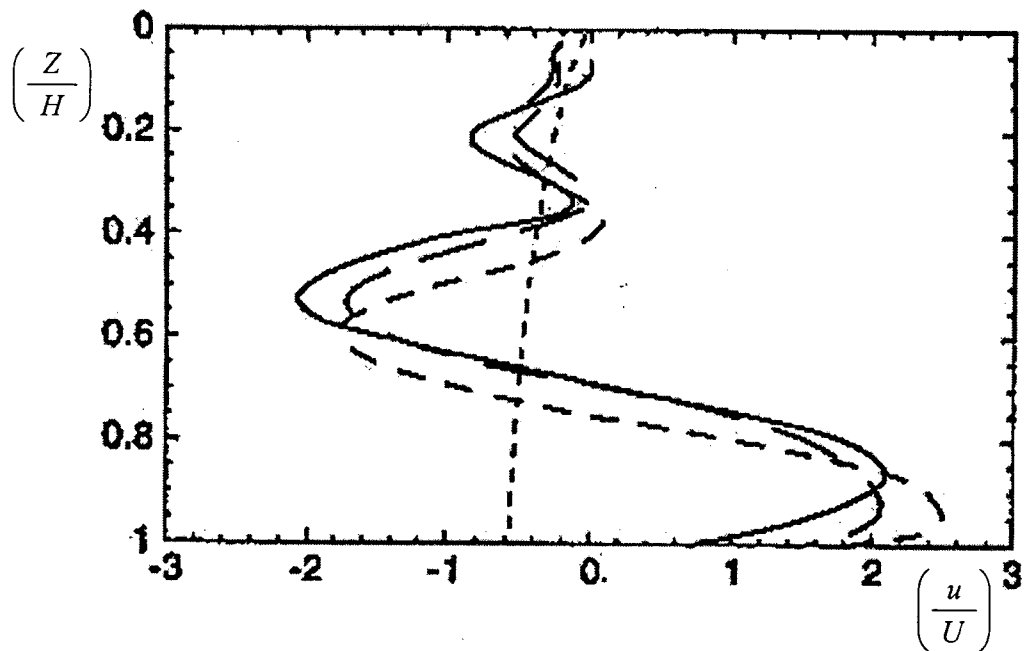
¹ Killworth

² magma

³ Cooper & Linden

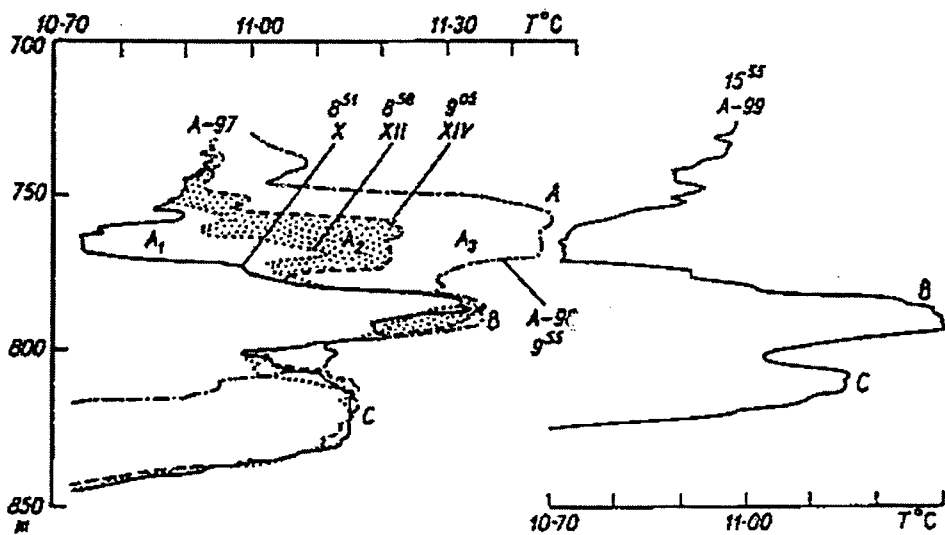
⁴ Bretherton

⁵ filling box



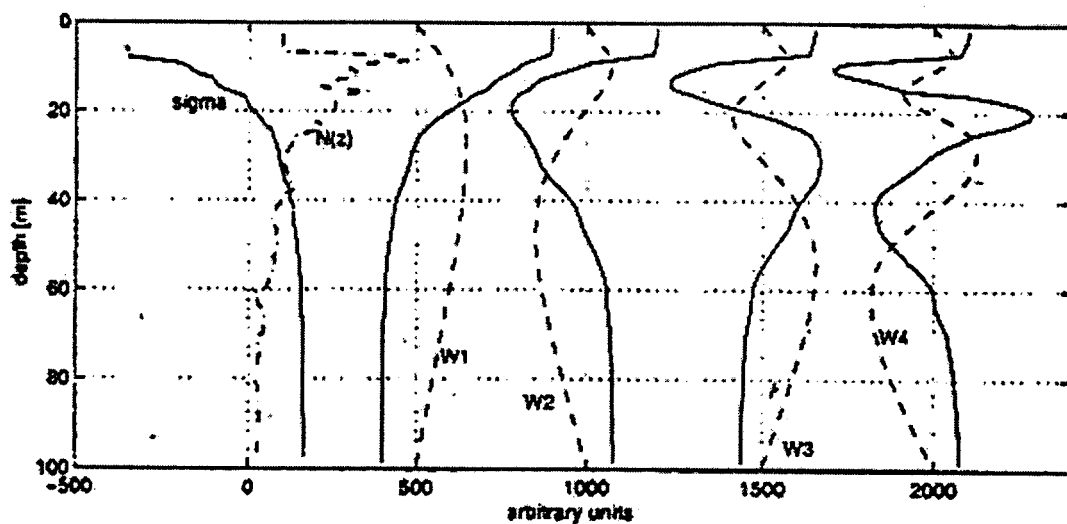
شکل ۳-۱ نمونه ای از کارهای وانگ و همکاران که سرعت افقی بدون بعد مدهای نرمال را برحسب عمق نرمال شده نشان می دهد (سه آزمایش در این شکل نشان داده شده است).

لازم به ذکر است که ایجاد اغتشاش در یک قسمت از شماره با چینش چگالی (مثلاً جریان خروجی پلوم در کف ظرف آزمایش، وانگ و همکاران ۲۰۰۰) می تواند این امواج را بوجود آورد. فدروف (۱۹۷۹) در دریای عرب لایه بندی حاصل از تغییرات دما در اعماق مختلف را نشان داده است.



شکل ۴-۱ نیمرخ قائم دما در محیط لایه بندی شده دریای عرب

بوهرر^۱ (۲۰۰۰) در چند دریاچه امواج داخلی را که تحت تأثیر تنش باد بوجود آمده اند، شبیه سازی عددی نموده است.



شکل ۱-۵ مدل عددی بوهرر که نیمرخ w سرعت قائم (خط چین) و u سرعت افقی (خط پر) برای پنج مد، N فرکانس برانت و ایسلا و چگالی (σT) را نشان می دهد.

در این تحقیق ابتدا به کمک داده های میدانی در شمال غربی خلیج فارس امواج داخلی مشاهده و بررسی می شود. سپس یک مدل عددی برای حل معادله امواج داخلی ارائه خواهد شد. در ادامه شبیه سازی امواج داخلی با الهام از مدل وانگ (ورود پلوم آب شور به محیط "مخزن در حال پرشدن") و چند آزمایش جدید که برای اولین بار در این تحقیق انجام شده است (ورود پلوم آب شیرین به محیط "مخزن در حال پرشدن") و در حقیقت شبیه به ورود رودخانه به دریای با چینش قائم شوری می باشد، ارائه خواهد شد. سپس نتایج میدانی و آزمایشگاهی با هم مقایسه خواهد گردید و راجع به اعمال کردن نتایج آزمایشگاهی در رابطه با مشاهدات میدانی بحث خواهد شد.

در بخش بعدی راجع به نقش امواج داخلی در ایجاد ساختارهای لایه ای مطالبی ارائه می شود که در حقیقت یکی از موضوع های اصلی این کار تحقیقاتی است.

^۱ Boehrer

فصل ۲

نظریهٔ امواج داخلی در اقیانوس

۲-۱- مقدمه

امواج داخلی (درونی) می‌توانند برحسب توزیع قائم چگالی شماره‌ای (سیالی) که در آن انتشار می‌یابند به شرح زیر طبقه‌بندی شوند (رابرت^۱ ۱۹۷۵).

- امواج مرزی: نوعی از امواج است که در حد فاصل دو شماره با اختلاف چگالی بوجود می‌آیند.

- امواج تخت: هنگامی بوجود می‌آیند که چگالی شماره بطور خطی با عمق افزایش می‌یابد.

- امواج مختلط: شامل امواج داخلی درون یک شماره که گرادیان قائم چگالی آن بطور مداوم با عمق

تغییر می‌کنند، می‌باشند و لزوماً خطی نیستند.

امواج داخلی دارای خواص فیزیکی مختلف هستند. بعنوان مثال، سرعت گروه و فاز امواج مرزی در یک جهت واقع است (مانند سرعت گروه و فاز امواج سطحی)، درحالی‌که برای امواج داخلی بین لایه‌های شماره، سرعت گروه و فاز تقریباً برهم عمود هستند. البته امواج داخلی در اقیانوس معمولاً از نوع امواج مختلط هستند. اغلب محققین از نظر ریاضی آنها را بر حسب مشخصه‌های خاصی که دارند بعنوان امواج تخت و یا مرزی مورد بررسی قرار می‌دهند. [از نظر ریاضی، یک نیمرخ چگالی پیوسته را می‌توان بصورت n لایهٔ جدا از هم که در n یک عدد بزرگ است در نظر گرفت. به همین صورت یک سیستم لایه‌ای را می‌توان بعنوان حد یک چگالی پیوسته در نظر گرفت. معمولاً یک وجه تمایز بین توزیع‌های پیوسته و غیرپیوسته وجود دارد.]

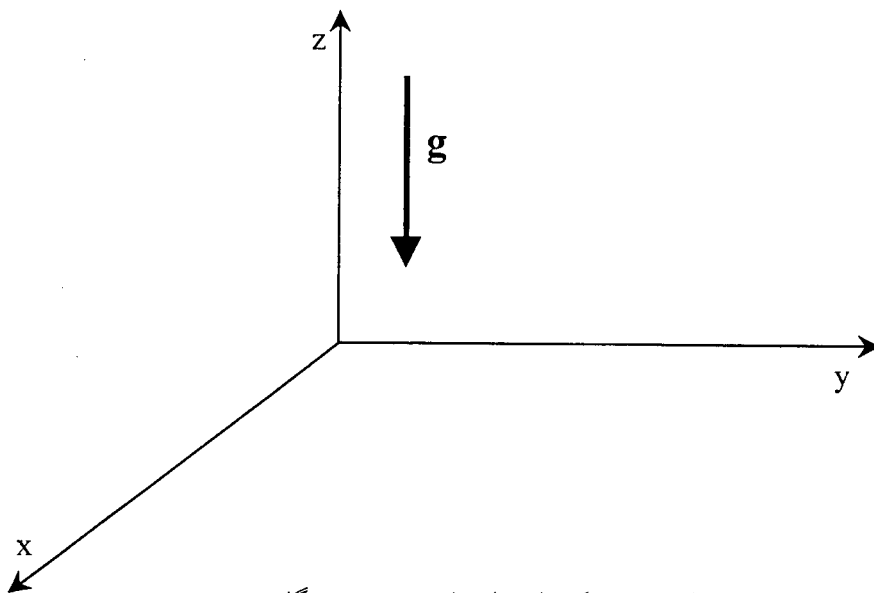
در صورتیکه سازوکار تولید امواج داخلی به خوبی تعریف نشده باشد و آهنگ اتلاف انرژی آنها مشخص نباشد، می‌توان یک موج داخلی با یک دامنهٔ کوچک که بطور خطی انتشار می‌یابد، بر روی کف افقی بخوبی تصویر نمود، دراینصورت تئوری بطور قابل ملاحظه‌ای با مشاهدات هماهنگی دارد. بررسی تئوری امواج داخلی با یک مثال آغاز می‌شود. اگر یک ذره آب رنگی را داخل یک شماره قرار دهیم و کمی آن را جابجا کنیم ذره حول مکان تعادل خود نوسان خواهد کرد، درست مانند فنری که یک حرکت

^۱ Robert

هارمونیک (هماهنگ) ساده را انجام می‌دهد. اگر شاره افزایش سریع چگالی در یک منطقه داشته باشد (همانطور که در ترموکلاین اقیانوس وجود دارد) و همچنین در این منطقه اغتشاشی ایجاد شود، امواج داخلی بوجود می‌آیند. آبی که در دو طرف ترموکلاین وجود دارد، حرکت می‌کند اما این حرکت بمراتب آرامتر از حرکت آبی است که در منطقه آن افزایش شدیدی در چگالی دیده می‌شود. در عین حال سطح آب اصلاً حرکتی ندارد.

به بیان دقیق‌تر، یک شاره تراکم‌پذیر با لایه‌بندی قائم در حالت سکون در یک میدان گرانی در نظر گرفته می‌شود (در بیان ژئوفیزیکی شکل نیم‌رخ چگالی یک شاره لایه‌بندی شده، نشان می‌دهد که چگالی ثابت نیست).

در اینجا سیستم محورهای مختصات دکارتی ساکن (x, y, z) مورد استفاده قرار می‌گیرد که z محور قائم با جهت رو به بالا و g میدان گرانی با جهت رو به پایین هستند (شکل ۱-۲).



شکل (۱-۲) نمای هندسی دستگاه

فرض کنید ξ مؤلفه قائم جابجایی بسته شاره از نقطه تعادلش و $\bar{\rho}(z)$ چگالی تعادلی بسته شاره باشند. در نظر بگیرید یک ذره واحد از شاره که مستقل از ذرات همسایه‌اش می‌باشد از مکان تعادل خود جابجا شود، حرکت آن از معادله زیر پیروی می‌نماید:

$$\bar{\rho} \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -g \Delta \bar{\rho} \quad (1-2)$$

بطوریکه $\Delta \bar{\rho}$ از دو جمله تشکیل شده است.

$$\Delta \bar{\rho} = \Delta \bar{\rho}_1 + \Delta \bar{\rho}_2 \quad (2-2)$$

اولین جمله، تراکم پذیری را در نظر نمی‌گیرد و بوسیله رابطه زیر داده شده است:

$$\Delta \bar{\rho}_1 = -\xi \frac{d\bar{\rho}}{dz} \quad (3-2)$$

جمله بعدی $\Delta \bar{\rho}$ تغییر چگالی ناشی از تراکم پذیری است که در این حالت بوسیله تغییرات در ارتفاع هیدروستاتیک و یا فشار p تولید می‌شود.

$$\Delta p = \xi \frac{dp}{dz} \quad (4-2)$$

اما می‌دانیم که برای بسط آدیاباتیک به عنوان مثال

$$\Delta \bar{\rho}_2 = \frac{1}{V_s^2} \Delta p \quad (5-2)$$

بطوریکه V_s سرعت صوت در شاره است.

چون معادله اصلی هیدرواستاتیک بصورت زیر است:

$$\frac{dp}{dz} = -\bar{\rho} g \quad (6-2)$$

بنابراین داریم:

$$\Delta \bar{\rho}_2 = \frac{1}{V_s^2} \xi (-\bar{\rho} g) \quad (7-2)$$

و معادله (۱-۲) و (۲-۲) می‌دهد:

$$\bar{\rho} \frac{d^2 \xi}{dt^2} = g \left(\xi \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{g}{V_s^2} \bar{\rho} \xi \right)$$

یا

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} - g \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{g}{V_s^2} \right) \xi = 0 \quad (8-2)$$

هنگامیکه جملات داخل پراتز منفی می شود، ذره شاره حرکت هارمونیک ساده را انجام می دهد بطوریکه مربع فرکانس زاویه ای آن بوسیله رابطه زیر بیان می شود:

$$N^2 = -g \left(\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{g}{V_s^2} \right) \quad (9-2)$$

از روشی که ما برای این سیستم مختصات انتخاب کرده ایم نتیجه می گیریم که $(d\bar{\rho}/dz < 0)$ ، بنابراین برای تغییرات چگالی که به اندازه کافی مشخص باشد:

$$\left| \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right| > \frac{g}{V_s^2}$$

وضعیت پایدار است و محیط بوسیله یک فرکانس تشدید^۱ نوسان $N(z)$ برای هر مقدار z مشخص شده است. N بوسیله معادله (۹-۲) تعریف شده است و اسامی گوناگونی دارد. از جمله می توان به فرکانس وایسلا، برانت، برانت- وایسلا^۲، ذاتی^۳، شناوری، پایداری، ویا فرکانس حدی اشاره نمود. دیفانت^۴ (۱۹۶۱)، از کمیت $E \equiv N^2/g$ استفاده کرد و آن را پایداری نامید. کراوس^۵ (۱۹۶۶) از عبارت

$$\Gamma = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz}$$

استفاده نمود (محور z آن بطرف پایین اشاره دارد). مایلز^۶ (۱۹۶۱) و بقیه از عبارت

$$\beta(z) = \frac{1}{\bar{\rho}(z)} \frac{d\bar{\rho}}{dz}$$

استفاده کرده اند. در این تحقیق ما از واژگان اقیانوس شناسی با استاندارد بالا استفاده می کنیم و N را بکار می بریم و آن را فرکانس برانت - وایسلا یا شناوری می نامیم.

¹ resonant

² Brunt-Vaisala

³ intrinsic

⁴ Defant

⁵ Kruauss

⁶ Miles

۲-۲- معادلات اساسی

مهمترین هدف این بخش توسعه جزئیات یک معادله عمومی برای سرعت قائم w^* در حرکت امواج داخلی است (ستاره به مقادیری اشاره دارد که به جملات متوسط و پریشیدگی^۱ شکسته می‌شوند - معادله (۲-۱۵) را ببینید). در اینجا آنها به مزدوج مختلط^۲ اشاره نمی‌کنند.

ما یک سیستم مختصات دکارتی (x, y, z) (جهت مثبت z به طرف بالا) با بردارهای یکه $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ را فرض می‌کنیم و مؤلفه‌های (x, y, z) سرعت لحظه‌ای بترتیب (u^*, v^*, w^*) هستند بطوریکه بردار سرعت \mathbf{u}^* ممکن است بصورت زیر نوشته شود.

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{i}u^* + \mathbf{j}v^* + \mathbf{k}w^*$$

بطوریکه مقادیر اسکالر (u^*, v^*, w^*) توابع (x, y, z, t) هستند. چگالی و فشار بترتیب بوسیله رابطه‌های زیر داده شده‌اند.

$$\rho^* = \rho^*(x, y, z, t)$$

$$P^* = P^*(x, y, z, t)$$

ما با دو معادله مهم شروع می‌کنیم که اولی معادله پیوستگی است.

$$\frac{D\rho^*}{Dt} + \rho^*(\nabla \cdot \mathbf{u}^*) = 0 \quad (2-10)$$

بطوریکه

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u^* \frac{\partial}{\partial x} + v^* \frac{\partial}{\partial y} + w^* \frac{\partial}{\partial z}$$

معادله دوم معادله نویز - استوکس با نیروی کوریولیس است.

$$\rho^* \frac{D\mathbf{u}^*}{Dt} + 2\rho^*(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}^*) + \nabla P^* + \mathbf{k}g\rho^* = \quad (2-11)$$

$$\mu \nabla^2 \mathbf{u}^* + \frac{\mu}{3} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}^*) + \mathbf{F}$$

در اینجا

¹ perturbation

² complex conjugates

$$\Omega = i\Omega_x + j\Omega_y + k\Omega_z \quad (12-2)$$

سرعت زاویه‌ای زمین و μ ضریب گرانشی هستند که ثابت فرض می‌شوند.
برای شاره قابل تراکم، که پخش (انتشار)^۱ مورد اغماض قرار گرفته است.

$$\frac{D\rho^*}{Dt} = 0 \quad (13-2)$$

نتیجه این فرض موجب می‌شود که تراکم یا امواج صوتی از ملاحظات ما خارج شود این نکته کاملاً قابل قبول است زیرا امواج صوتی نقش کمی در دینامیک کلی^۲ اقیانوس دارند (فیلیپس ۱۹۶۶ ص ۱۵) همچنین واضح است که ρ^* هرگز صفر نیست و معادله (۲-۱۰) بصورت زیر می‌شود.

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^* = 0 \quad (14-2)$$

اگر دانستیه ρ^* حاصل جمع مقدار میانگین دانستیه یعنی $\bar{\rho}(z)$ و نوسانات $\rho(x, y, z, t)$ ناشی از حرکت شاره باشد داریم:

$$\rho^* = \bar{\rho}(z) + \rho(x, y, z, t) \quad (15-2)$$

بطور مشابه فرض کنید.

$$P^* = \bar{P}(z) + P(x, y, z, t) \quad (16-2)$$

$$u^* = U(x, y, z) + u(x, y, z, t) \quad (الف) 17-2$$

$$v^* = V(x, y, z) + v(x, y, z, t) \quad (ب) 17-2$$

$$w^* = W(x, y, z) + w(x, y, z, t) \quad (پ) 17-2$$

بنابر این

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^* &= iu^* + jv^* + kw^* \\ &= i(U + u) + j(V + v) + k(W + w) \\ &= \mathbf{U} + \mathbf{u} \end{aligned}$$

¹ Diffusion

² Overall

اینجا \mathbf{U} شارش مستقل از زمان را توصیف می‌کند، درحالی‌که \mathbf{u} نوسانات شارش وابسته به زمان را وصف می‌کند. معادلات (۲-۱۱) و (۲-۱۴) و (۲-۱۵) و (۲-۱۶) می‌توانند ترکیب شوند تا رابطه زیر بدست آید:

$$(\bar{\rho} + \rho) \frac{D\mathbf{u}^*}{Dt} + 2(\bar{\rho} + \rho) \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}^* + \nabla(\bar{P} + P) + \mathbf{k}g(\bar{\rho} + \rho) = \mu \nabla^2 \mathbf{u}^* + \mathbf{F} \quad (2-18)$$

در غیاب حرکت و نیروهای خارجی، مؤلفه قائم معادله (۲-۱۸) بصورت زیر است:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + g\bar{\rho} = 0 \quad (2-19)$$

که دقیقاً همان معادله هیدروستاتیک است.

اگر نوسانات چگالی ρ در تمام جملات بجز $\mathbf{k}g(\bar{\rho} + \rho)$ مورد اغماض قرارگیرد، معادله (۲-۱۸) بصورت زیر درمی‌آید:

$$\bar{\rho} \frac{D\mathbf{u}^*}{Dt} + 2\bar{\rho}(\bar{\boldsymbol{\Omega}} \times \mathbf{u}^*) + \nabla(\bar{P} + P) + \mathbf{k}g(\bar{\rho} + \rho) = \mu \nabla^2 \mathbf{u}^* + \mathbf{F} \quad (2-20)$$

چون $\bar{P} = \bar{P}(z)$ ، معادله اخیر را می‌توان با استفاده از معادله (۲-۱۹) و با تقسیم بر $\bar{\rho}$ بازنویسی نمود.

$$\frac{D(\mathbf{U} + \mathbf{u})}{Dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{U} + \mathbf{u}) + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla P + \frac{\mathbf{k}g\rho}{\bar{\rho}} = \frac{\mu}{\bar{\rho}} \nabla^2 (\mathbf{U} + \mathbf{u}) + \frac{\mathbf{F}}{\bar{\rho}} \quad (2-21)$$

فرض کنید جملاتی که موجب غیر خطی شدن معادله (۲-۲۱) می‌شوند، بتوان در نظر نگرفت (منطق معمول برای در نظر نگرفتن آن جملات می‌تواند بعنوان مثال عبارت باشد از اینکه u و به خصوص $(\partial u / \partial x)$ کوچک است و در نتیجه حاصل ضرب آنها کوچکتر است) و با در نظر گرفتن

$$\mathbf{U} = \mathbf{F} = 0, \quad \mu = \Omega_x = \Omega_y = 0 \quad \& \quad 2\Omega_z \equiv f$$

معادلات (۲۱-۲) و (۱۳-۲) و (۱۴-۲) بصورت زیر می‌شود:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - f v + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (۲۲-۲) \text{ الف}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + f u + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (۲۲-۲) \text{ ب}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{g\rho}{\bar{\rho}} = 0 \quad (۲۲-۲) \text{ پ}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} = 0 \quad (۲۲-۲) \text{ ت}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (۲۲-۲) \text{ ث}$$

این معادلات مهم در لم^۱ (۱۹۴۵) ظاهر شده است.

با فرض اینکه ρ در تمام جملات بجز جمله گرانی حذف شود شکل ساده شده تقریب بوسینسک^۲ (رابرت ۱۹۷۵) است. بهر حال این تقریب معمولاً برای بعضی از حرکات امواج تنها^۳ وجود دارد. به همین دلیل ما روش معمول را استفاده می‌کنیم و فرض می‌کنیم که این تقریب وجود دارد و ما معادلات امواج گرانی داخلی را توسعه می‌دهیم.

^۱ Lamb

^۲ Boussinesq

^۳ solitary

بعد از انجام عملیات جبری معادله (۲۱-۲) می‌تواند بصورت جملاتی بر حسب سرعت قائم w^*

نوشته شود بطوریکه $w^* = W + w$. معادله سرعت قائم بصورت زیر است:

$$\frac{\partial}{\partial t^2} \nabla^2 w^* + N^2 \nabla_h^2 w^* + 4 \frac{N^2}{g} \Omega \cdot [\nabla \times (\Omega \times \mathbf{u}^*)] - 4 \Omega \cdot \nabla \times \Omega \times \frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial z} - \frac{N^2}{g} \frac{\partial^3 w^*}{\partial z \partial t^2} = Q \quad (23-2)$$

Q شامل جملات غیرخطی است و بوسیله رابطه زیر داده شده است:

$$Q = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \begin{aligned} & 2\Omega \cdot \left[\begin{aligned} & \nabla \times \mathbf{k} g \rho - \nabla \times (\mu \nabla^2 \mathbf{u}^* - \bar{\rho} (\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^* + \mathbf{F}) \\ & + \frac{d\bar{\rho}}{dz} \left(\begin{aligned} & \mathbf{i} \left(\Omega_x w^* - \Omega_z u^* - \frac{\partial v}{\partial t} \right) \\ & + \mathbf{j} \left(\Omega_y w^* - \Omega_z v^* - \frac{\partial u^*}{\partial t} \right) \end{aligned} \right) \end{aligned} \right] \\ & - 2\bar{\rho} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} [\Omega_x v^* - \Omega_y u^*] - \nabla_h \cdot \frac{\partial}{\partial t} \mu \nabla^2 \mathbf{u}^* - [\bar{\rho} (\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^* + \mathbf{F}] \\ & + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_h^2 \left\{ \begin{aligned} & g [\mathbf{u}^* \cdot \nabla \rho] + \frac{\partial}{\partial t} [\mu \nabla^2 \mathbf{u}^* - \bar{\rho} (\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^* + \mathbf{F}]_z \\ & - 2\bar{\rho} \frac{\partial}{\partial t} [\Omega_x v^* - \Omega_y u^*] \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (24-2)$$

فرکانس برانت - وایسلا N بصورت زیر داده شده است:

$$N^2 = N^2(z) \equiv -\frac{g}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz} \quad (25-2)$$

معادله (۲۳-۲) شامل معادلات سرعت قائم کراوس (۱۹۶۶) است همانطور که نشان می‌دهیم. با فرض:

$$2\Omega = \mathbf{k} 2\Omega_z = \mathbf{k} f; \quad \mathbf{U} \equiv 0; \quad \mu = 0 \quad (26-2)$$

اگر $(\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u}^*$ و $(\mathbf{u}^* \cdot \nabla \rho)$ مورد اغماض قرار بگیرند، معادله (۱۴-۲) بصورت زیر می‌شود:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_h^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{N^2}{g} \left(\frac{\partial^3 w}{\partial z \partial t^2} + f^2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\bar{\rho}} \left[f \left(\nabla \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} \right)_z + \nabla_h \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{F}}{\partial z \partial t} - \nabla_h^2 \frac{\partial F_z}{\partial t} \right] \quad (27-2)$$

که معادله کراوس است. کراوس محور z را بطرف پایین مثبت در نظر گرفته است. بطوریکه $(d\bar{\rho}/dz) > 0$ این اختلاف علامت جمله چهارم سمت چپ معادله (27-2) را توضیح می‌دهد. با توجه به اینکه اگر سرعت متوسط جریان صفر در نظر گرفته شود و مسئله خطی فرض شود یعنی:

$$Q \equiv 0 \quad \& \quad \mathbf{U} \equiv 0 \quad (28-2)$$

با فرض اینکه $\bar{\rho}$ ممکن است بوسیله یک ثابت ρ_0 در جملات اینرسی جایگزین گردد [این فرض جملات سوم و پنجم در سمت چپ معادله (23-2) را صفر می‌کند.] ما خواهیم داشت:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_h^2 w - 4\boldsymbol{\Omega} \cdot \left[\nabla \times \left(\boldsymbol{\Omega} \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right) \right] = 0$$

اگر ما تاوایی را بوسیله رابطه زیر تعریف کنیم:

$$\nabla \times \mathbf{u} = \mathbf{i} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \mathbf{j} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \mathbf{k} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (29-2)$$

و فرض کنیم که $(\partial w / \partial y = \partial v / \partial z)$ و $(\partial u / \partial z = \partial w / \partial x)$ ، قابل اثبات است که:

$$-4\boldsymbol{\Omega} \cdot \left[\nabla \times \left(\boldsymbol{\Omega} \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right) \right] = (2\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla)^2 w \quad (30-2)$$

بنابراین معادله (23-2) نهایتاً بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + \left[(2\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla)^2 + N^2 \nabla_h^2 \right] w = 0 \quad (31-2)$$

که همان معادله فیلپس است.

اگر فرض کنیم، همانطور که در بالا داشتیم، $2\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{k}f$ ، معادله (31-2) بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + N^2 \nabla_h^2 w = 0 \quad (32-2)$$

اگر فقط معادله سرعت قائم با تقریب بوسینسک (معادله ۳۲-۲) را بنخواهیم، همه این معادلات خیلی ساده‌تر می‌شوند در این حالت ما می‌توانیم مستقیماً رابطه (۳۲-۲) را ادامه دهیم.

گاهی اوقات معادله (۳۲-۲) برحسب جملات تابع جریان^۱ $\psi(x, z, t)$ نوشته می‌شود که بوسیله روابط زیر تعریف می‌شود:

$$w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (33-2)$$

در این حالت معادله (۳۲-۲) بصورت زیر خواهد بود:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 \psi + f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) = 0$$

که یک حالت آن بصورت زیر است:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 \psi + f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0 \quad (34-2)$$

تا کنون هیچ راه حل کلی برای معادله (۳۳-۲) پیدا نشده است اما تقریب‌های مختلفی ارائه شده است بطوریکه قابل حل می‌باشد. این راه‌حل‌ها در بخش ۲-۴ مورد بحث قرار خواهد گرفت.

۳-۲- باندهای فرکانس f و N برای امواج گرانی داخلی

ما با معادله (۲۷-۲) شروع می‌کنیم که تقریبی از معادله سرعت قائم (یعنی معادله ۳۳-۲) است و فرض می‌کنیم که

سرعت قائم w نسبت به زمان، متناوب و سرعت زاویه‌ای آن ω است.

$$w = w_0(x, y, z) \exp(-i\omega t) \quad (35-2)$$

اگر ω ثابت باشد و اگر $F \equiv 0$ ، معادله (۲۷-۲) بصورت زیر نوشته می‌شود:

^۱ stream function

$$\nabla_h^2 w_0 - \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \left(\frac{\partial^2 w_0}{\partial z^2} - \frac{N^2}{g} \frac{\partial w_0}{\partial z} \right) = 0 \quad (36-2)$$

که ضریب

$$\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \quad (37-2)$$

نوع معادله دیفرانسیل جزئی (معادله 36-2) را تعیین می‌کند. اگر:

$$\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} < 0$$

باشد، معادله (36-2) معادله دیفرانسیل جزئی بیضوی¹ نامیده می‌شود و در غیاب یک سطح آزاد و یا مرز²، حرکت موجی امکان پذیر نیست.

اگر

$$\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} > 0 \quad (38-2)$$

معادله دیفرانسیل هذلولی³ نامیده می‌شود و حرکت موجی امکان پذیر است. اگر برای تمام z ها، $N^2(z) > f^2$ باشد، یعنی در تمام عمق‌ها (رابطه 38-2) معادل

$$f^2 < \omega^2 < N^2(z) \quad (39-2)$$

است. بنابراین حد بالای فرکانس امواج گرانی داخلی در یک عمق داده شده بوسیله فرکانس برانت-وایسلا $N(z)$ مشخص می‌شود که اولین بار بوسیله گرون⁴ مورد توجه قرار گرفت و حد پایین آن با فرکانس اینرسی (پارامتر کریولیس) مشخص می‌شود. $N(z)$ ممکن است به بزرگی 0.042 s^{-1} (پریود ۱۵۰ ثانیه یا ۲/۵ دقیقه) باشد. فرکانس اینرسی f از حدود $1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ در قطبین تا صفر در استوا $T_f = 12 \text{ hr}$ تا صفر در استوا

¹ elliptical

² interface

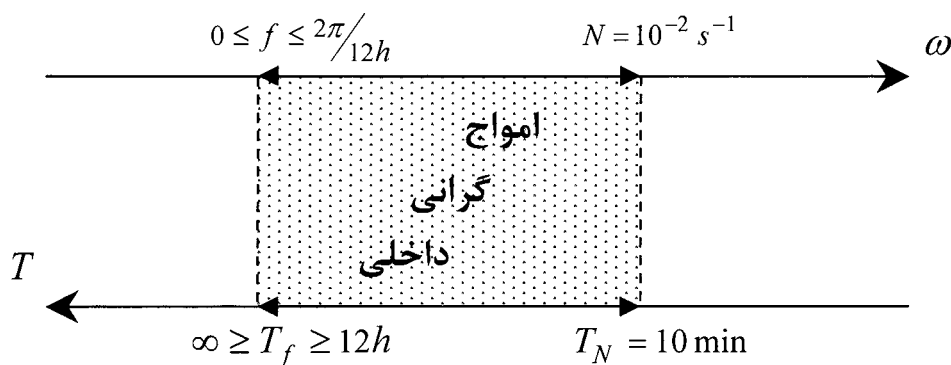
³ hyperbolic

⁴ Groen

($T_f = \infty$) تغییر می‌کند. در شکل ۲-۲ فرکانس‌های مجاز (پریودها) برای امواج گرانی داخلی در اقیانوس ارائه می‌شود.

در یک عمق z داده شده، فرکانس برانت-وایسلا $N(z)$ ، فرکانس بیشینه برای امواجی که در آن عمق رخ می‌دهند را تعیین می‌کند. این بدان معناست که در ترموکلاين که بیشترین تغییرات چگالی با عمق را دارا است $N(z)$ حداکثر است، امواج داخلی با بیشترین فرکانس (و بنابراین کمترین پریود) در ترموکلاين رخ می‌دهند.

مشاهدات اشاره می‌کنند که N عملاً یک فرکانس قطع تیز^۱ کاملاً مشخص برای امواج گرانی داخلی است. در آزمون امواج داخلی که در یک مخزن موج، بوسیله یک استوانه کوچک نوسان کننده با فرکانس ω تولید می‌شوند، تحقیقات نشان داد هنگامیکه $\omega = 1.11N$ ، "هیچ اغتشاش موجی شکل در حالت پایا مشاهده نمی‌شود، اغتشاشات به یک منطقه اختلاط نزدیک به استوانه محدود شده‌اند." طیف بسیاری از مشاهدات اقیانوسی امواج داخلی به روش مشابه، یک فرکانس قطع را نشان می‌دهد (گارت و مانک ۱۹۷۲). فیلیس (۱۹۷۱) نشان داد که اگر چگالی لایه‌ای باشد، نمونه‌برداری در یک عمق ثابت ممکن است داده‌هایی را نشان دهد که طیف را بالای فرکانس برانت-وایسلا گسترش دهد (رابرت ۱۹۷۵).



شکل ۲-۲- فرکانس (پریود)های مجاز برای امواج گرانی داخلی

قبلاً N را بصورت زیر تعریف کرده‌ایم:

$$N = \left[-\frac{g}{\bar{\rho}(z)} \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right]^{1/2} \quad (۴۰-۲)$$

^۱ sharp

در ادبیات اقیانوس‌شناسی تعریف $\left[-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\bar{\rho}}{dz}\right]^{\frac{1}{2}}$ ، بطوریکه $\rho_0 = \bar{\rho}(0) = cte$ ، مورد استفاده قرار می‌گیرد (بعنوان مثال فیلیپس ۱۹۶۶). اگر فرض کنیم چگالی یک نیم‌رخ نمایی دارد یعنی $\bar{\rho}(z) = \rho_0 \exp(-N^2 z/g)$ پس $N^2 = \left[-\frac{g}{\rho} \frac{d\bar{\rho}}{dz}\right]$ در حالیکه اگر چگالی را خطی در نظر بگیریم یعنی $\bar{\rho}(z) = \rho_0 \left[c_1 - \left(N^2 z/g\right)\right]$ پس $\left[-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\bar{\rho}}{dz}\right] = N^2$ ثابت است. همانطور که در جدول (۱-۲) هم دیده می‌شود دو تعریف نتایج مشابهی را ارائه می‌کنند. در واقع دو جمله اول در سری‌های مک‌لورن برای $\rho_0 \exp(-N^2 z/g)$ برابر واقع می‌شود و جمله دوم در سری‌های مک‌لورن برای $\rho_0 + z \left[\rho_0 \left(-N^2/g\right)\right] = \rho_0 \left[1 - \left(N^2 z/g\right)\right]$ است که نیم‌رخ چگالی خطی یک تقریب درجه اول از نیم‌رخ چگالی نمایی است.

۲-۴- جوابهای ویژه معادله سرعت قائم برای توزیع‌های مختلف چگالی

جوابهای معادله سرعت قائم برای امواج داخلی

جوابهایی برای معادله سرعت قائم امواج داخلی (معادله ۲-۲۳) بعد از ساده‌سازیهای گوناگون یافت شده‌اند. بیشتر جوابها با این فرض انجام می‌شود که کف اقیانوس افقی و غیرقابل نفوذ است.

$$w = 0 \quad \text{در} \quad z = -D \quad (۲-۴۱)$$

بطوریکه D - عمق اقیانوس است. همچنین فرض می‌کنیم سطح بالایی ثابت است. یعنی:

$$w = 0 \quad \text{در} \quad z = 0 \quad (۲-۴۲)$$

فیلیپس (۱۹۶۶) نشان داده‌است که این معمولاً در مورد امواج داخلی رخ می‌دهد و بیه^۱ جنبه‌های ریاضی این فرض را مورد بحث قرار داده‌است. کراوس (۱۹۶۶) شرایط مرزی دقیق در سطح و کف را ارائه نموده‌است.

جدول ۲-۱- چگالی محاسبه شده از

$$(b) \bar{\rho}(z) = \rho_0 \exp(-N^2 z/g) \quad (a) \bar{\rho}(z) = \rho_0 \left[c_1 - \left(N^2 z/g \right) \right]$$

با مقادیر $\rho_0 = 1 \text{ kg/lit} = 1000 \text{ kg/m}^3$, $c_1 = 1$, $N^2/g = 10^{-5} \text{ m}^{-1}$, $T_N = 10 \text{ min}$

-z (m)	(a) Linear density	(b) Exponential density
100	1.00100	1.00100
200	1.00200	1.00200
300	1.00300	1.00300
400	1.00400	1.00400
500	1.00500	1.00501
1000	1.01000	1.01005
2000	1.02000	1.02020
3000	1.03000	1.03045
4000	1.04000	1.04081

^۱ Yih

همانطور که قبلاً فرض کرده‌ایم نیروهای خارجی را ناچیز در نظر گرفته ($F \equiv 0$) و امواج را بصورت آزاد فرض می‌کنیم.

$$w = w_0(x, y, z) \exp(i\omega t) \quad (۴۳-۲)$$

با شرایط مرزی (۴۱-۲) و (۴۲-۲) و با فرض اینکه چگالی و تغییراتش نسبت به عمق فقط به عمق بستگی دارد بطوریکه $N = N(z)$ معادله (۴۳-۲) به شکل زیر قابل تفکیک است:

$$w_0(x, y, z) = W(z) F(x, y) \quad (۴۴-۲)$$

در نتیجه معادله (۳۶-۲) بصورت زیر خواهد بود:

$$\frac{1}{\omega^2 - f^2} \frac{\nabla_h^2 F}{F} - \frac{1}{N^2 - \omega^2} \left(\frac{d^2 W}{dz^2} - \frac{N^2}{g} \frac{dW}{dz} \right) \frac{1}{W} = 0 \quad (۴۵-۲)$$

در این معادله جمله اول فقط به x و y بستگی داشته و جمله دوم فقط تابع z است. در رابطه (۴۵-۲) تنها راه‌حلی که برای تمام مقادیر x و y و z وجود دارد این است که:

$$\frac{1}{\omega^2 - f^2} \frac{\nabla_h^2 F}{F} = \frac{1}{N^2 - \omega^2} \left(\frac{d^2 W}{dz^2} - \frac{N^2}{g} \frac{dW}{dz} \right) \frac{1}{W} = -m$$

بطوریکه m ثابت جدایی^۱ است. بنابراین:

$$\nabla_h^2 F + (\omega^2 - f^2) m F = 0 \quad (۴۶-الف)$$

$$\frac{d^2 W}{dz^2} - \frac{N^2}{g} \frac{dW}{dz} + (N^2 - \omega^2) m W = 0 \quad (۴۶-ب)$$

معادله (۴۶-الف) بشکل یک موج داخلی است و معادله (۴۶-ب) معادله سرعت قائم یک موج داخلی را نشان می‌دهد.

کراوس (۱۹۶۶) نشان داد که:

^۱ separation constant

$$m = \frac{K_h^2}{\omega^2 - f^2} \quad (۴۷-۲)$$

بطوریکه K_h عدد موج افقی است.

$$K_h^2 = K_x^2 + K_y^2$$

با فرض:

$$q(z) = (N^2(z) - \omega^2) \bar{\rho}(z)$$

با بازنویسی معادله (۲-۴۶) و با استفاده از شرایط مرزی (۲-۴۱) و (۲-۴۲) و همچنین استفاده از (۲-۴۳) و (۲-۴۴) می‌توان نوشت:

$$\frac{d}{dz} \left[\bar{\rho}(z) \frac{dW}{dz} \right] + \left[\frac{N^2(z) - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \right] K_h^2 \bar{\rho}(z) W = 0$$

که بنام معادله استورم-لیوویل^۱ معروف است. و یا:

$$\frac{d}{dz} \left[\bar{\rho}(z) \frac{dW}{dz} \right] + mq(z)W = 0 \quad (۲-۴۸الف)$$

$$W(z) = 0 \quad z = -D \quad (۲-۴۸ب)$$

$$W(z) = 0 \quad z = 0 \quad (۲-۴۸پ)$$

معادله (۲-۴۸الف) و شرایط مرزی (۲-۴۸ب) و (۲-۴۸پ) اساس فرضیات و راه‌حلهای متعددی برای تعیین مدهای نرمال بروشهای تحلیلی و عددی قرار گرفته‌اند.

برای $mq(z) > 0$ ما مشکل مقادیر ویژه را داریم. هر انتخاب برای m_n یک جواب تابع ویژه $W_n(z)$ برای معادله (۲-۴۸الف) می‌باشد. یعنی برای f و ω های ثابت جویهای $W_n(z)$ معادله (۲-۴۸الف) می‌تواند برای اعداد موج افقی نامحدود $k_h = k_{h_0}, k_{h_1}, k_{h_2}, \dots, k_{h_n}, \dots$ پیدا شوند. امواج داخلی بوسیله W_n مشخص می‌شوند و مرتبه n ام موج داخلی یا یک موج داخلی با مد n نامیده

^۱ Sturm-Liouville

می‌شود. این جوابها بر حسب عدد بیشینه^۱ مطلق^۱ بین سطح و کف براحتی مرتب می‌شوند: W_1 یک بیشینه مطلق دارد، W_2 دو بیشینه مطلق دارد و به همین ترتیب ادامه می‌یابد (شکل ۲-۳). حالت که $n = 0$ مربوط به جواب موج سطحی است و در اینجا از ملاحظات ما خارج است.

قابل ذکر است که برای وجود جوابهای موج باید شرط $\omega < N(z)$ برقرار باشد. این شرط لازم نیست برای تمام z ها صدق کند. برای یک ω داده شده جوابهای موج داخلی فقط در منطقه‌ای که شرط $\omega < N(z)$ برقرار است، اعتبار دارد.

جابجایی قائم $\xi(x, y, z, t)$ مستقیماً با تابع ویژه $W_n(z)$ متناسب است. اگر فرض شود یک موج داخلی به شکل $\exp[i(\mathbf{k}_h \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ باشد بنابراین $w = W(z) \exp[i(\mathbf{k}_h \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ و $w = (d\xi/dt)$ همچنین بر حسب تعریف، $\xi = a(z) \exp[i(\mathbf{k}_h \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ است. حال اگر داشته باشیم:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

پس در عمق $z = z_0$ داریم:

$$W(z_0) = -i\omega a(z_0)$$

بطوریکه

$$|\xi(x, y, z_0, t)| = |a(z_0)| = \left| \frac{1}{\omega} \right| |W(z_0)|$$

بنابراین به مجرد تعیین W_n ، دیدگاهی از جابجایی قائم نسبی همچگالی‌ها^۲ برای مد n ام موج داخلی پیدا می‌شود. جابجایی قائم همچگالی‌ها، ناشی از امواج داخلی برای اولین پنج مد در شکل (۲-۴) نشان داده شده است. بعلت خطی بودن تابع (۲-۴۸الف) مجموع‌های دلخواه W_n ، جوابهای معادله مذکور هستند.

اگر امواج دوبعدی در نظر گرفته شود بطوریکه $\mathbf{k} = \mathbf{i}k_x + \mathbf{j}k_y = \mathbf{k}_h$ و با صرف نظر کردن از

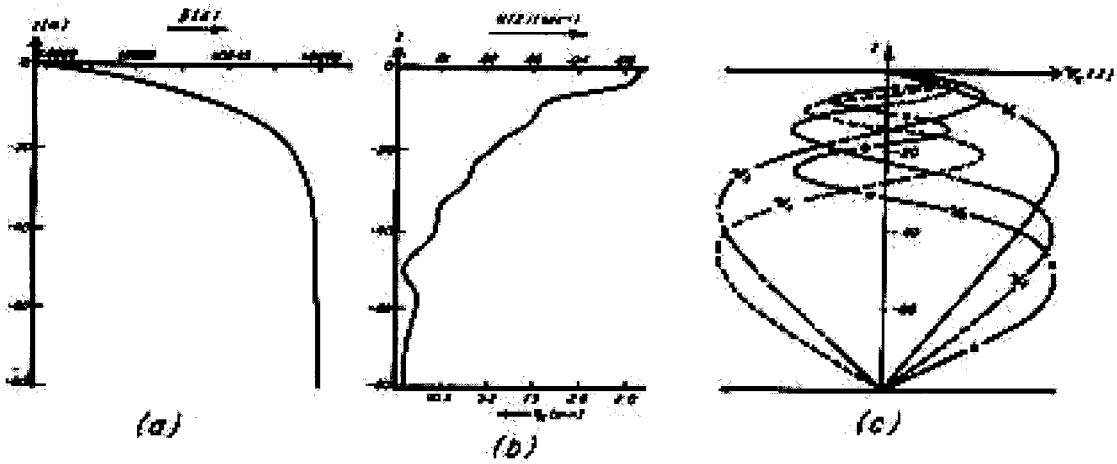
چرخش زمین برای موج داخلی مرتبه n ام، معادله (۲-۴۷) بصورت زیر می‌شود:

$$m_n = \frac{(k_h)_n^2}{\omega^2} = \frac{1}{(c_p)_n^2} \quad (۲-۴۹)$$

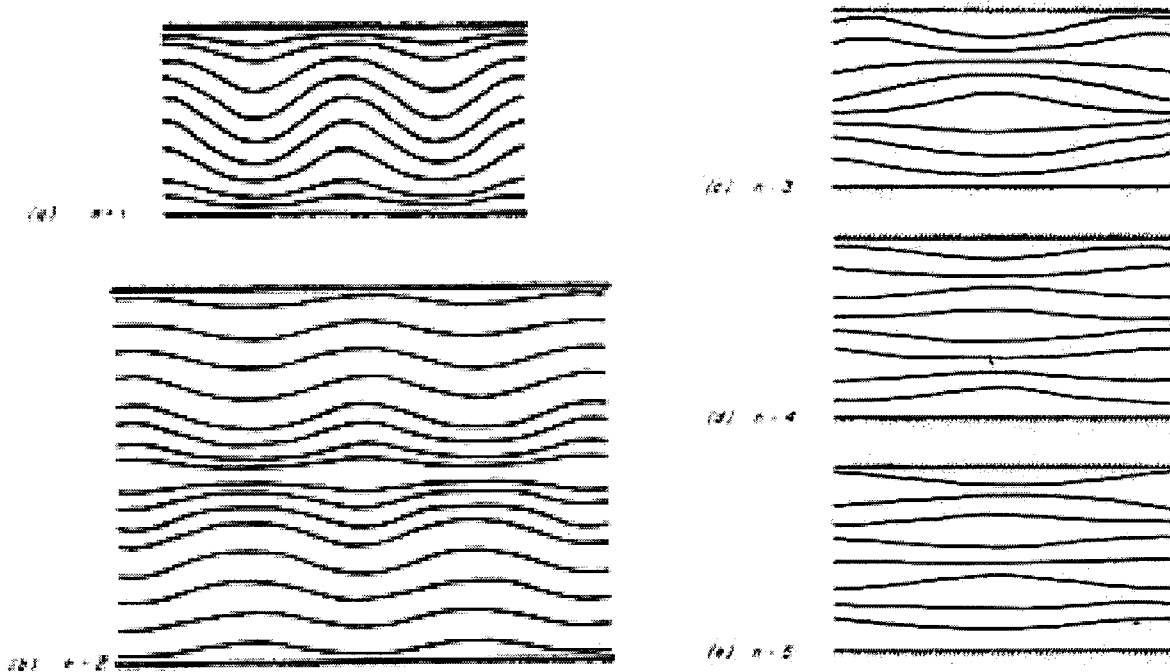
^۱ extrema

^۲ isopycnals

بطوریکه $\mathbf{c}_p \equiv \frac{\omega}{k_h} \mathbf{k}_h$ سرعت فاز یک موج با فرکانس ω و عدد موج افقی \mathbf{k}_h است.



شکل ۲-۳ (a) نیمرخ‌های قائم چگالی و (b) فرکانس برانت - وایسلا و (c) مدهای نرمال برای خلیج ماساچوست.



شکل ۲-۴ نیمرخ امواج داخلی که در آن پنج مد اول روی خطوط همچگالی نشان داده شده است (رابرت ۱۹۷۵)

اگر فرض کنیم که حرکت وابسته به y نیست، بطوریکه $v \equiv 0$ و $F(x, y) = F(x)$

$$w = F(x) W(z) \exp(-i\omega t)$$

$$u = G(x) U(z) \exp(-i\omega t)$$

بنابراین با استفاده از معادله پیوستگی $\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial w}{\partial z}$ خواهیم داشت:

$$U(z) \int_0^x \frac{dG}{dx} dx = -\frac{dW}{dz} \int_0^x F(x) dx$$

بنابراین در یک نقطه مشخص x_0

$$U(z) G(x) \Big|_0^{x_0} = -\frac{dW}{dz} F(x) \Big|_0^{x_0}$$

بطوریکه

$$U(z) = -\frac{F(x_0) - F(0)}{G(x_0) - G(0)} \frac{dW}{dz} \quad (50-2)$$

یا

$$U \propto dW$$

بطوریکه

$$C_1 = -\frac{F(x_0) - F(0)}{G(x_0) - G(0)} = \text{constant}$$

در حالیکه اولین مشتق $W(z)$ مستقیماً متناسب با سرعت افقی است.

معادله (۴۸-۲) یک معادله استورم-لیوویل تشکیل می‌دهد که اغلب در بحث حرکت موج داخلی

استفاده می‌شود.

اگر $\left| \frac{d^2 W}{dz^2} \right| \gg \left| \frac{N^2}{g} \frac{dW}{dz} \right|$ باشد، بنابراین (۴۸-۲ الف) به رابطه زیر تبدیل می‌شود:

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k_h^2 W = 0 \quad (51-2)$$

بعلاوه اگر فرض شود

$$\omega^2 \gg f^2 \quad (52-2)$$

یعنی پریود موج خیلی کمتر از پریود اینرسی باشد، بنابراین معادله (۲-۴۸الف) بصورت زیر خواهد بود:

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} k_h^2 W = 0 \quad (2-53)$$

که نشان می‌دهد برای $\omega \leq N$ امواج داخلی بوجود خواهند آمد. یعنی فرکانس امواج داخلی باید برابر N و یا کوچکتر باشد تا قابل ایجاد باشند. بطور کلی می‌توان نوشت $\omega = N \cos \theta$ که θ زاویه‌ای است که بردار عدد موج داخلی با افق می‌سازد (مثلاً گیل ۱۹۸۲).

۲-۵- نقش امواج داخلی در ایجاد ساختارهای لایه‌ای (مدل وانگ)

وانگ و همکاران (۲۰۰۰) در آزمایشگاه مشاهده کردند که پلوم آب شور در "مخزن در حال پرشدن" باعث ایجاد امواج داخلی شده که مدهای نرمال آن لایه‌های برشی را سبب می‌شوند (بعنوان مثال شکل ۱-۳). آنها سپس یک مدل تحلیلی برای ساختار مدهای نرمال این امواج ارائه نمودند. در بخش (۲-۴) بطور مفصل مدل‌های تحلیلی و عددی ساختار مدهای نرمال مورد بحث قرار گرفت که قسمت اول مدل وانگ و همکاران را در بر می‌گیرد و در اینجا لزومی به تکرار آن احساس نمی‌شود. در بخش (۲-۶) مدل وانگ را همراه با جمله گرانروی مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

۲-۶- اثرات گرانروی بر روی سرعت افقی

وانگ و همکاران (۲۰۰۰) در قسمت بعدی تحقیقات خود مدلی را برای ساختار مدهای نرمال امواج داخلی در یک "مخزن در حال پرشدن" ارائه نمودند که در آن اثرات گرانروی را نیز مورد بحث و آزمایش قرار دادند و در اینجا به قسمت‌های مهم آن اشاره می‌شود.

حل معادلات پلوم در یک کانال محدود برای "مخزن در حال پرشدن" توزیع فرکانس شناوری را به

شکل زیر می‌دهد (مثلاً بینز و ترنر ۱۹۶۹):

¹ filling box

$$N(z) = \frac{F^{1/3}}{2^{2/3} E^{2/3} \pi^{1/3} H^{4/3}} \left(2.18\xi^{-5/3} + 0.279\xi^{-2/3} + 0.083\xi^{1/3} + \dots \right)^{1/2} \quad (54-2)$$

$$= \frac{F^{1/3}}{2^{2/3} E^{2/3} \pi^{1/3} H^{4/3}} n(\xi)$$

بطوریکه:

$$n(\xi) = 1.48\xi^{-5/6} + 0.0945\xi^{1/6} + 0.0251\xi^{7/6} + \dots \quad (55-2)$$

$$\xi = \frac{z}{H}$$

در روابط فوق E ضریب درون آمیختگی پلوم است که در آزمایش تعیین می‌شود و H عمق پلوم و ξ جابجایی قائم است.

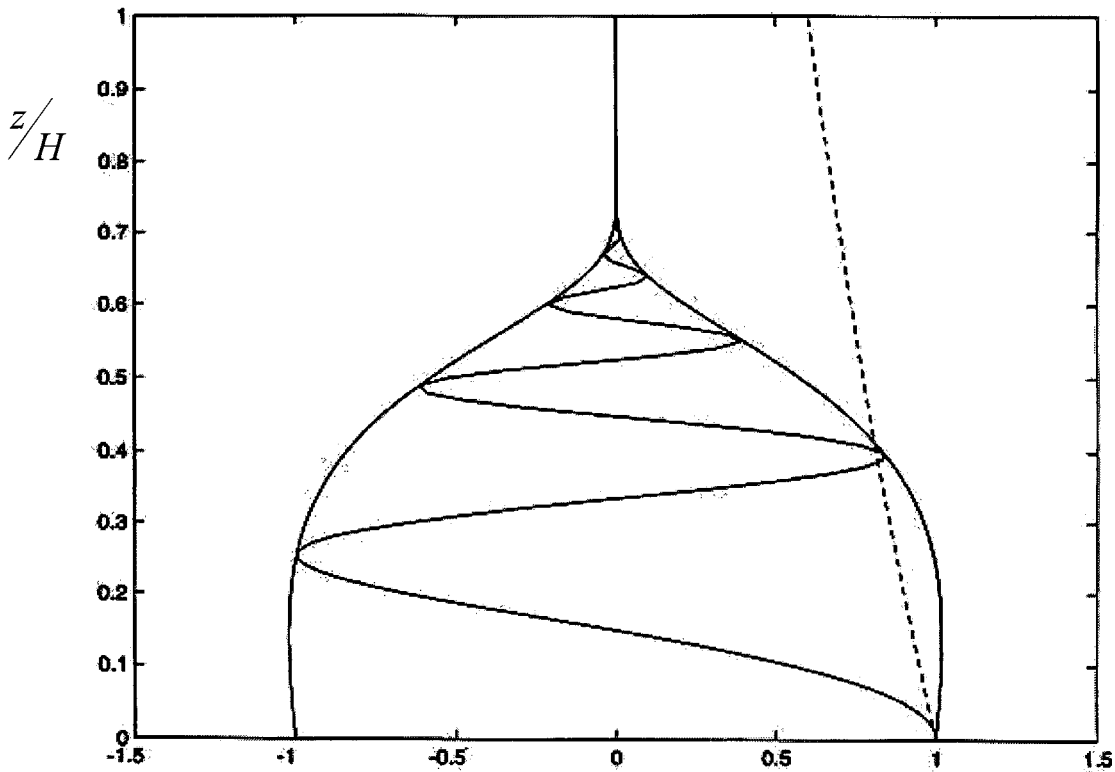
حل مدل مذکور ساختاری را که در شکل (5-2) نشان داده شده است را فراهم نمود. این ساختار نشان داد که اثر گرانروی بوضوح دامنه‌های نرمال را با z کاهش می‌دهد. وانگ و همکاران (2000) مجموعه‌ای از روابط مفید و درنهایت رابطه‌ای را برای استهلاک دامنه با عمق بدست آوردند که در زیر بعضی از آنها ذکر می‌شود. مثلاً تغییرات دامنه سرعت افقی مدهای نرمال عبارت است از:

$$C(z) \approx \left[\frac{V(0)}{V(z)} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{v}{2L} \frac{A^2}{2^{10/3} E^{10/3} \pi^{2/3} H^{11/3} F^{1/3}} g(\xi) \right] \quad (56-2)$$

رابطه فوق پوشش کامل دامنه سرعت افقی لایه‌های برشی را بعنوان تابعی از ارتفاع نشان می‌دهد. در این رابطه L طول مخزن، v گرانروی جنبش‌شناختی¹، A مساحت مقطع افقی مخزن، E ضریب درون آمیختگی پلوم تعیین شده با آزمایش، H عمق پلوم ظرف، F شار شناوری از منبع پلوم در $(z=0)$ ، g شتاب گرانی (تابعی از ξ) و V سرعت قائم در محیط است.

¹ kinematic viscosity

در شکل زیر نمونه‌ای از رسم معادله (۵۶-۲) در یک آزمایش معین نشان داده شده است.



شکل ۵-۲ پوشش دامنه سرعت افقی بی بعد نسبت به ارتفاع نرمال شده (بدون بعد)

در ضمن مدل فوق پارامترهای مختلفی از جریان برای حالات ساده از جمله N ثابت می‌دهد که در زیر به آنها می‌پردازیم.

عدد موج قائم در کف مخزن از رابطه زیر استخراج می‌شود:

$$m(0)H = \left(\frac{N(0)H}{V(0)} kH \right)^{1/2} = \left(\frac{B^{1/2}}{2EH^{1/2}} \right) \left[\frac{n(\xi=1)}{f(\xi=1)} \right]^{1/2} \quad (57-2)$$

$$= 2.02 \left(\frac{B^{1/2}}{2EH^{1/2}} \right)$$

که رابطه (۵۷-۲) را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\frac{2\pi H}{\lambda(0)} = 2.02 \left(\frac{B}{H} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{2E} \right)$$

در رابطه اخیر $2E = 0.26$ ، بنابراین:

$$\frac{2\pi H}{\lambda(0)} = 2.02 \left(\frac{B}{H} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{0.26} \right)$$

در رابطه (۵۷-۲)، N فرکانس شناوری، k عدد موج افقی، $2E = 0.26$ و B پهنای مخزن است. از این رابطه می توان ضخامت لایه های برشی حاصل از مدهای نرمال امواج داخلی را محاسبه کرد که ما نیز از آن استفاده خواهیم نمود.

با استفاده از رابطه (۵۷-۲) رابطه (۵۶-۲) بصورت زیر بیان می شود:

$$C(z) = \left[\frac{f(\xi=1)}{f(\xi)} \right]^{1/2} \exp \left[- \frac{m^4(0) H^4}{2\pi Re L'} \frac{f^2(\xi=1)}{n(\xi=1)} g(\xi) \right] \quad (58-2)$$

در این رابطه $L' = \frac{H}{L}$ نسبت ابعاد^۱ و Re عدد رینولدز است، H و L بترتیب ارتفاع و طول ظرف هستند:

$$Re = \frac{N(z=0) H^2}{\nu}$$

جواب دیگری همانند $C(z)$ وجود دارد که با رابطه زیر بیان می شود و همان وابستگی ها را به پارامترهای آزمایشگاهی دارد:

$$C_1(z) = \exp \left[- \frac{\nu}{2L} \frac{A^2}{2^{10/3} E^{10/3} \pi^{2/3} H^{11/3} F^{1/3}} \frac{n(\xi=1)}{f^2(\xi=1)} \frac{z}{H} \right]$$

$$= \exp \left[- \frac{m^4(0) H^4}{2\pi Re L'} \frac{z}{H} \right]$$

^۱ aspect ratio

$$\gamma \propto \frac{[m(0)H]^4}{2\pi Re(H/L)} \quad Re = \frac{NH^2}{\nu}$$

γ نقش ضریب استهلاک دامنه سرعت افقی مدهای نرمال را با ارتفاع ایفا می‌کند، N فرکانس شناوری محیط است، ν ضریب گرانروی در آزمایشگاه ($10^{-6} m^2/s$ ، مولکولی) و در دریا ($10^{-4} m^2/s$ ، تلاطمی) است.

همچنین رابطه زیر پیش‌بینی سرعت شارش خروجی بدون بعد را نشان می‌دهد:

$$u(0) \approx 0.254 \frac{L}{L-x} m(0)H \quad (59-2)$$

که در آن L طول ظرف مخزن، x فاصله از پلوم و m عدد موج قائم در کف است. از روابط فوق برای محاسبه سرعت افقی مدهای نرمال در محیط آزمایشگاهی و میدانی (خلیج فارس) استفاده خواهد شد.

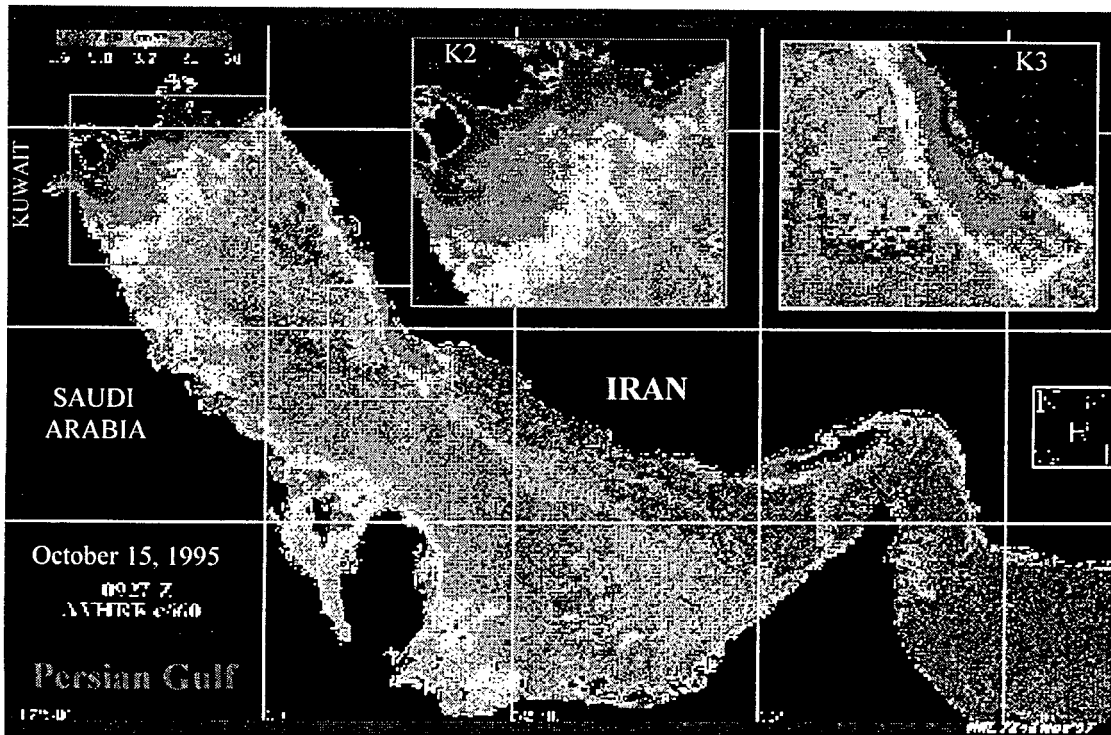
فصل ۳

روشهای مطالعه

در این فصل به مطالعه و بررسی امواج داخلی در دو قسمت اصلی می‌پردازیم: قسمت اول شامل اندازه‌گیریهای میدانی، پردازش داده‌ها، بررسی مدهای نرمال و امواج داخلی است. قسمت دوم شبیه‌سازی مدهای نرمال امواج داخلی در محیط آزمایشگاه می‌باشد.

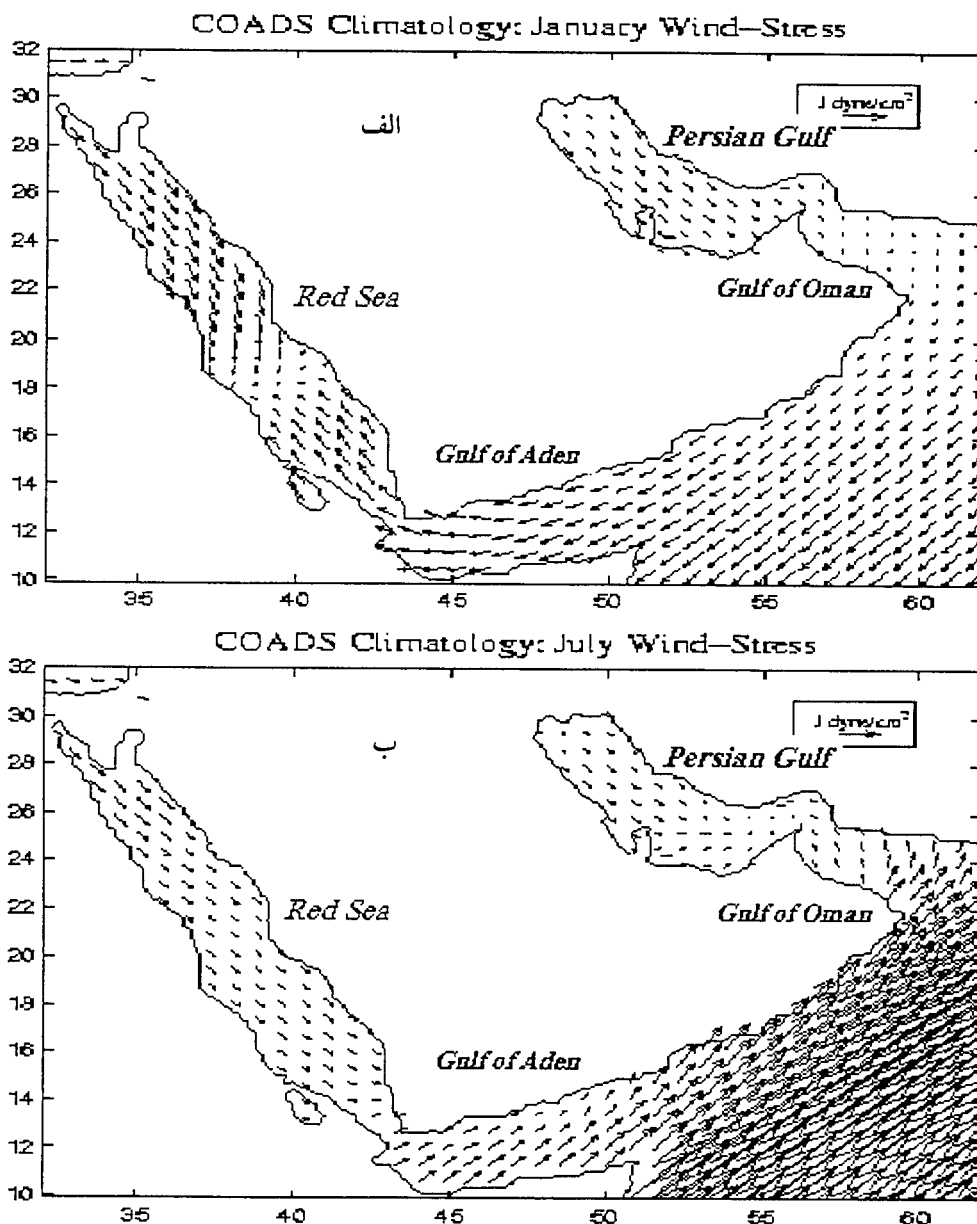
۳-۱-۱- اندازه‌گیری و محاسبات

در ابتدای این بخش از داده‌هایی که در مناطق شمال غربی خلیج فارس جمع‌آوری شده استفاده و به رسم نمودارهای مختلف و مقایسه آنها با هم و نقش مدهای نرمال امواج داخلی در ایجاد ساختارهای لایه‌ای در این نیمرخها می‌پردازیم. با توجه به اینکه این داده‌ها در عرض جغرافیایی () و طول جغرافیایی () و در محل اثر پلوم طبیعی رودخانه‌ها به خلیج فارس گرفته شده‌اند وضعیت مناسبی برای مطالعه امواج داخلی در این قسمت خلیج را فراهم می‌نمایند.



شکل ۳-۱-۱ تصویر ماهواره‌ای از خلیج فارس در اکتبر ۱۹۹۵. اثر قوی پلوم رودخانه در شمال غربی خلیج فارس و سواحل ایران مشاهده می‌شود. K2 منطقه پلوم رودخانه و K3 منطقه فراچاهی (upwelling) را نشان می‌دهد.

پلوم رودخانه ورودی به خلیج فارس در شکل ۳-۱-۱ مشاهده می‌شود. البته در این شکل مناطق شمالی خلیج فارس که همراه با فراچاهی^۱ (منطقه k3) نیز مشخص شده است. عوامل مؤثر در ایجاد جریان و امواج در خلیج فارس متعدد می‌باشند. به عنوان مثال اولین و مهمترین عامل کشند^۲ (جزر و مد) و بعد از آن وزش باد، پلوم رودخانه و تبخیر زیاد در تابستان به خصوص در



شکل ۳-۱-۲ (الف) الگوی زمستانی تنش باد (ژانویه) (ب) الگوی تابستانی تنش باد (جولای)

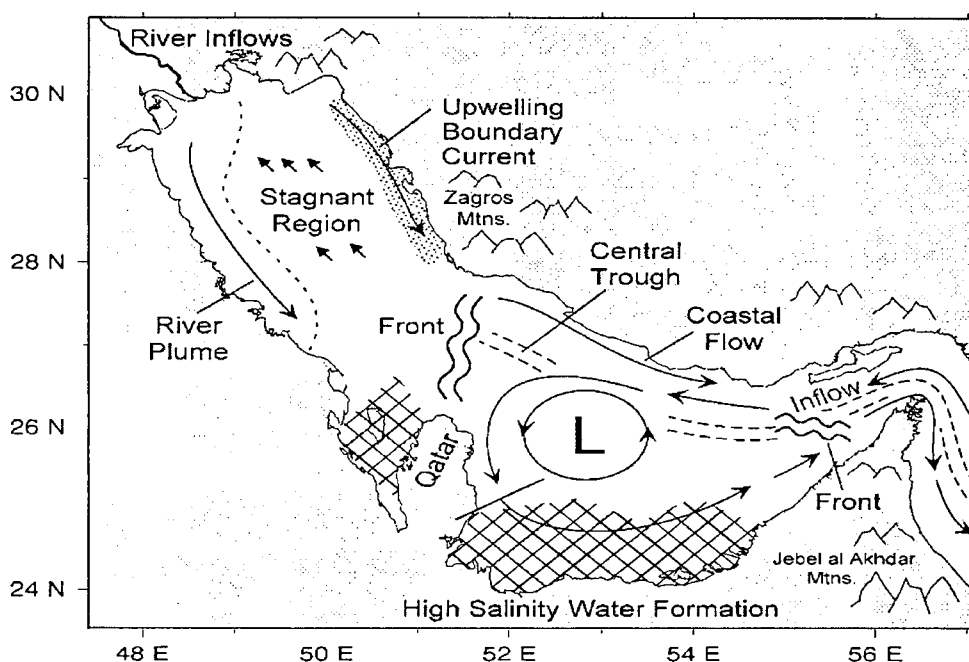
(<http://mpo.rsmas.miami.edu>)

^۱ upwelling

^۲ tide

سواحل جنوبی (عربی) خلیج فارس می‌باشند. در شکل ۳-۱-۲ الگویی از تنش باد در زمستان و تابستان در منطقه خلیج فارس، اقیانوس هند و دریای سرخ نشان داده شده است. بادهای موسمی در این شکل کاملاً مشخص است. این بادهای احتمالاً امواج داخلی را در قسمت‌های فوقانی این آبها ایجاد می‌کنند که نیاز به مطالعه و تحقیق دارد.

همچنین الگویی از گردش کلی در خلیج فارس در شکل ۳-۱-۳ نمایش داده شده است. البته در این تحقیق تنها یک مورد پلوم رودخانه بررسی می‌شود.

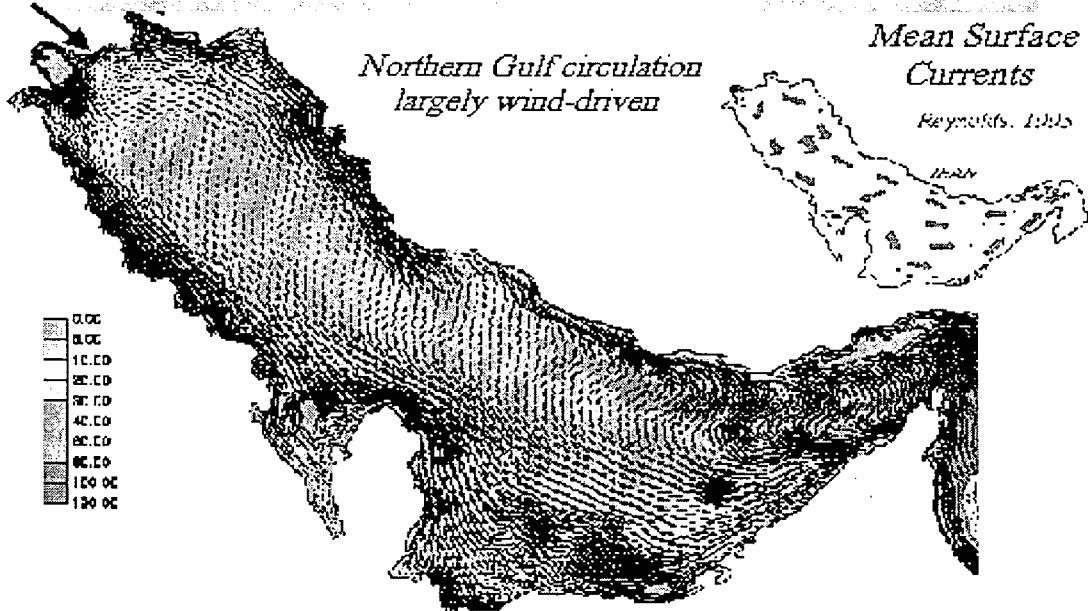


شکل ۳-۱-۳ نمای گردش کلی آب و مناطق فراچاهی و فروچاهی در خلیج فارس (<http://mpo.rsmas.miami.edu>)

در شکل ۳-۱-۴ نمای زیبایی از گردش کلی آب و اثرات پلوم رودخانه و سیلاب در ایجاد جریانهای سطحی در ماه ژانویه دیده می‌شود. پلوم رودخانه در اینجا بررسی شده و بر مبنای شکل‌های ۳-۱-۱ و ۳-۱-۴، نشان داده می‌شود که پلوم رودخانه در منتهی الیه شمال خلیج فارس منطقه‌ای را ایجاد می‌کند که در ابعاد افقی قدری پیچیده و احتمالاً دارای حالت سه بعدی است. پلوم فوق در جهت قائم می‌تواند موجب امواج داخلی و بنابراین مدهای نرمال این امواج لایه‌های برشی را ایجاد نمایند. که در نیمرخهای مختلف آبهای این منطقه (قسمت بعد) کاملاً مشهود است.

NW

3-D Wind-Driven Dynamics

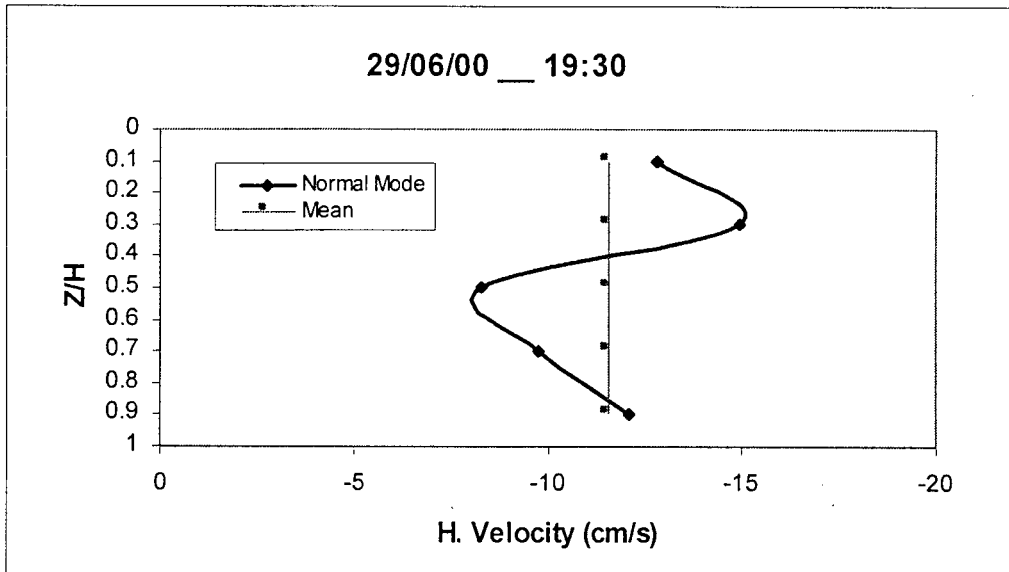


Marginal Seas Workshop 5/11/99

January surface currents in the Persian Gulf

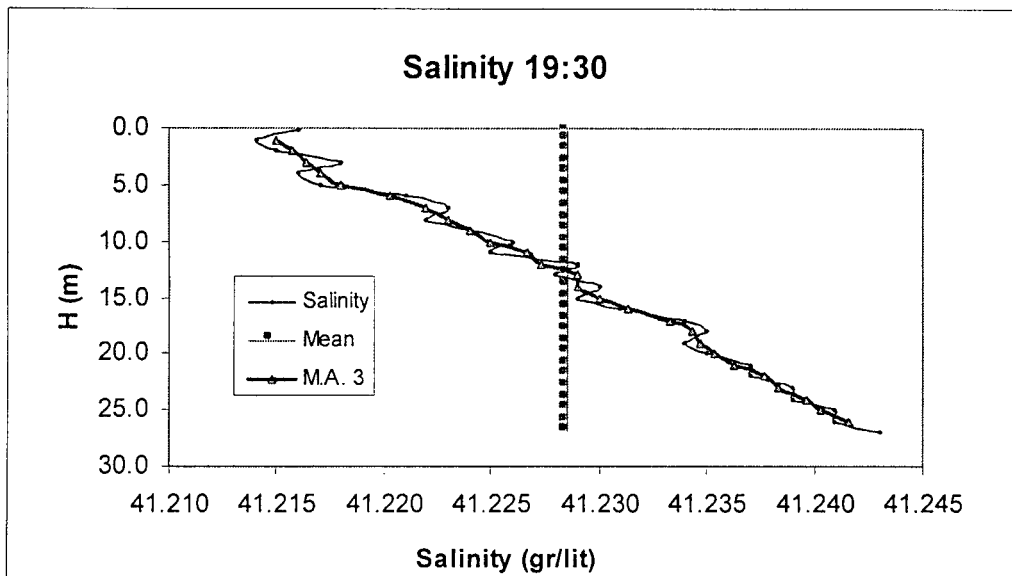
شکل ۳-۱-۴ نمای گردش کلی جریان آب و پلوم رودخانه و سیلاب در ژانویه (<http://mpo.rsmas.miami.edu>)

با استفاده از داده‌های ۲۱ گانه که در تاریخ‌های ۲۹ و ۳۰ ماه ژوئن سال ۲۰۰۰ اندازه‌گیری شده، نیمرخهای مختلفی بدست آمده است که به آن می‌پردازیم. داده‌های مذکور توسط بخش پلوم دریایی دانشگاه اهواز بدست آمده است. این داده‌ها شامل نیمرخهای سرعت افقی، دما، شوری و چگالی ($\sigma\text{-T}$) می‌باشد که در یک سیکل کامل جزر و مدی بدست آمده‌اند. تغییرات زمانی این نیمرخهای قائم کاملاً محسوس است، این مطلب به ویژه در نیمرخهای سرعت افقی (مثلاً شکل ۳-۱-۵) کاملاً مشهود است. لازم به یادآوری است که حرکات جزر و مدی سرعت افقی بطور متوسط می‌تواند منفی (مثلاً شکل ۳-۱-۵) و یا مثبت (مثلاً شکل ۳-۱-۱۳) باشد. باید توجه داشت داده‌های سرعت افقی تنها در پنج نقطه در جهت قائم اندازه‌گیری شده و مانند سایر پارامترها دارای تفکیک خیلی خوبی در جهت قائم نیست.

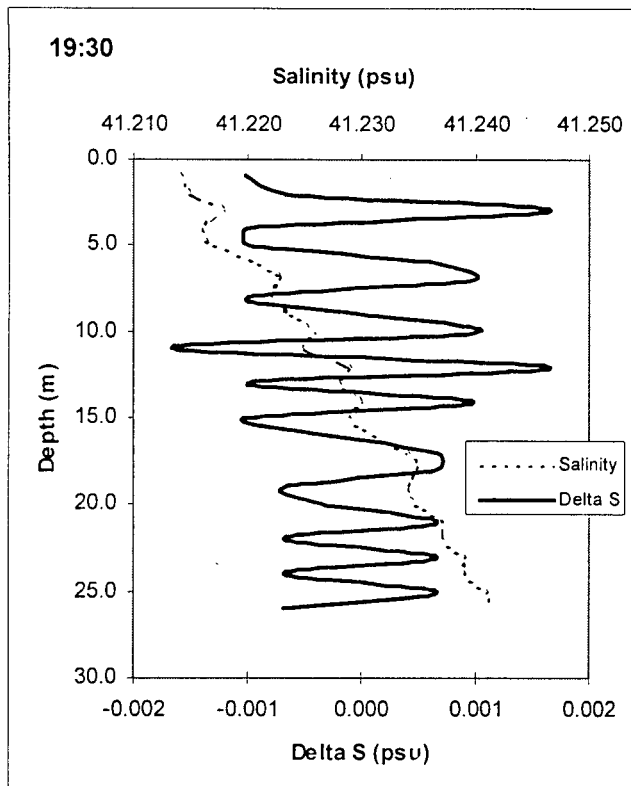


شکل ۳-۱-۵ نمای سرعت افقی و میانگین آن برحسب عمق در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹ ژوئن ۲۰۰۰

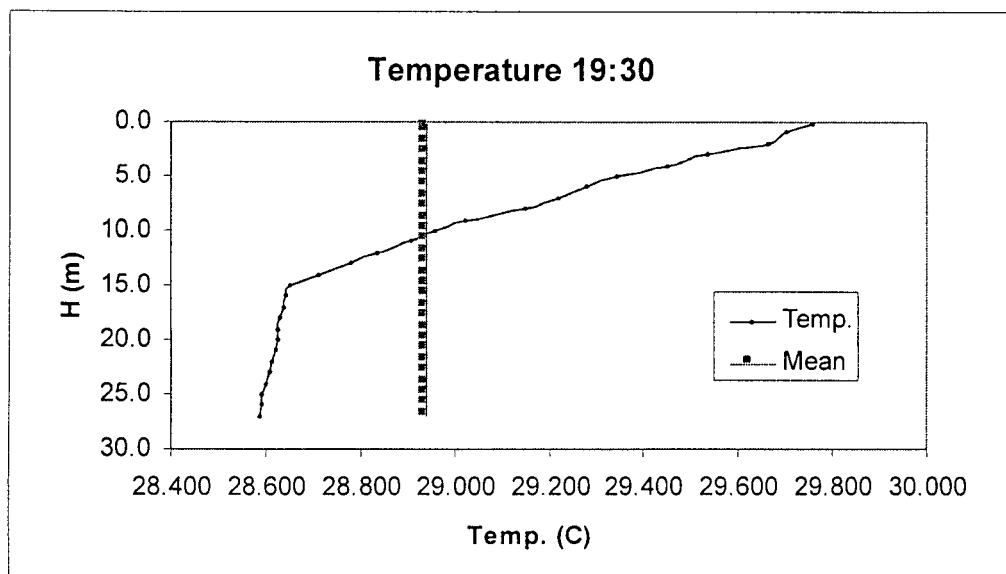
در شکل ۳-۱-۵ نمایی از توزیع سرعت افقی در جهت قائم که در آن مدهای نرمال دیده می‌شود، در این شکل مقدار میانگین سرعت نیز مشخص شده است.



شکل ۳-۱-۶ نمای شوری، میانگین متحرک ۳ نقطه‌ای شوری و میانگین کلی شوری برحسب عمق در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹ ژوئن ۲۰۰۰



شکل ۳-۱-۷ نمای منحنی شوری و انحراف از میانگین ۳ نقطه‌ای شوری برحسب عمق در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹ ژوئن ۲۰۰۰

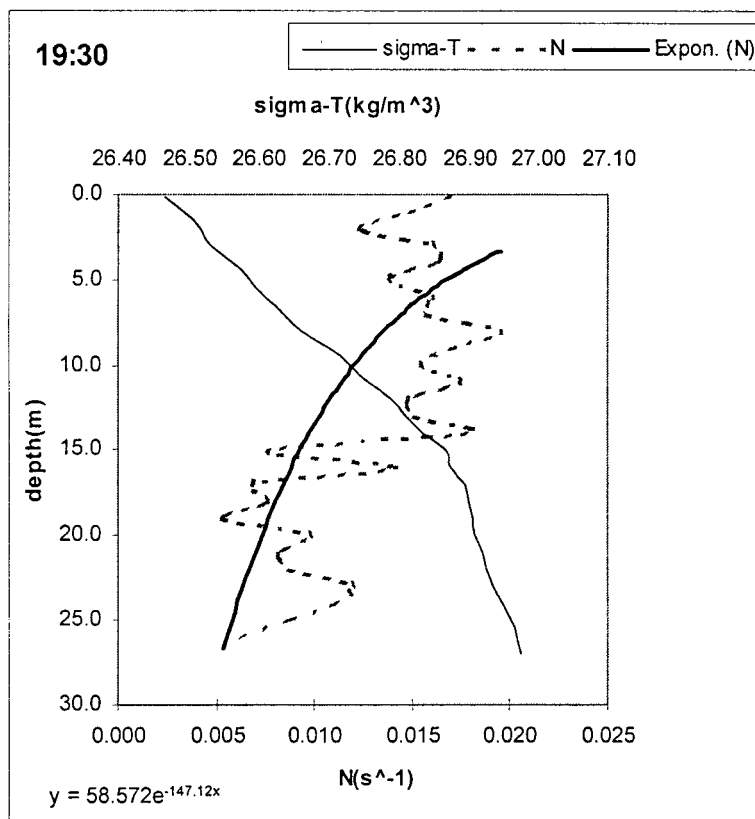


شکل ۳-۱-۸ نمای منحنی دما و میانگین دما برحسب عمق در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹ ژوئن ۲۰۰۰

همچنین برای محاسبه فرکانس شناوری از رابطه زیر که قبلاً هم ذکر شده، استفاده می‌کنیم:

$$N = \left[\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta z} \right]^{1/2}$$

در ضمن اگر $N^2 > 0$ باشد محیط پایدار و اگر $N^2 = 0$ باشد محیط خنثی و اگر $N^2 < 0$ محیط دارای شرایط ناپایداری است. در شکل زیر منحنی فرکانس شناوری (N) بر حسب عمق و همچنین منحنی σT بر حسب عمق رسم شده‌اند.



شکل ۳-۱-۹ نمای منحنی چگالی و فرکانس شناوری بر حسب عمق و برازش یک منحنی نمایی به فرکانس شناوری

در صفحات بعدی ۲۱ شکل کامل از این نیمرخها که کلیه شکل‌های ۳-۱-۵ تا ۳-۱-۹ را نیز در بر می‌گیرد، در زمانهای مختلف (با ذکر تاریخ و ساعت اندازه‌گیری) نمایش داده شده است.

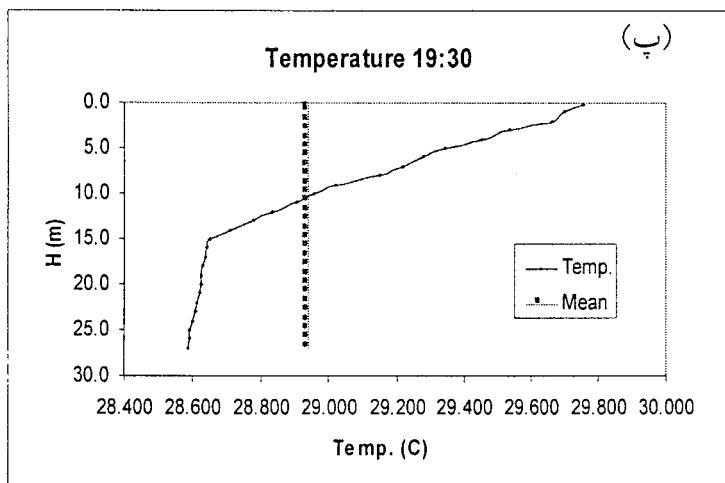
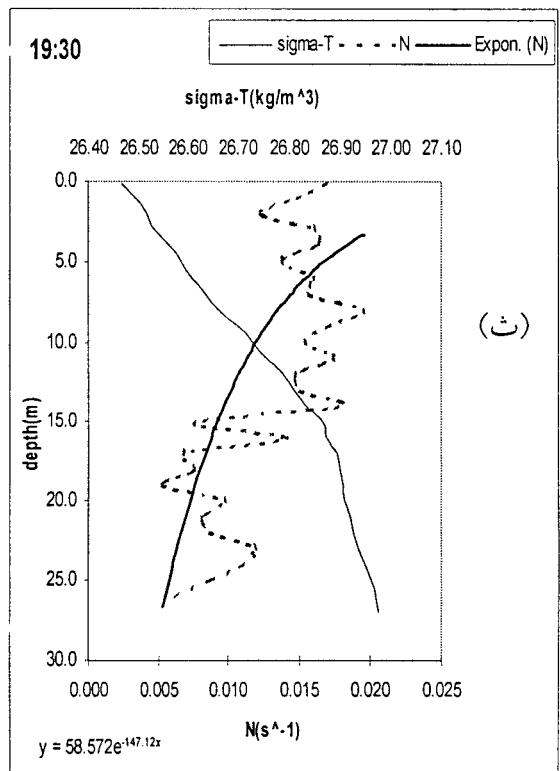
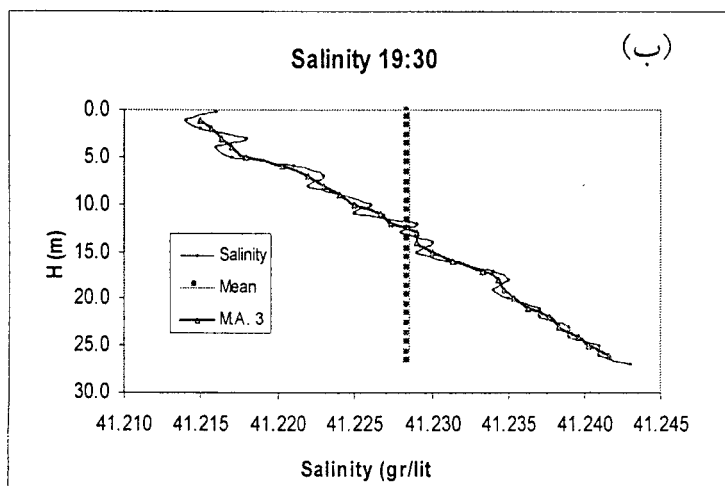
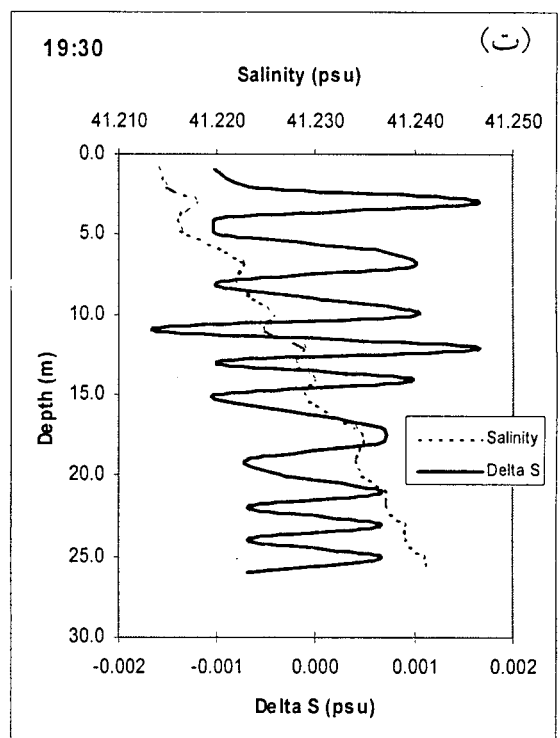
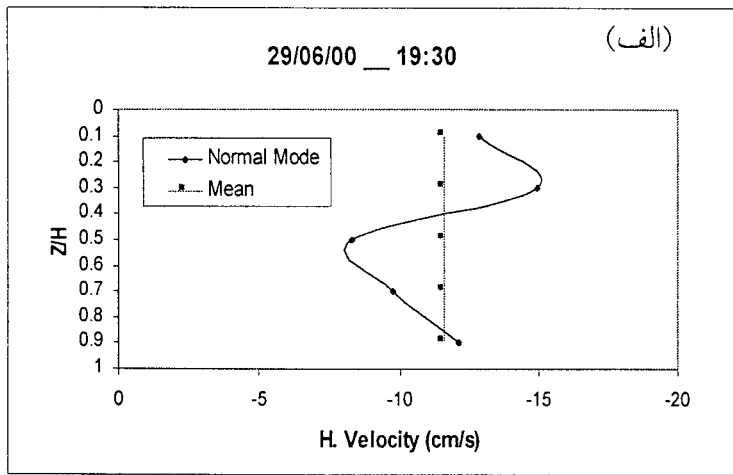
شکل ۳-۱-۱۰ (الف) نیمرخهای سرعت افقی را در ساعت ۱۹:۳۰ نشان می‌دهد که نشان دهنده حداقل دو قله است (مد ۳). در ساختار قائم نیمرخ شوری، به خصوص اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (Delta S) (شکل ۳-۱-۱۰-ت) ساختار لایه‌ای کاملاً مشهود است. این لایه‌ها متعدد بوده و ضخامت آنها در حد یک تا دو متر است. ساختار لایه‌ای در نیمرخ دما مشهود نیست که علت آن احتمالاً مربوط به این واقعیت است که پخش گرما خیلی بیشتر از پخش شوری بوده و ساختار لایه‌ای در این نیمرخها نمی‌تواند دوام داشته باشد. نیمرخ N حالت نمایی^۱ دارد و در نزدیک سطح بیشینه است. این مشابه حالت‌های آزمایشگاهی است. ساختار لایه‌ای در نیمرخ زیگماتی (sigma-T) نیز مشاهده می‌شود، که نشان می‌دهد احتمالاً تغییرات عمده زیگماتی مربوط به شوری است. بطور کلی ساختار لایه‌ای که در اینجا ملاحظه می‌شود دارای لایه‌های متعدد بوده و احتمالاً نه تنها پلوم رودخانه در آن مؤثر است بلکه حرکات جزر و مد (نزدیک کف) نیز در ایجاد این لایه‌ها مؤثر می‌باشد.

البته در مورد نیمرخ قائم سرعت افقی باید متذکر شد که نقاط اندازه‌گیری محدود است و احتمالاً لایه‌های با تفکیک ۱ تا ۲ متر که در سایر نیمرخها (با تفکیک خیلی بیشتر یعنی حدود چند ده سانتی‌متر) مشاهده می‌شود، در نیمرخهای سرعت مشاهده نمی‌شود. این یکی از نقاط ضعف اندازه‌گیری نیمرخهای قائم سرعت افقی است.

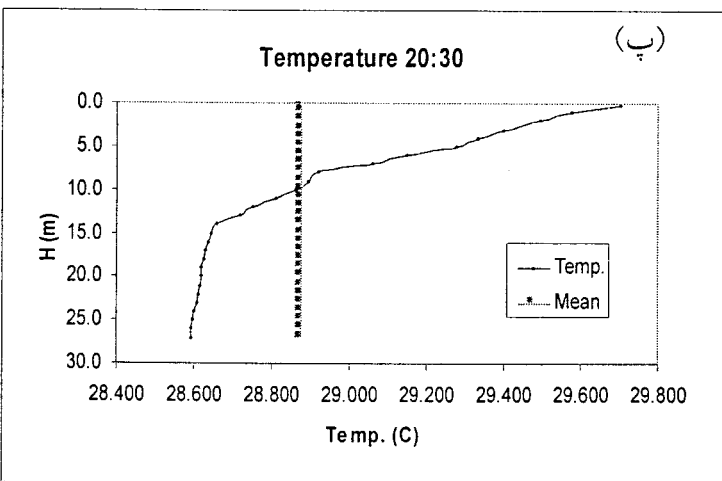
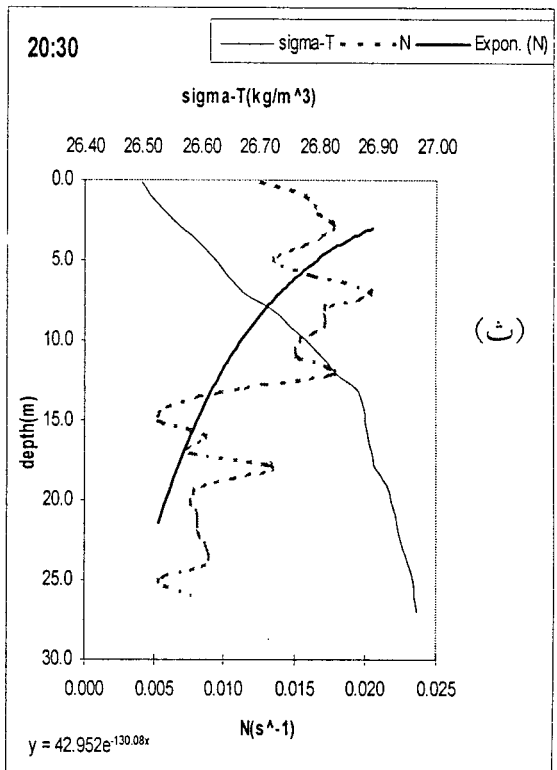
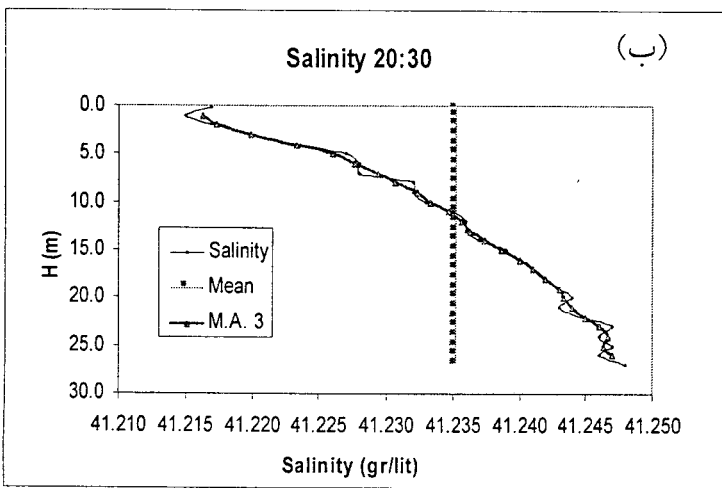
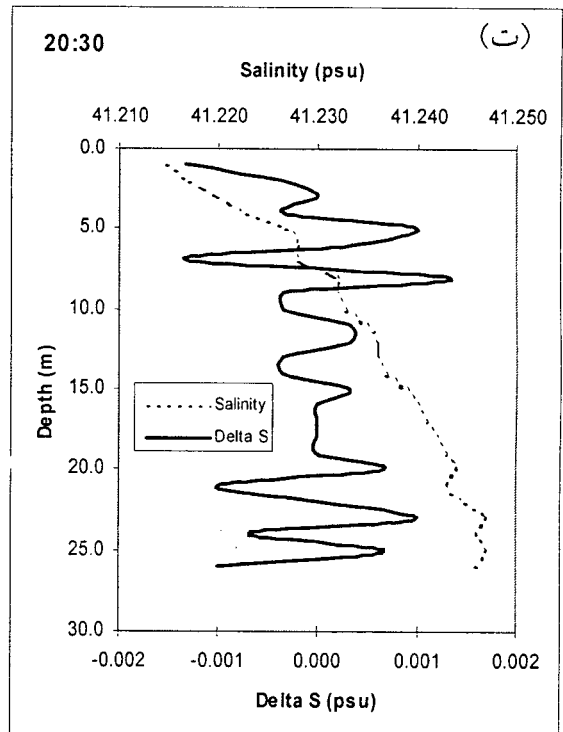
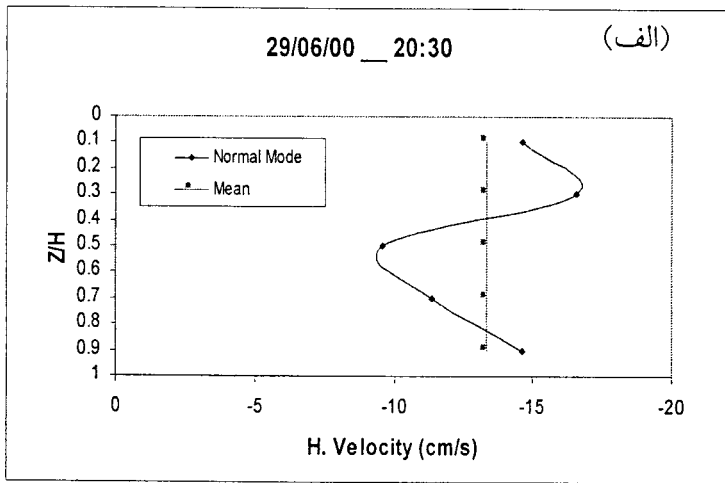
شکل ۳-۱-۱۱ برای یک ساعت بعد از نیمرخهای شکل ۳-۱-۱۰ است (یعنی ساعت ۲۰:۳۰) که در مجموع، نیمرخها مشابه است. البته نیمرخ اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (Delta S) نشان می‌دهد که لایه‌ها در بالا و پایین، مشخص‌تر ظاهر می‌شوند. نیمرخ سرعت نیز تنها مد ۳ را نشان می‌دهد که احتمالاً به دلیل محدود بودن تفکیک اندازه‌گیری سرعت افقی در جهت قائم است. در نیمرخها، قسمت‌های نزدیک کف نیز منطقه کاملاً آمیخته ملاحظه می‌شود که مربوط به تلاطم جزر و مدی در لایه نزدیک کف است.

شکل ۳-۱-۱۲ نیز مربوط به ساعت بعدی اندازه‌گیری (۲۱:۳۰) است که نشان می‌دهد اولاً ساختار قائم افقی در حال تغییر است (جریان جزر و مدی در حال معکوس شدن است) و قسمتی از آن مثبت شده است. لایه‌های مشاهده شده در اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (Delta S) نیز محدود شده‌اند و بیشتر مشابه مدهای نرمال محیط آزمایشگاهی (بخش آزمایشهای این فصل) است.

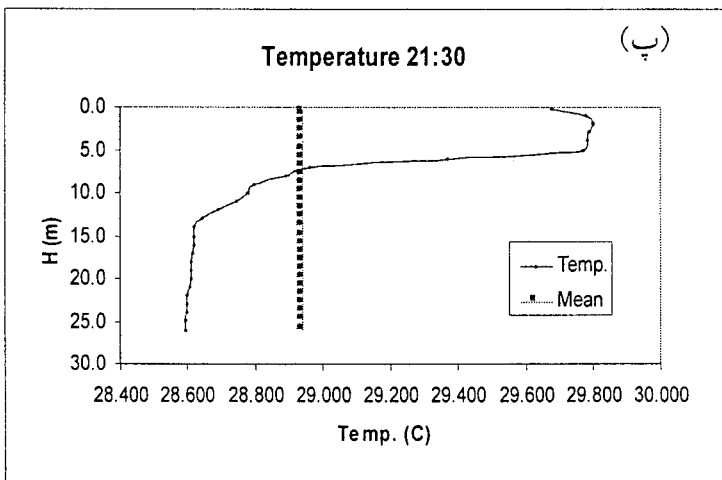
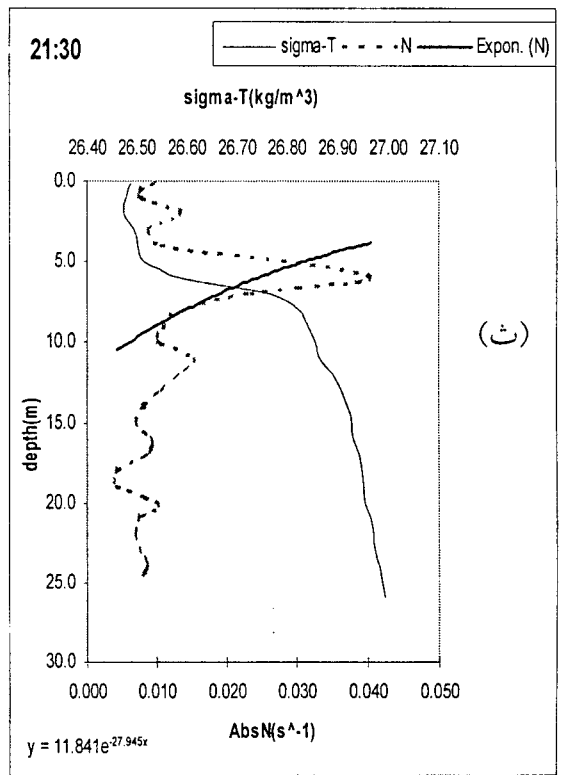
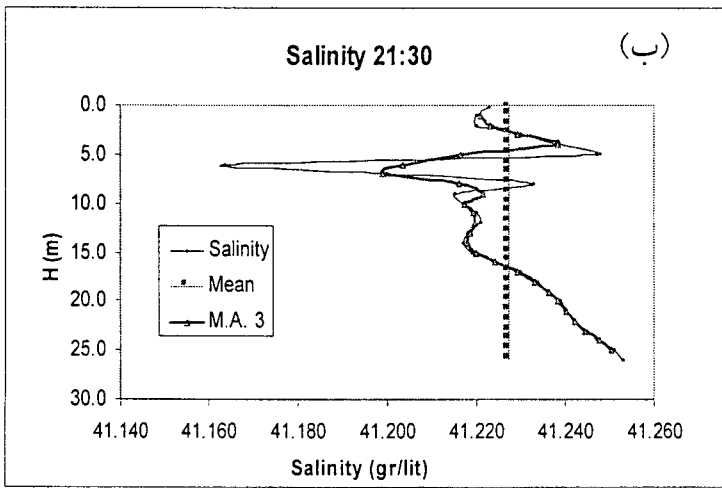
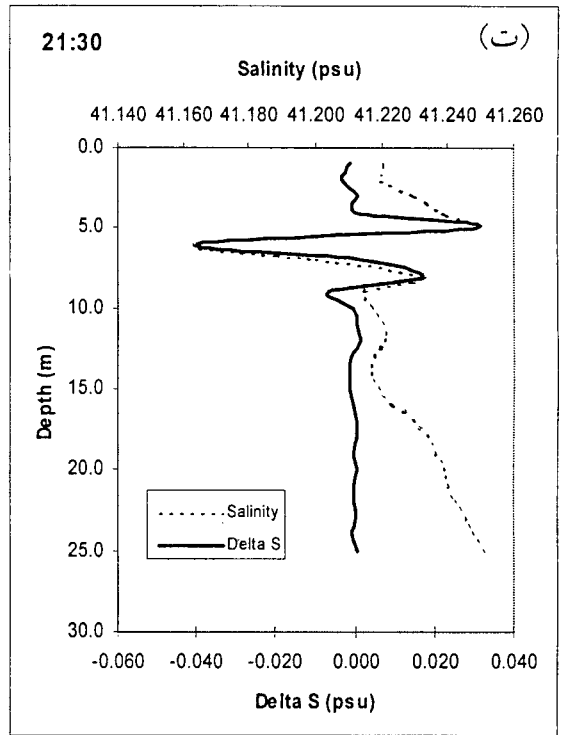
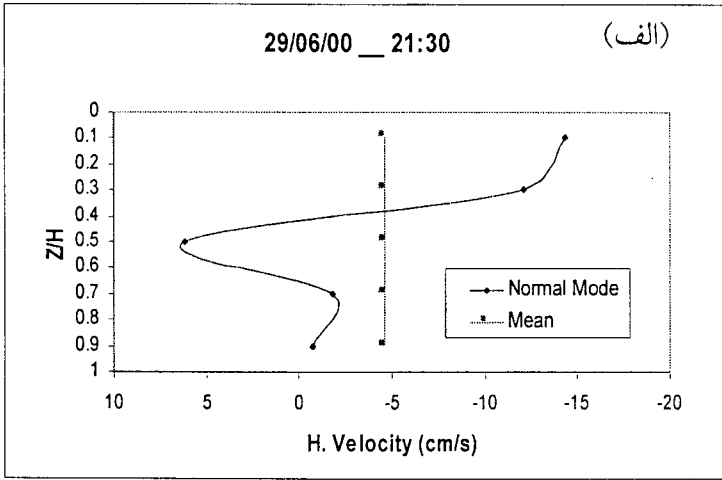
^۱exponential



شکل ۱۰-۱-۳ ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹



شکل ۳-۱-۱۱ ساعت ۲۰:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹



شکل ۱۲-۱-۳ ساعت ۲۱:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹

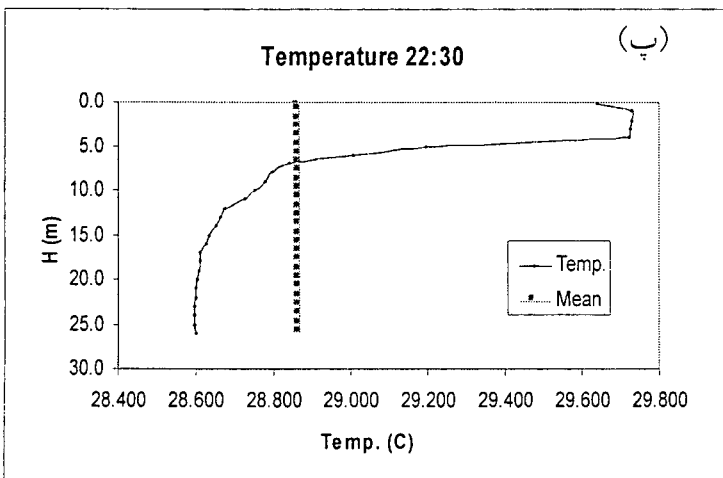
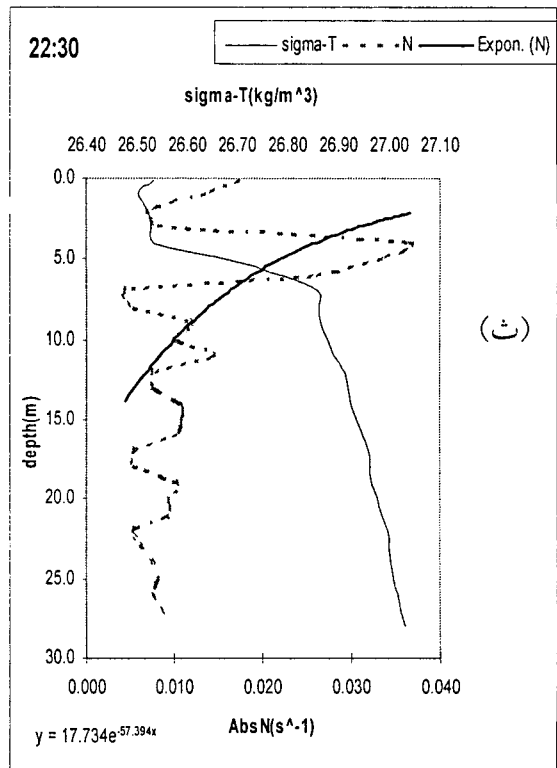
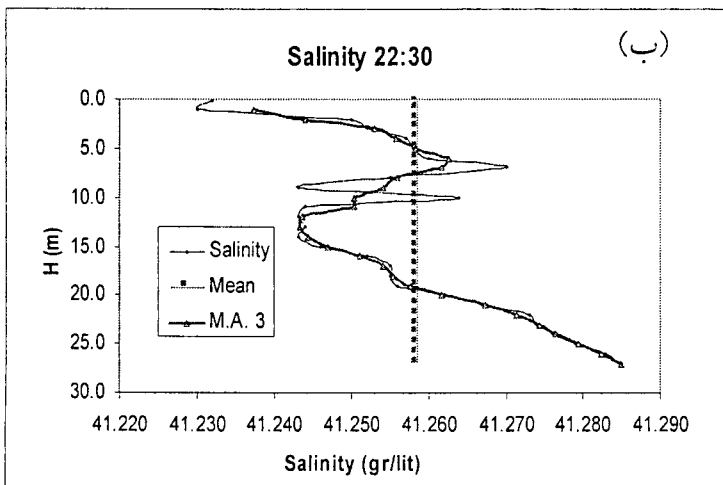
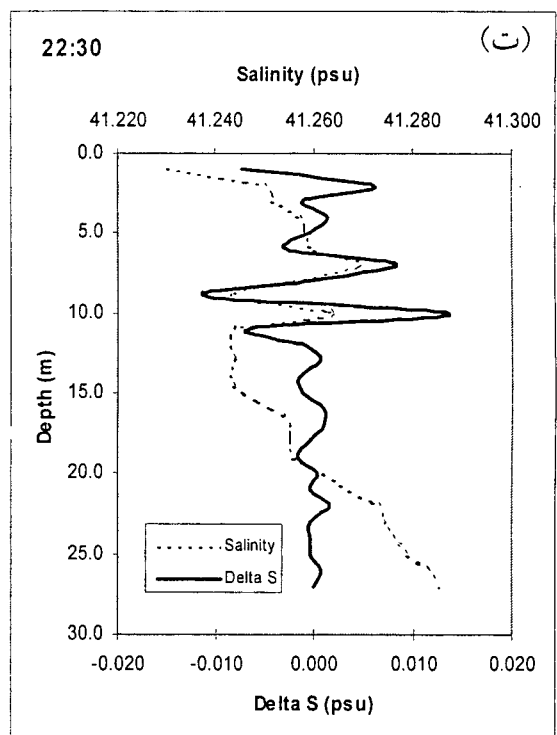
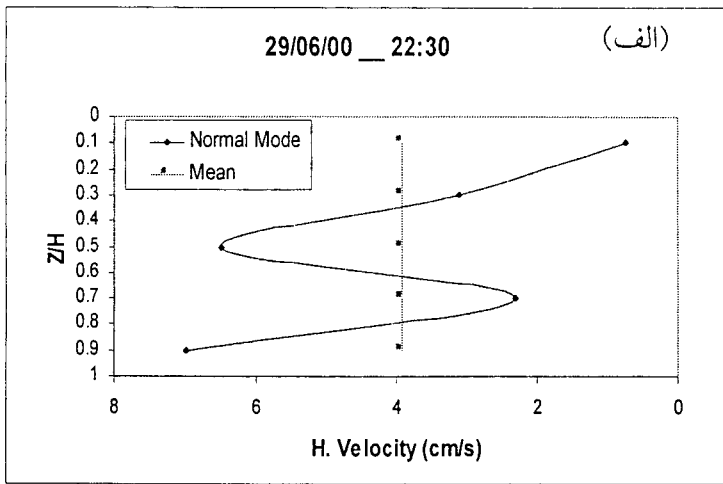
لایه‌های قسمت تحتانی تقریباً محو شده‌اند. این نیمرخها نشان می‌دهند که جزر و مد، علاوه بر پلوم رودخانه عامل مؤثر دیگری است و در ایجاد لایه‌های برشی مربوط به مدهای نرمال امواج داخلی شرکت می‌کنند. تعداد لایه‌های مشخص نزدیک سطح پنج و ضخامت آنها حدود ۲ متر است.

شکل ۳-۱-۱۳ مربوط به یک ساعت بعد (۲۲:۳۰) خیلی شبیه به نیمرخهای شکل ۳-۱-۱۲ است. البته در این حالت متوسط سرعت افقی به کلی مثبت شده (جزر و مد نسبت به ساعات اولیه اندازه‌گیری کاملاً معکوس شده است) و تعداد قله‌ها نیز ۲ است که البته مجدداً یادآوری می‌شود که فواصل اندازه‌گیری در جهت قائم در نیمرخ سرعت افقی نسبتاً زیاد و احتمال اینکه لایه‌های بیشتری وجود داشته باشند قابل بررسی است، همچنان که لایه‌های بیشتری در نیمرخ ساختار شوری ملاحظه می‌شود.

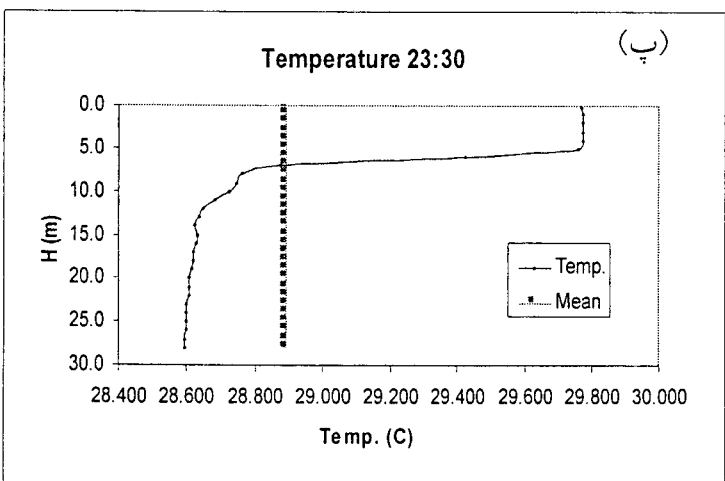
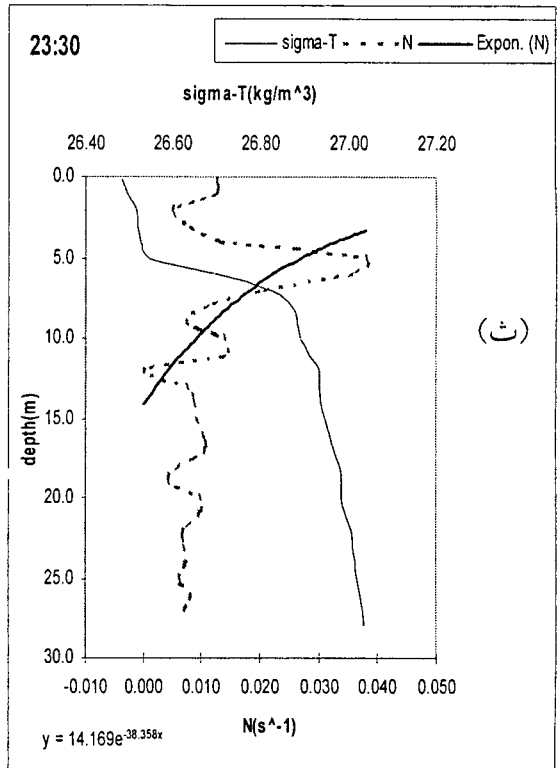
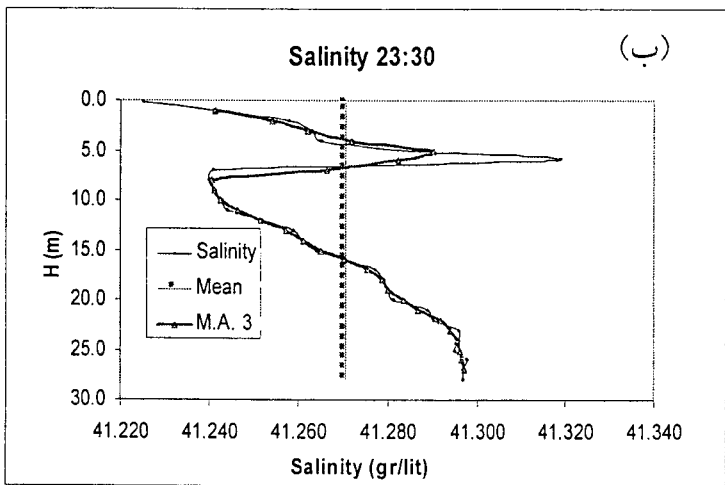
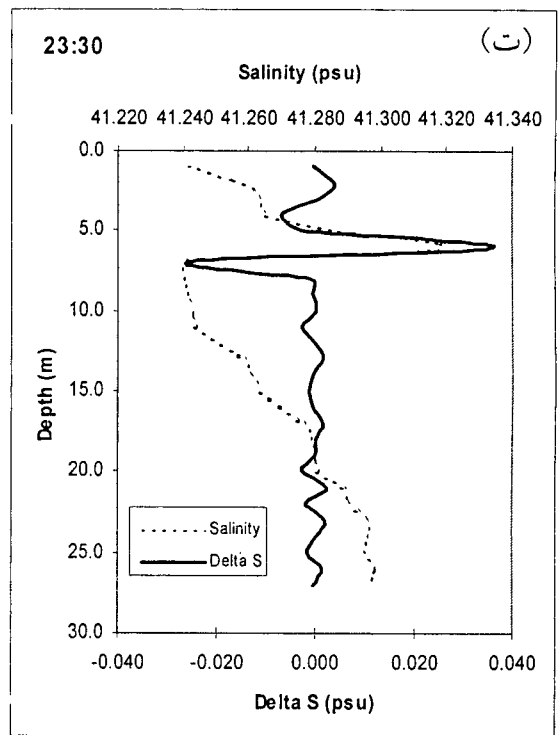
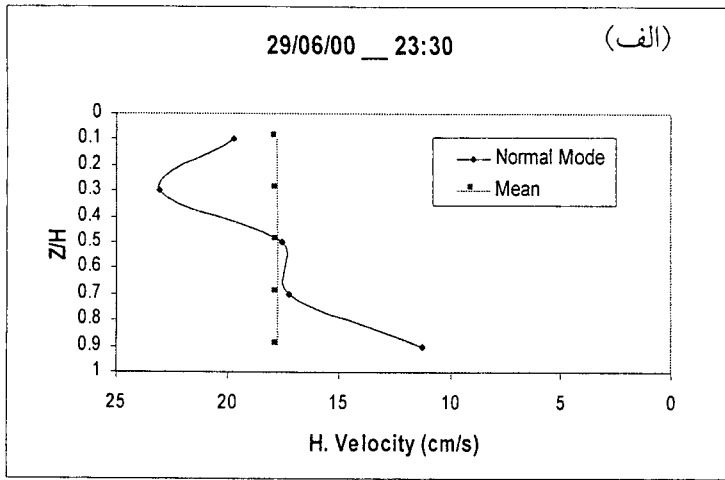
ساختار قائم شوری، لایه‌های متعددی را در قسمت بالایی نیمرخ (شش تا هفت لایه) نشان می‌دهد که با مدل آزمایشگاهی قابل مقایسه کیفی است. نمونه عدد ریچاردسون^۱ در این نیمرخها بطور متوسط حدود ۱۰ است که نشان دهنده پایداری قابل ملاحظه آب در این مناطق می‌باشد. بنابراین ساختار لایه‌ای با وجود برش از نظر پایداری کاملاً پایدار است. لازم به تذکر است که بطور محلی توزیع قائم زیگماتی (مثلاً در عمق حدود ۶ متری) از نظر استاتیکی حالت ناپایدار دارد که قابل ملاحظه نیست و در زمان کوتاه می‌تواند از بین برود.

شکل ۳-۱-۱۴ نیز مربوط به یک ساعت بعد است (ساعت ۲۳:۳۰) که مشابه نیمرخهای یک ساعت قبل آن است. البته لایه‌ها در نیمرخ سرعت بیشتر بوده ولی در نیمرخ اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (Delta S) تعداد لایه‌ها محدودتر است (سه لایه). در این حالت نیمرخ شوری خیلی مشابه نیمرخ سرعت افقی است. نیمرخ دما نیز نشان می‌دهد که تنها در قسمت میانی، گرادیان شدید دما وجود دارد درحالی‌که یک لایه در قسمت سطحی و یک لایه در قسمت کف تقریباً آمیخته است. مدهای نرمال تنها در قسمتی با گرادیان زیاد قابل رؤیت است. همینطور متوسط سرعت افقی در نیمرخ مثبت است و نشان می‌دهد جزر و مد کاملاً نسبت به حالات اولیه معکوس شده است.

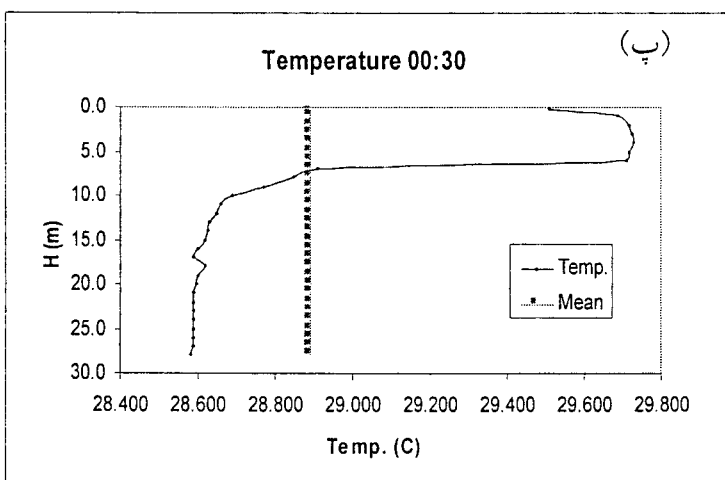
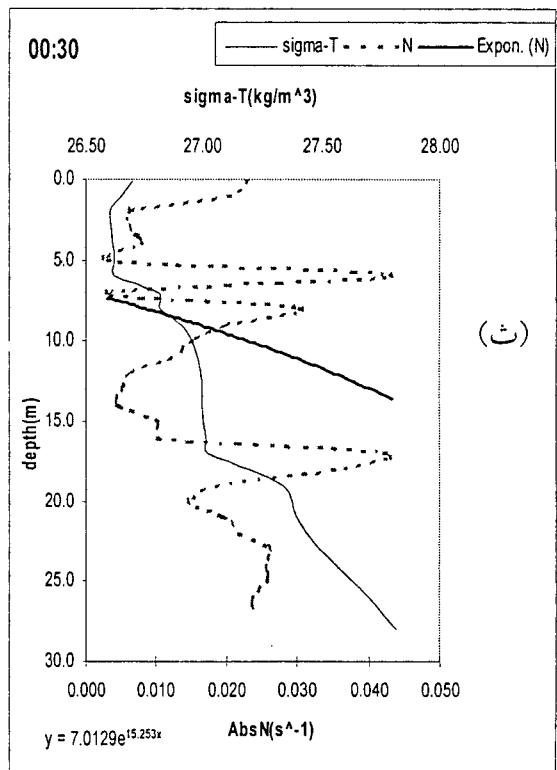
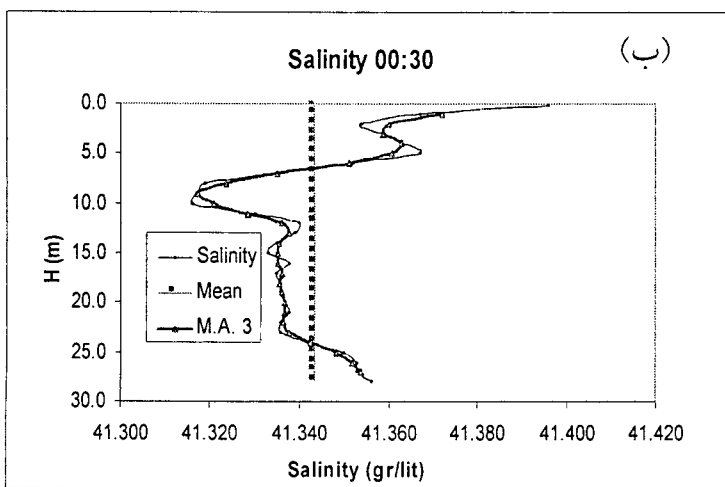
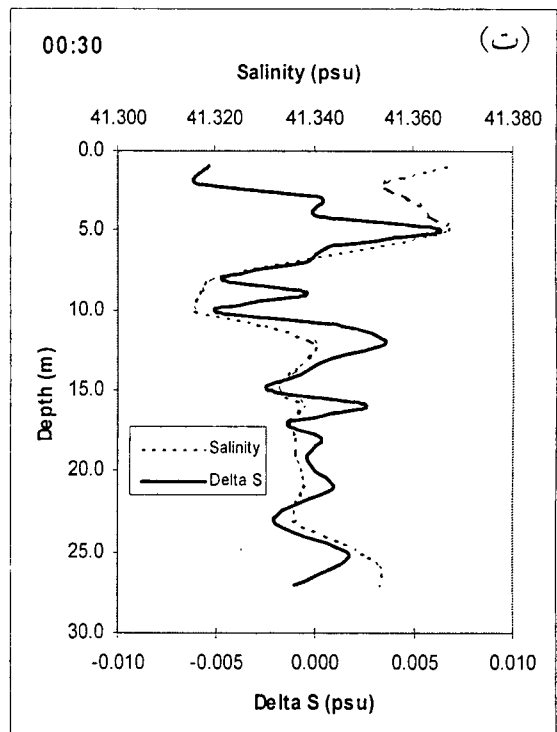
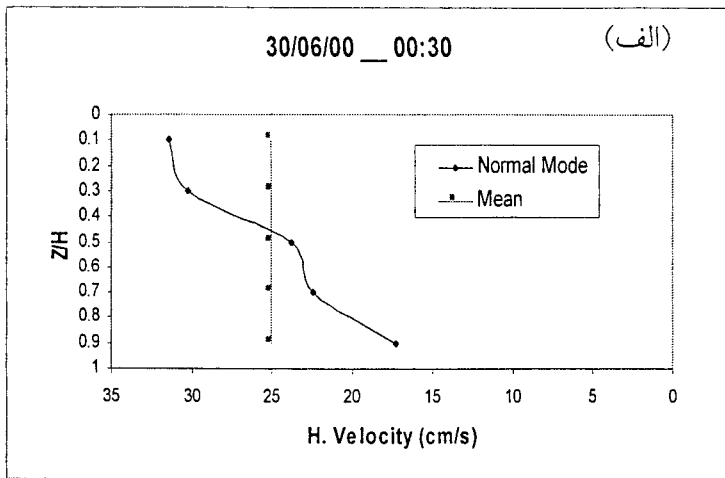
$$^1 Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2}$$



شکل ۳-۱-۳ ساعت ۲۲:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹



شکل ۱-۳-۱۴ ساعت ۲۳:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹



شکل ۳-۱-۱۵ ساعت ۰۰:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

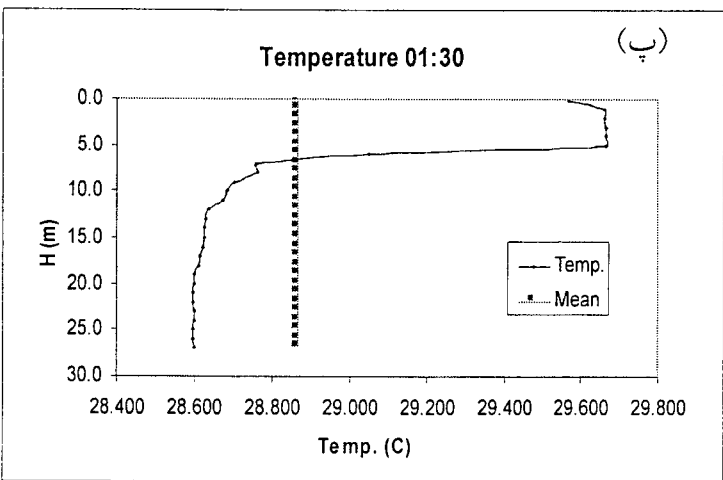
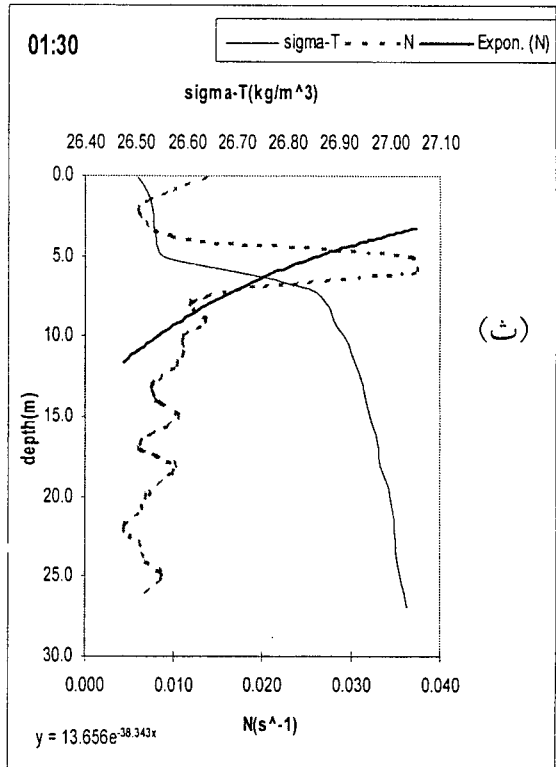
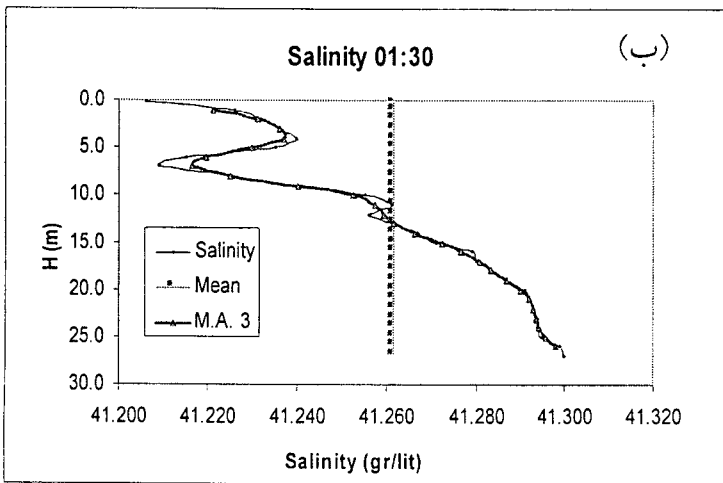
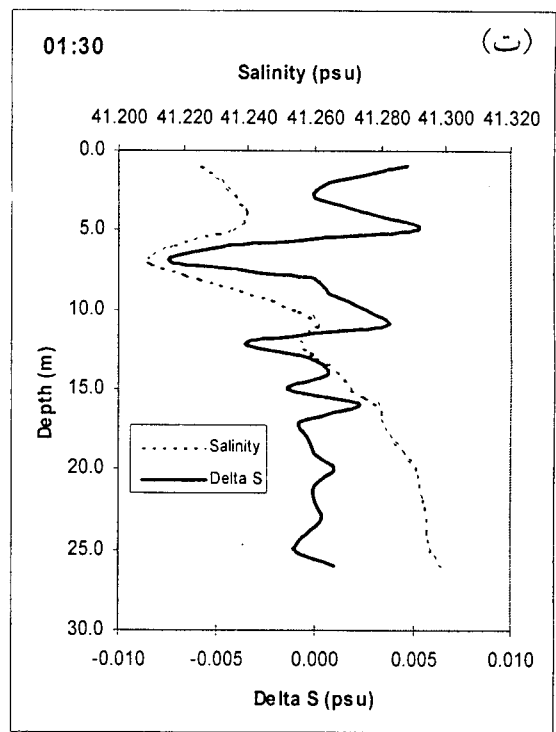
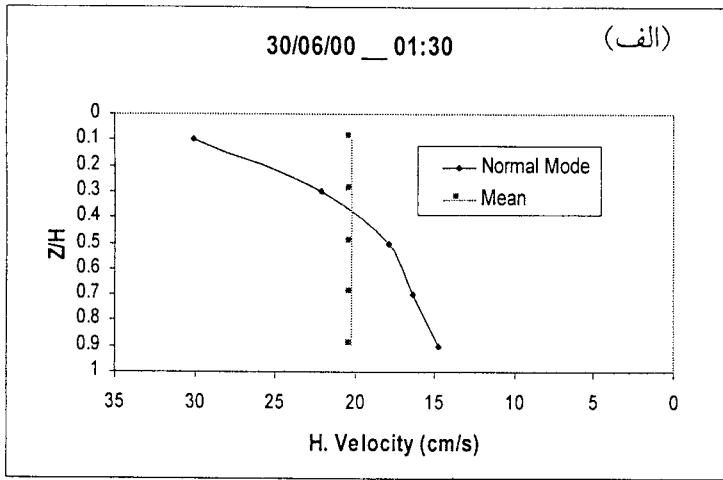


شکل ۳-۱-۱۵ نیز ساختار قائم پارامترهای مختلف را برای ساعت ۰۰:۳۰ مورخ ۳۰ ژوئن ۲۰۰۰ نشان می‌دهد. تعداد لایه‌ها در این وضعیت نسبت به ساعت قبل افزایش پیدا کرده به خصوص در ساختار قائم اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (ΔS) یعنی حدود شش تا هفت لایه است. ساختار قائم نیمرخ زیگماتی نیز در این حالت پیچیده‌تر است. البته بطور کلی ساختار لایه‌ای در نیمرخ شوری کاملاً مشهود است. نیمرخ قائم سرعت افقی نیز دارای برش متوسط قابل ملاحظه است و در عین حال نمونه مقدار عدد ریچاردسون (Ri) آن حدود ۲ است که پایداری نسبی ستون آب را نشان می‌دهد. لازم به ذکر است که بطور محلی توزیع قائم زیگماتی حالت ناپایداری را نشان می‌دهد. در این مکانها احتمال ایجاد جریانهای غیرهمچگال^۱ زیاد است (فدروف ۱۹۷۹). نیمرخ دما نیز دو لایه آمیخته یکی در قسمت سطحی (منطقه پلوم رودخانه) و دیگری در قسمت نزدیک کف (در اثر جزر و مد) را نشان می‌دهد.

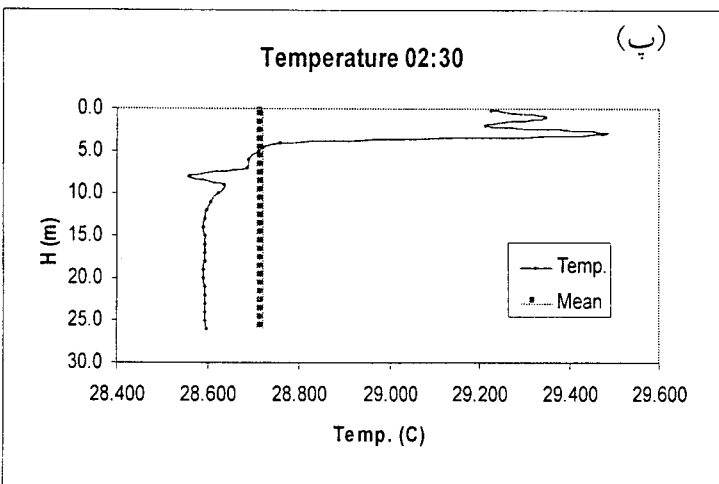
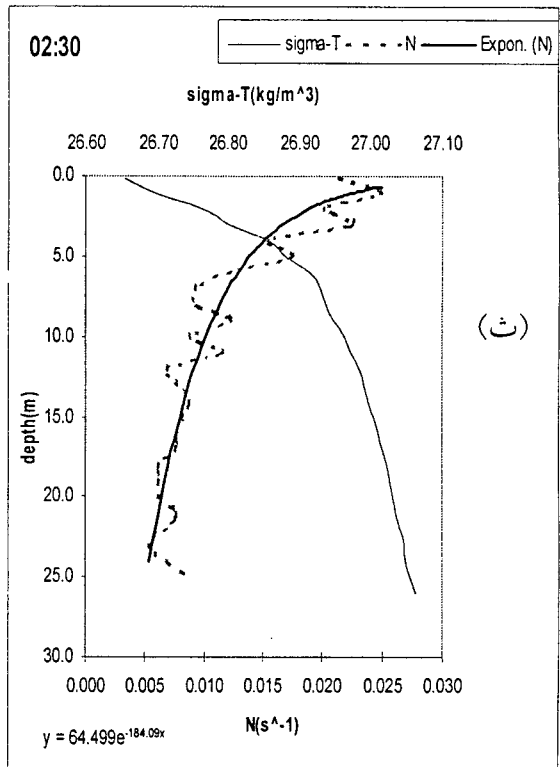
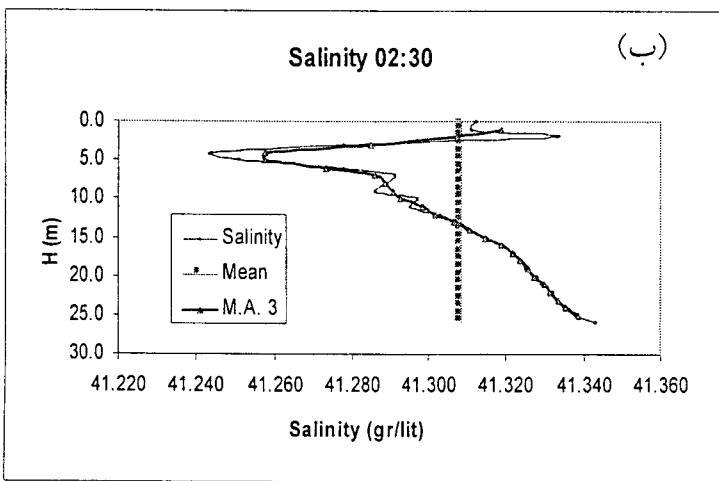
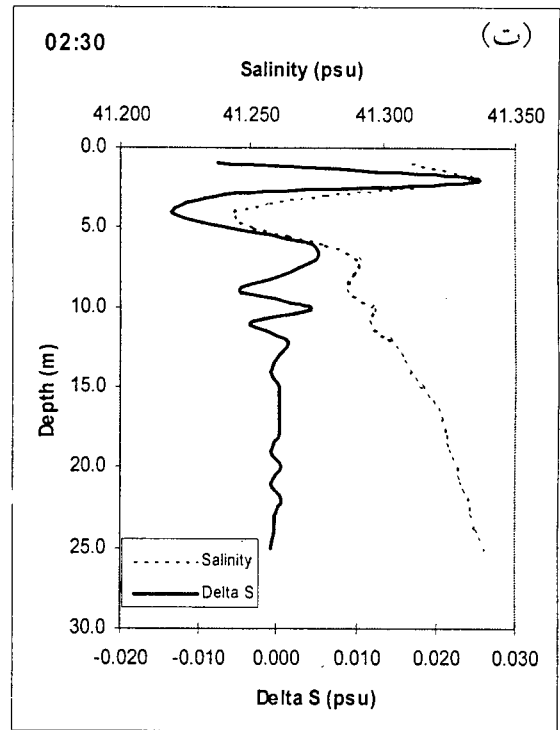
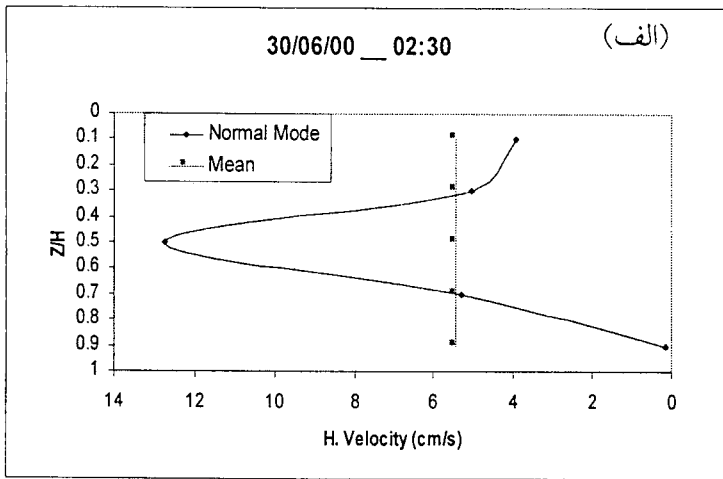
شکل ۳-۱-۱۶ نیمرخهای پارامترهای مختلف را برای ساعت ۰۱:۳۰ نشان می‌دهد که مشابه وضعیت ساعت قبلی است. در نیمرخ سرعت افقی مدهای نرمال قله‌ای مشاهده نمی‌شوند و سرعت متوسط نیز مثبت و نسبتاً زیاد است. احتمالاً این زمانی است که چرخه جزر و مدی در حال معکوس شدن است. ساختار لایه‌ای در قسمت فوقانی نیمرخ شوری (بویژه نیمرخ اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای ΔS) مشهود بوده و تعداد لایه‌ها نیز حدود ۵ تا ۷ است. همچنین ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر به نظر می‌رسد. نیمرخ دما نشان می‌دهد که لایه‌های آمیخته در قسمت‌های تحتانی و فوقانی ستون آب قابل مشاهده است.

شکل ۳-۱-۱۷ نیمرخهای قائم پارامترهای مختلف را برای ساعت ۰۲:۳۰ نشان می‌دهد. سرعت افقی در حال کم شدن و ایجاد ساختار مدی است. در نیمرخ اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (ΔS) لایه‌های مشخصی در قسمت فوقانی ستون آب دیده می‌شوند. تعداد لایه‌ها حدود پنج است. توزیع N شبیه به حالت پلوم در "مخزن در حال پر شدن" می‌باشد. جالب توجه است که در این ساعت ساختار لایه‌ای در نیمرخ دما نیز قابل مشاهده است. لایه‌ها تنها در قسمت فوقانی نیمرخ به خوبی قابل مشاهده بوده و ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر است.

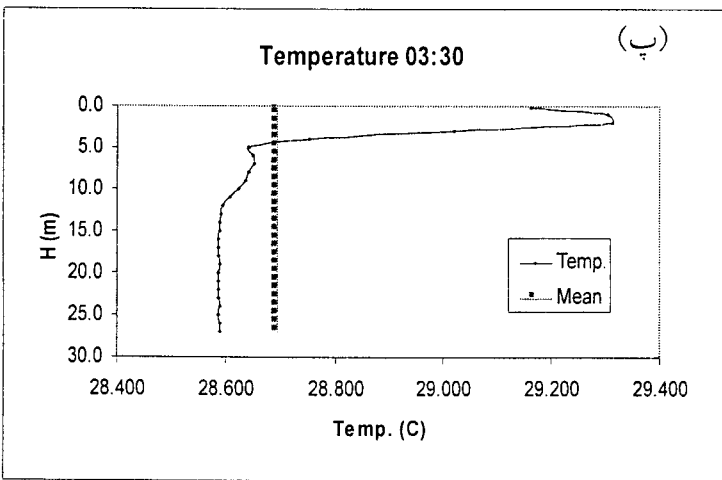
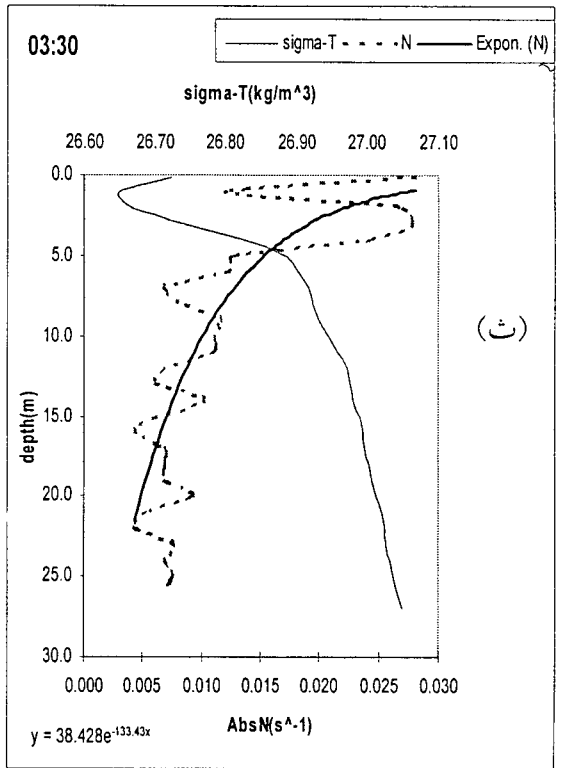
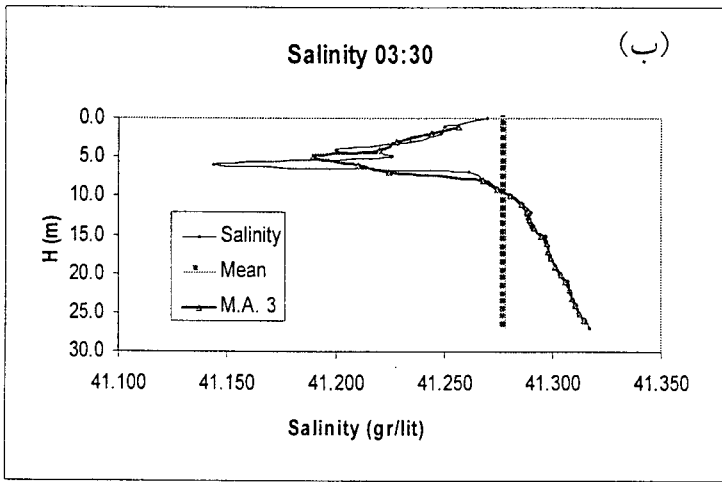
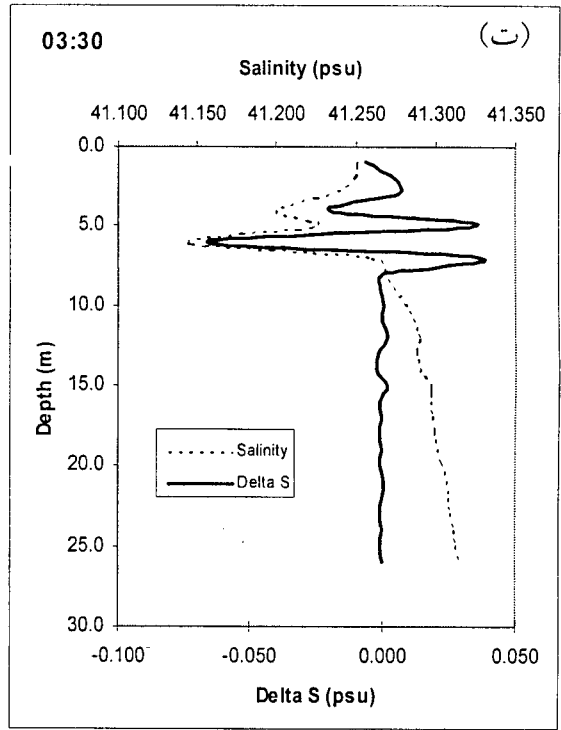
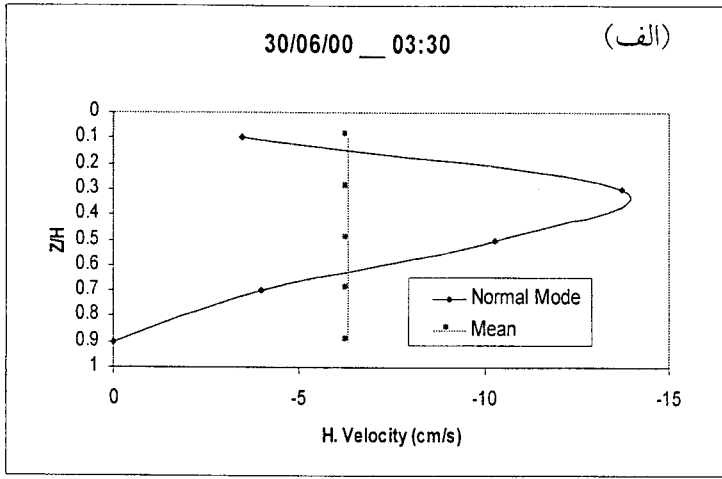
^۱non-isopycnal



شکل ۳-۱-۱۶ ساعت ۰۱:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۱-۳-۱۷ ساعت ۰۲:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۱۸ ساعت ۰۳:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

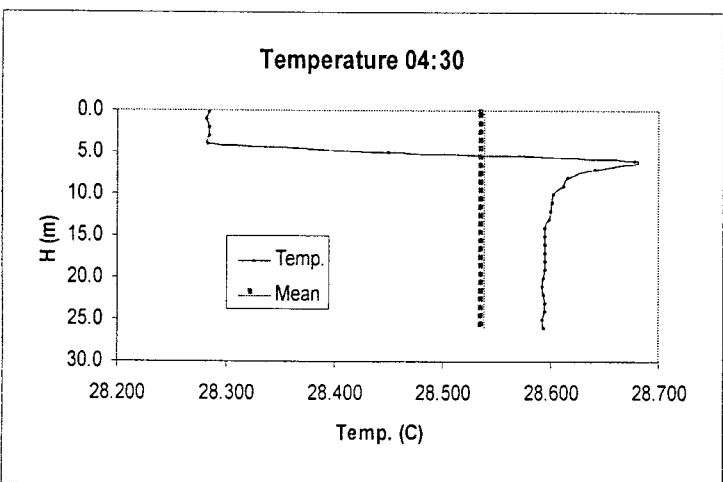
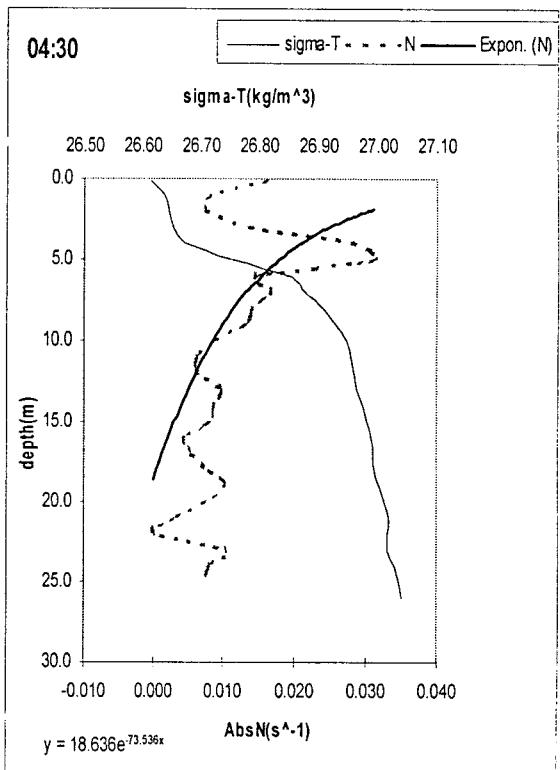
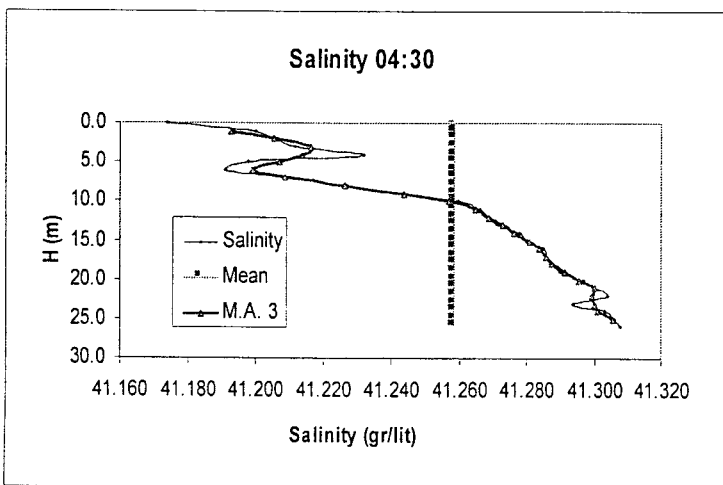
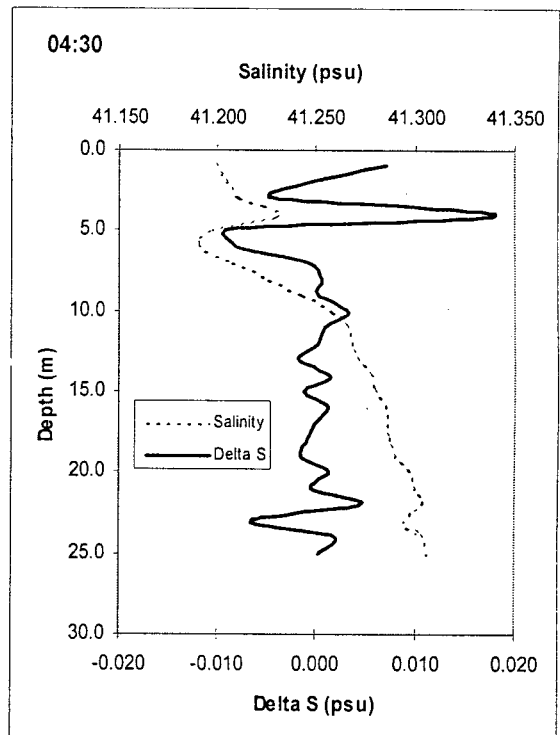
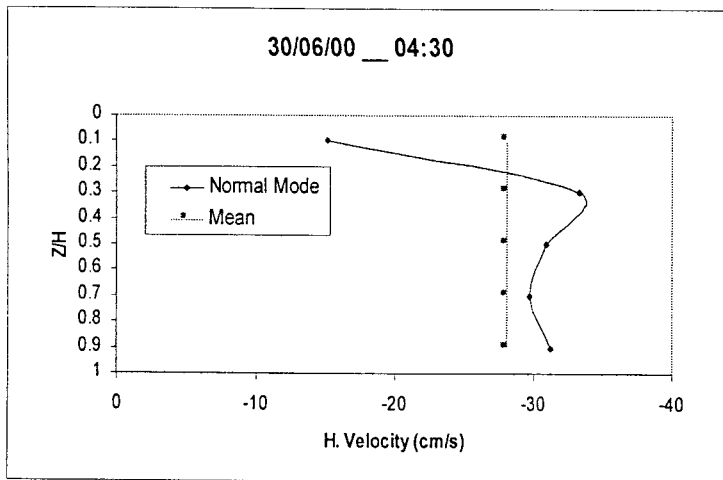
شکل ۳-۱-۱۸ مشابه حالات قبل می‌باشد. نیمرخ سرعت افقی به کلی معکوس شده است (با سرعت میانگین منفی). ساختار لایه‌ای نیز در قسمت فوقانی ستون آب به ویژه در نیمرخ قائم اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (ΔS) مشاهده می‌شود. تعداد لایه‌ها حدود پنج و ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر است. نیمرخ دما، دو لایه نسبتاً یکنواخت در قسمت‌های فوقانی و کف ستون آب را نشان می‌دهد. نمونه اختلاف دما (ΔT) بین لایه فوقانی و لایه نزدیک کف حدود ۰/۷ درجه سانتی‌گراد است.

شکل ۳-۱-۱۹ نیمرخها را برای ساعت ۰۴:۳۰ نشان می‌دهد. مجدداً ساختار لایه‌ای در قسمت‌های فوقانی تا (حدی نزدیک سطح) مشاهده می‌شود. سرعت متوسط ستون آب کاملاً منفی شده (جریان به طرف غرب) و ایجاد ساختار مدهای نرمال در ستون آب مشهود است.

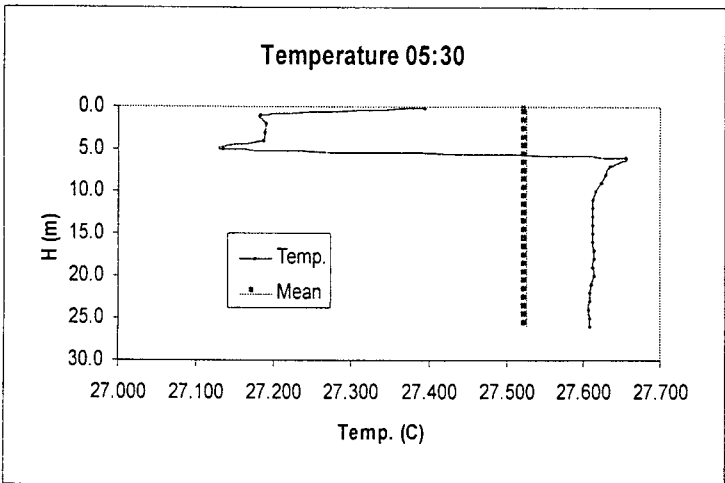
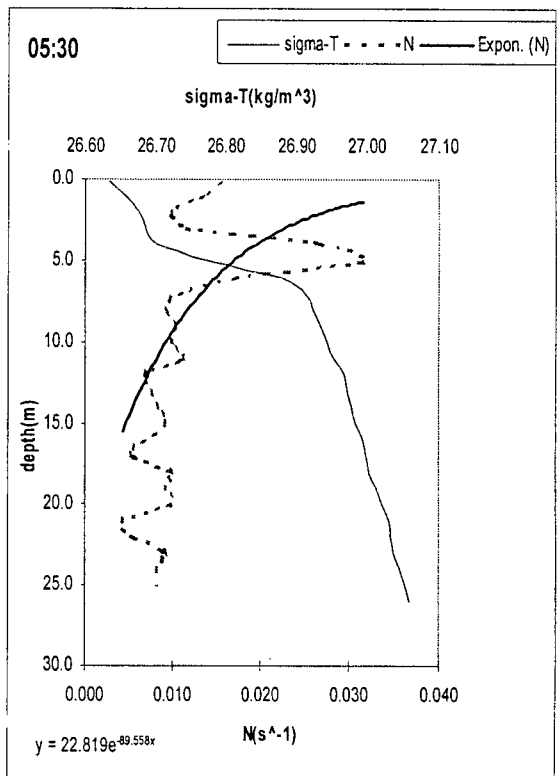
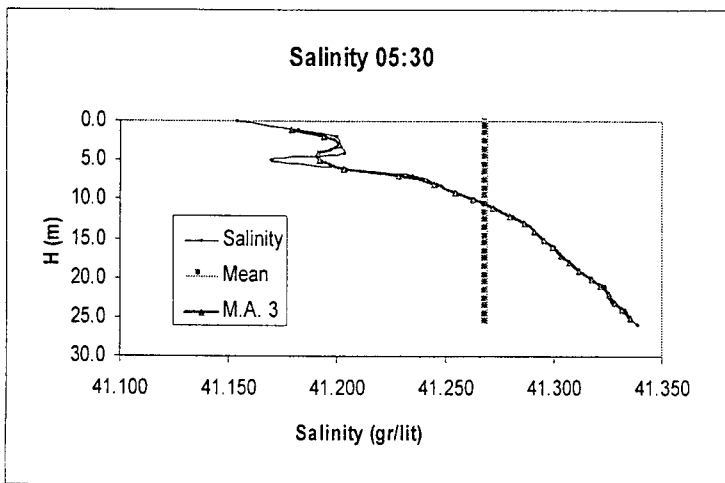
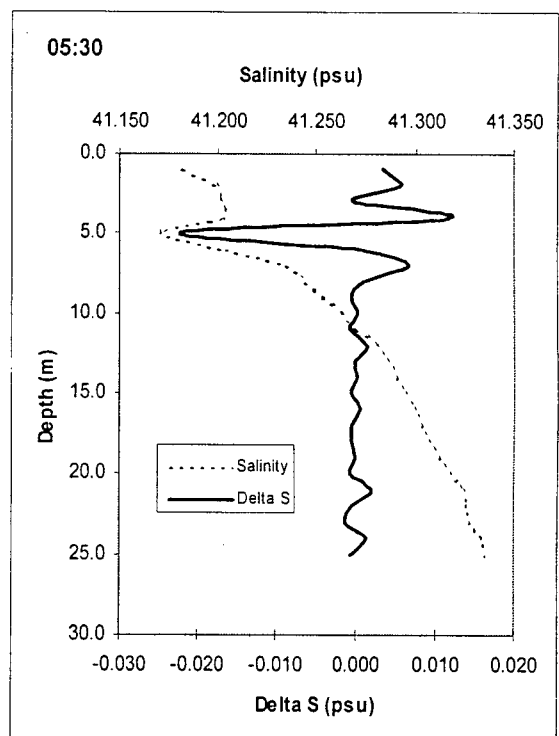
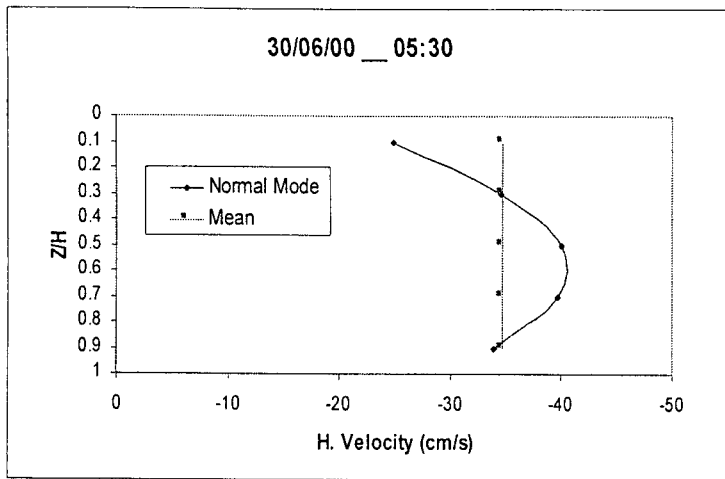
لازم به ذکر است که گذشت زمان موجب تغییرات شدید مدهای نرمال و بنابراین لایه‌ها (از نظر تعداد و تا حدی ضخامت) می‌شود و نسبت به مدهای نرمال آزمایشگاهی که در بخش بعدی ارائه می‌شوند، پیچیده‌تر است. نیمرخ دما در این ساعت نسبت به حالت‌های قبل وارونه شده و در این حالت لایه سطحی نسبت به قسمت‌های تحتانی آن سردتر است (در حدود ۰/۳ درجه سانتی‌گراد). این پدیده مربوط به تغییرات لایه سطحی در اثر فرارفت افقی و یا به عبارتی تغییرات افقی لایه پلوم رودخانه است.

شکل ۳-۱-۲۰ نیمرخهای پارامترهای مختلف را برای ساعت ۰۵:۳۰ نشان می‌دهد. ساختار لایه‌ای مجدداً در قسمت فوقانی ستون آب بویژه در نیمرخ قائم اختلاف شوری از میانگین متحرک سه نقطه‌ای (ΔS) کاملاً مشاهده می‌شود. تعداد لایه‌ها پنج و ضخامت آنها عمدتاً ۲ متر بنظر می‌رسد. مجدداً نیمرخ دما نشان دهنده یک لایه سردتر در قسمت فوقانی نسبت به سایر قسمت‌های ستون آب است.

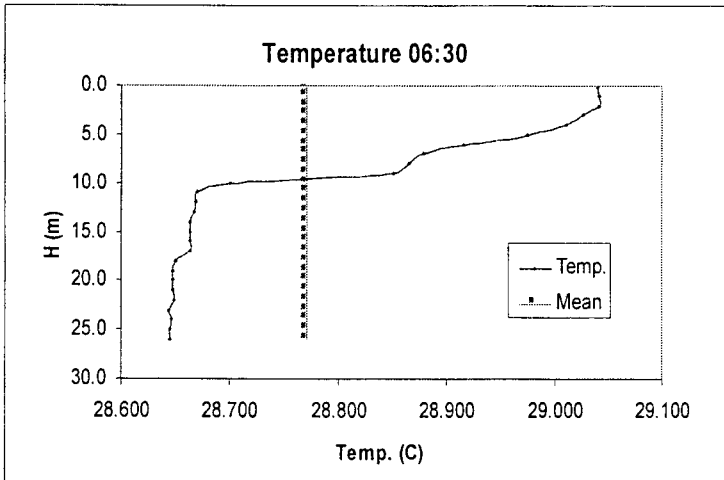
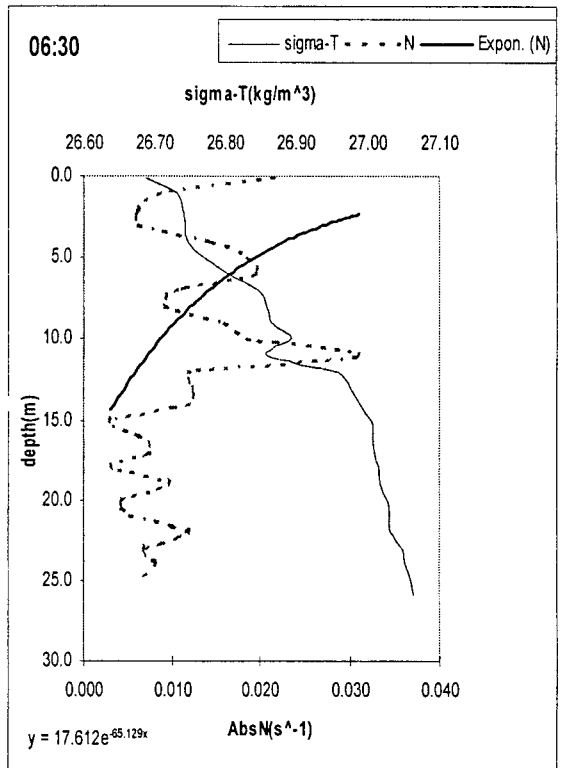
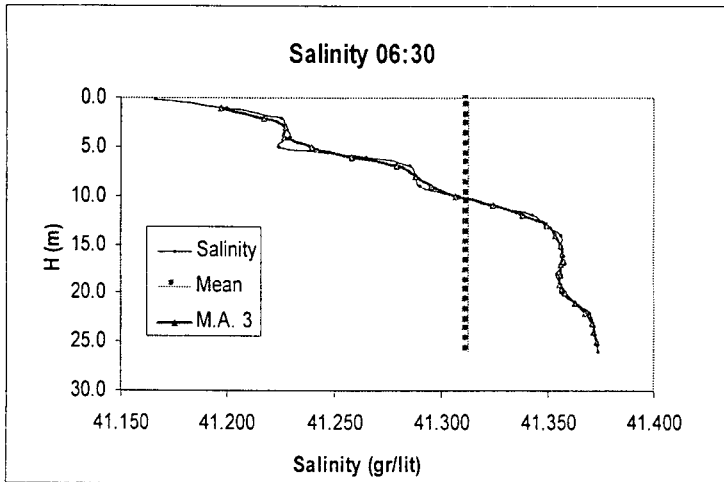
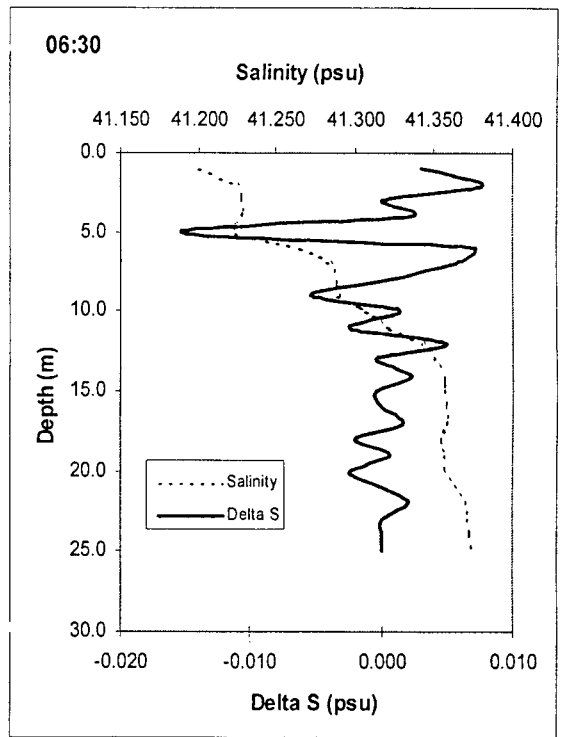
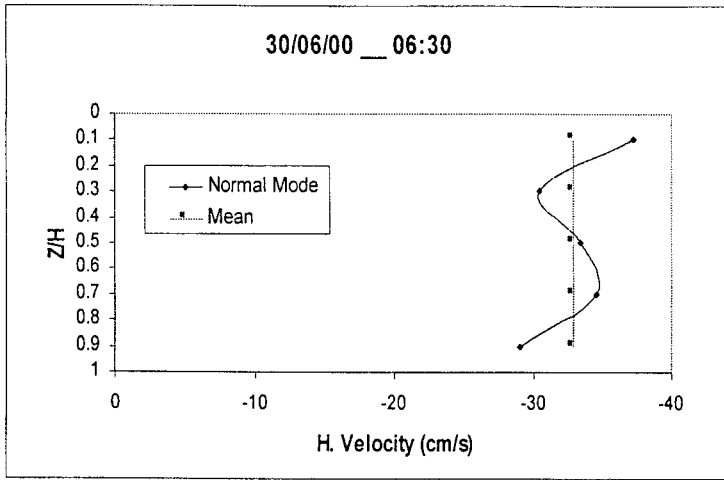
شکل ۳-۱-۲۱ ساعت ۰۶:۳۰ را نشان می‌دهد که مشابه حالات قبل است. نیمرخ سرعت متوسط منفی و ساختار مدی در آن قابل مشاهده است. لایه‌های مربوط به امواج داخلی عمدتاً در قسمت فوقانی ستون آب قابل ملاحظه است. ساختار لایه‌ای نسبت به حالات قبل پیچیده‌تر است. حالت لایه‌ای در نیمرخ دما نیز دیده می‌شود. در این حالت لایه فوقانی نسبت به ساعت قبل تغییر کرده و گرمتر شده است (نسبت به سایر حالت‌ها در شکل‌های قبلی) و اندازه اختلاف دما حدود ۰/۴ درجه سانتی‌گراد است. نیمرخ زیگماتی نشان می‌دهد که بطور موضعی در برخی عمق‌ها ستون آب از نظر پایداری استاتیکی، ناپایدار است.



شکل ۳-۱-۱۹ ساعت ۰۴:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۰ ساعت ۰۵:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۱ ساعت ۰۶:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

شکل ۳-۱-۲۲ نیمرخهای پارامترهای مختلف ستون آب را برای ساعت بعدی اندازه‌گیری (۰۷:۳۰) نشان می‌دهد. در این حالت ساختار لایه‌ای پیچیده‌تر و مشابه حالت ساعت اول اندازه‌گیری (۱۹:۳۰) است. البته ساختار قائم شوری حالت لایه‌ای و دارای دو قسمت است. تعداد لایه‌ها در نیمرخ ΔS متعدد است ولی تعداد آنها در نیمرخ شوری حدود شش و با ضخامت در حدود ۲ متر می‌باشد. نیمرخ دما نیز کمی حالت لایه‌ای را نشان می‌دهد ولی عمدتاً دارای دو لایه فوقانی و تحتانی است بخصوص نزدیک کف یکنواخت است.

شکل ۳-۱-۲۳ نیمرخها را برای ساعت ۰۸:۳۰ نشان می‌دهد. تعداد لایه‌ها در قسمت فوقانی محدود و در سایر قسمت‌ها تقریباً از بین رفته است. تعداد لایه‌ها حدود ۳ و ضخامت آنها در حد ۲ متر است. این شکل می‌تواند مشابه حالتی باشد که توسط پلوم رودخانه ایجاد شده است.

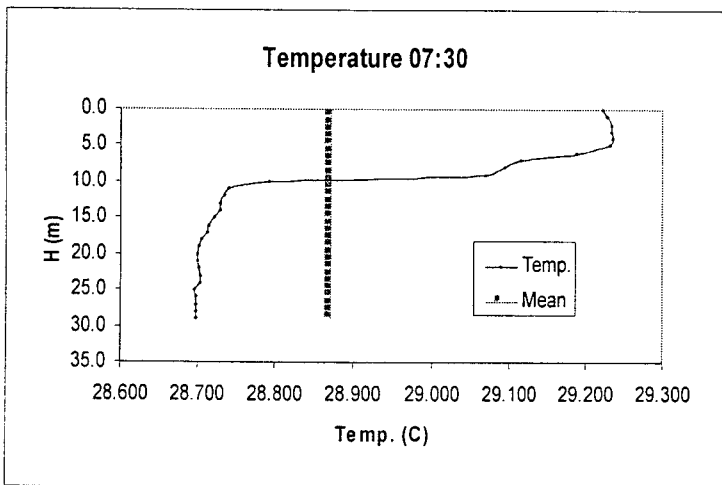
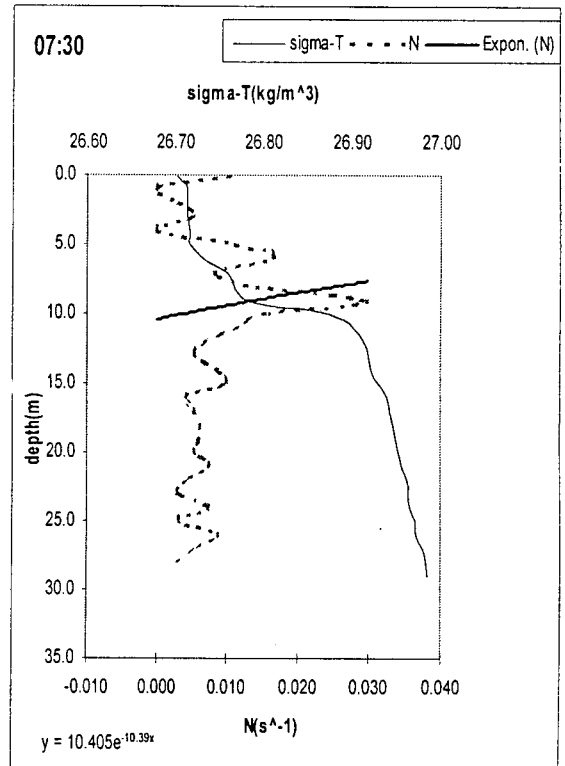
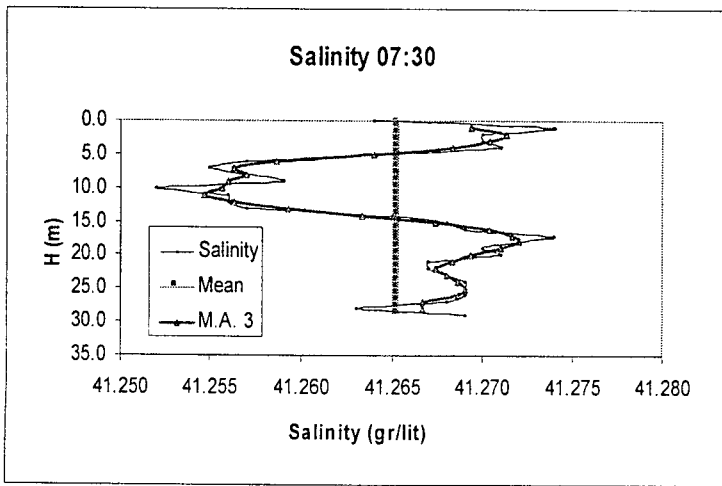
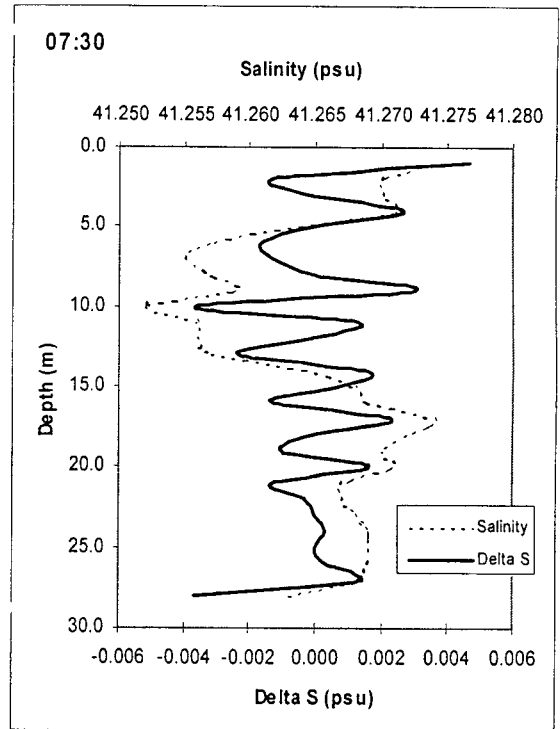
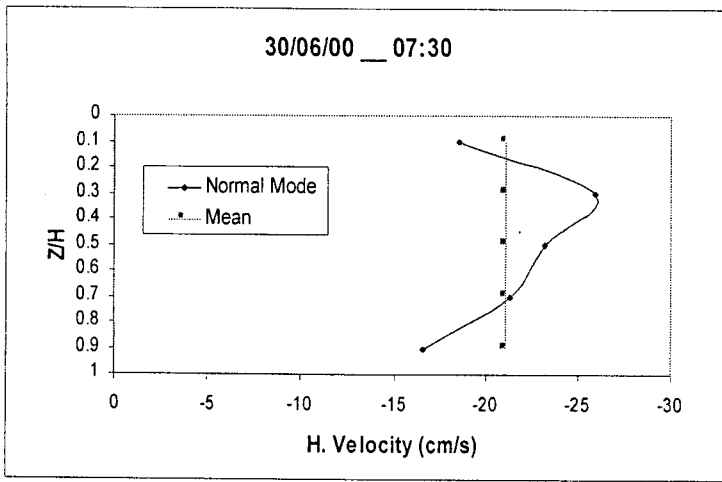
باید توجه داشت که همرفت افقی ستون آب در جهات شمالی-جنوبی و غربی-شرقی و با توجه به تغییرات زیاد ساختار ستون آب در جهت افقی و قائم می‌تواند این تغییرات ساعتی را ایجاد کند. نیمرخ دما نیز در این حالت ساختار لایه‌ای را در قسمت فوقانی نشان می‌دهد.

شکل ۳-۱-۲۴ نیز مشابه شکل قبلی و مربوط به اندازه‌گیری ساعت ۰۹:۳۰ است. در این ساعت توزیع قائم سرعت افقی متوسط کاملاً تغییر کرده و مثبت شده (یعنی جزر و مد مجدداً معکوس گردیده است) و ساختار لایه‌ای در آن قابل مشاهده است. در نیمرخ ΔS تنها در قسمت‌های میانی ساختار لایه‌ای (حدود چهار لایه) قابل ملاحظه می‌باشد. در نیمرخ دما نیز ساختار لایه‌ای مشاهده می‌شود.

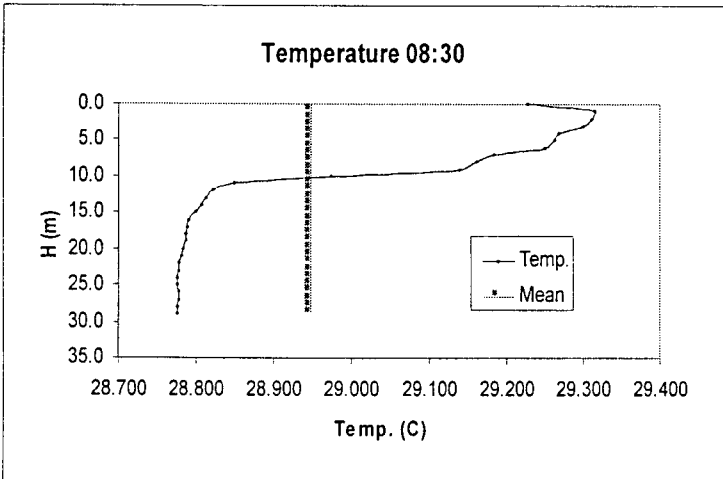
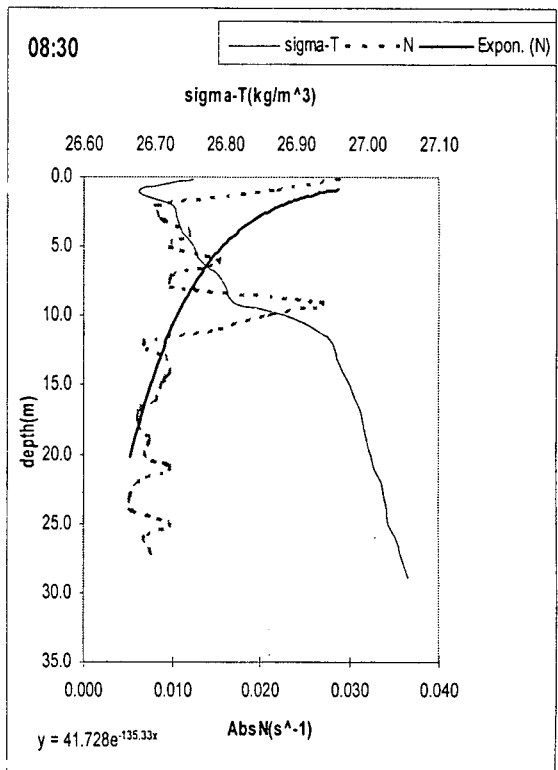
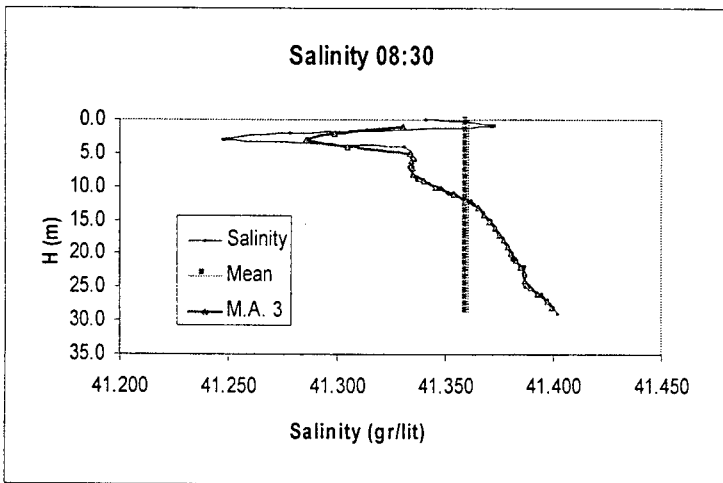
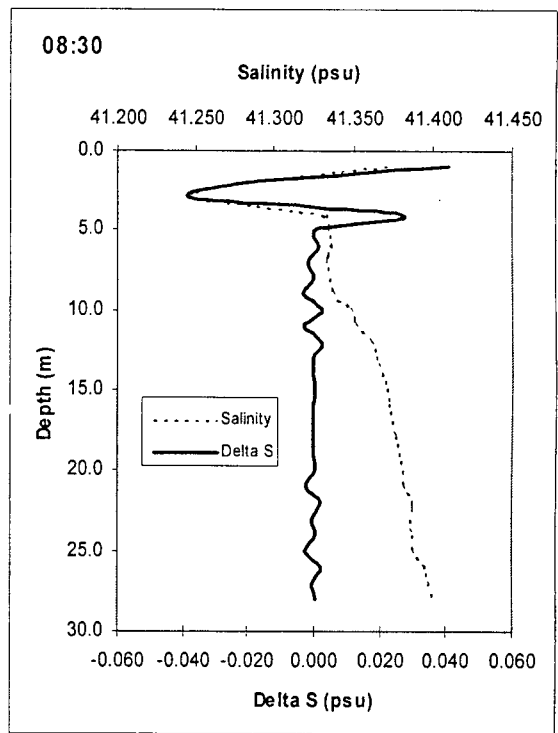
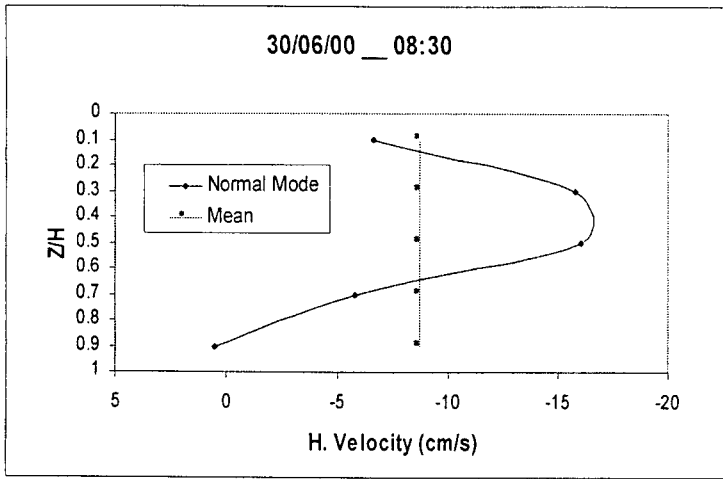
شکل ۳-۱-۲۵ نیمرخها را برای ساعت ۱۰:۳۰ نشان می‌دهد. ساختار سرعت افقی کاملاً مثبت شده و حالت لایه‌ای را نشان می‌دهد. البته در نیمرخ قائم ΔS به خوبی در قسمت فوقانی ستون آب قابل مشاهده است. تعداد لایه‌ها نیز حدود ۷ است و ضخامتی حدود ۲ متر را دارا هستند. در نیمرخ قائم زیگماتی بطور محلی مناطق ناپایدار مشاهده می‌شود که می‌تواند نشان دهنده جریان‌های غیرهمچگال^۱ افقی باشد.

شکل ۳-۱-۲۶ نیز مشابه شکل اندازه‌گیری ساعت قبل و مربوط به ساعت ۱۱:۳۰ است. لایه‌ها در قسمت فوقانی ستون آب کاملاً مشهود است. حدود ۸ لایه مشاهده می‌شود و برای هر لایه می‌توان ضخامتی در حدود ۲ متر در نظر گرفت.

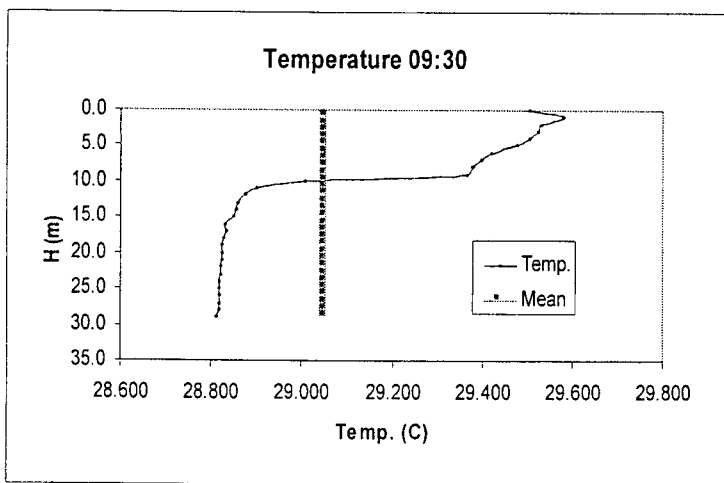
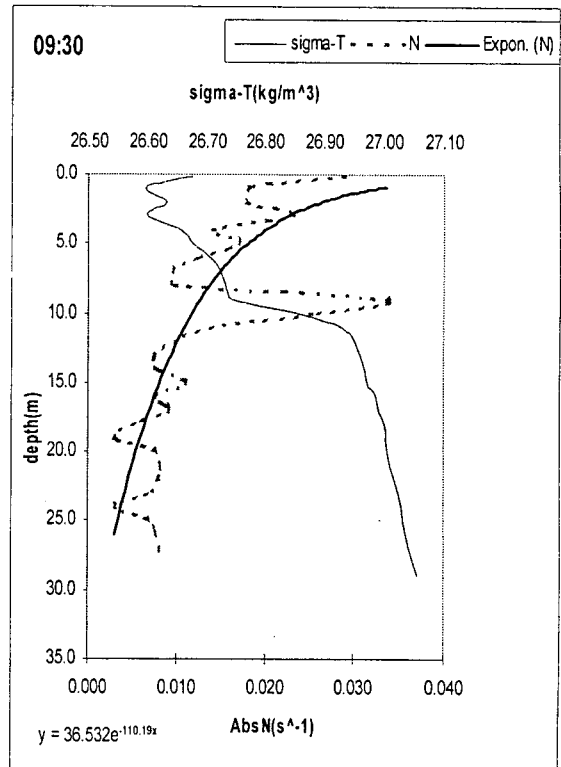
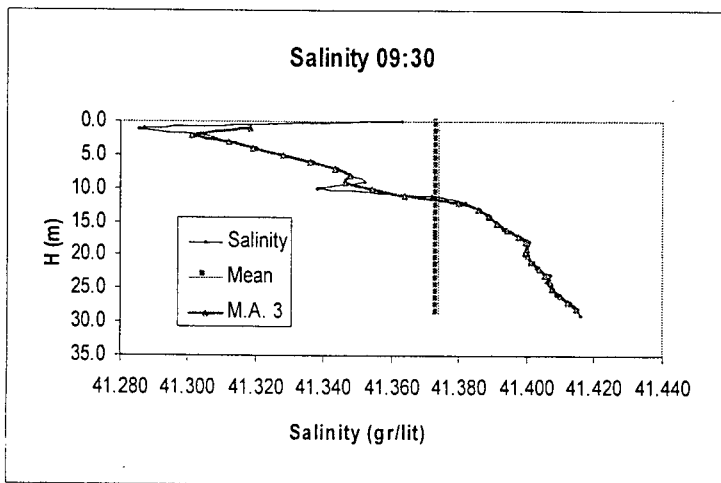
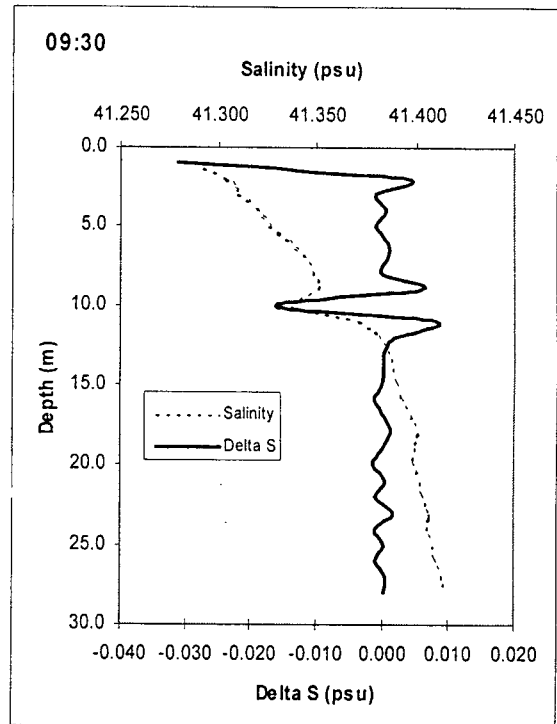
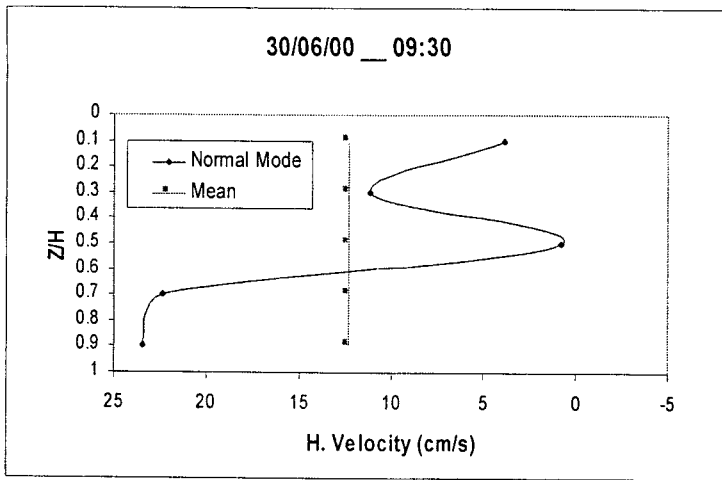
^۱ non-isopycnal



شکل ۳-۱-۲۲ ساعت ۰۷:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۳ ساعت ۰۸:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۴ ساعت ۰۹:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

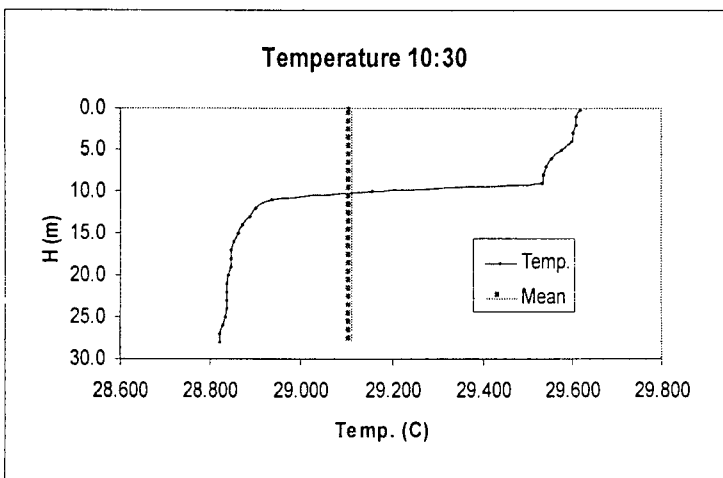
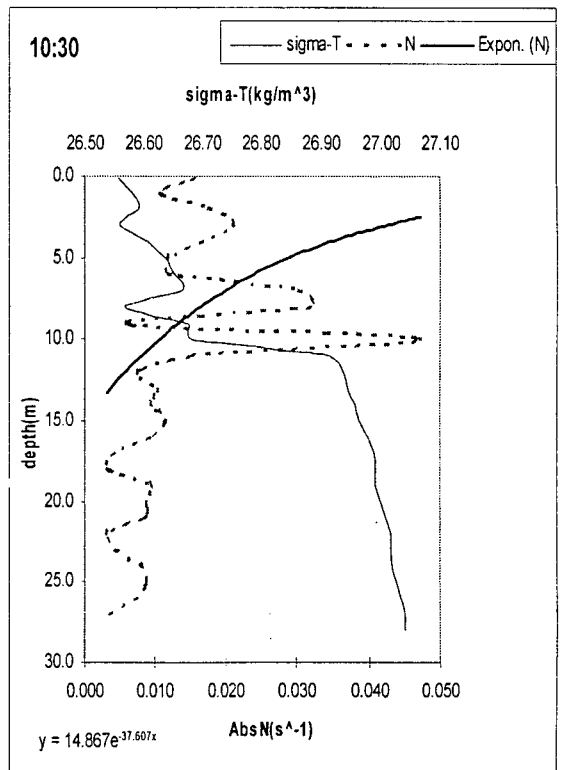
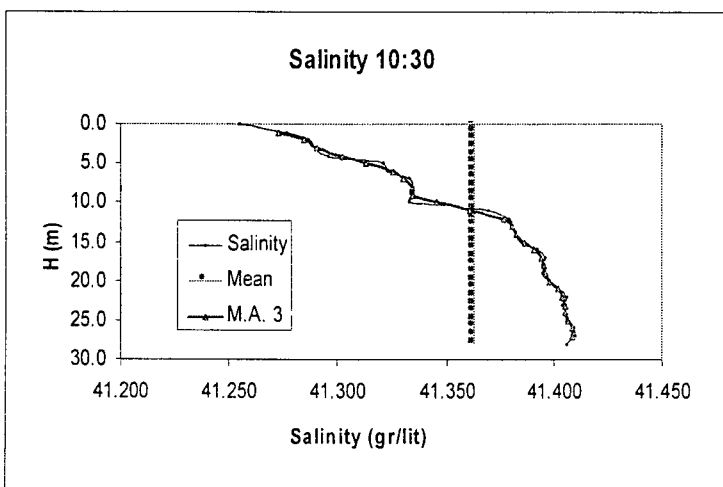
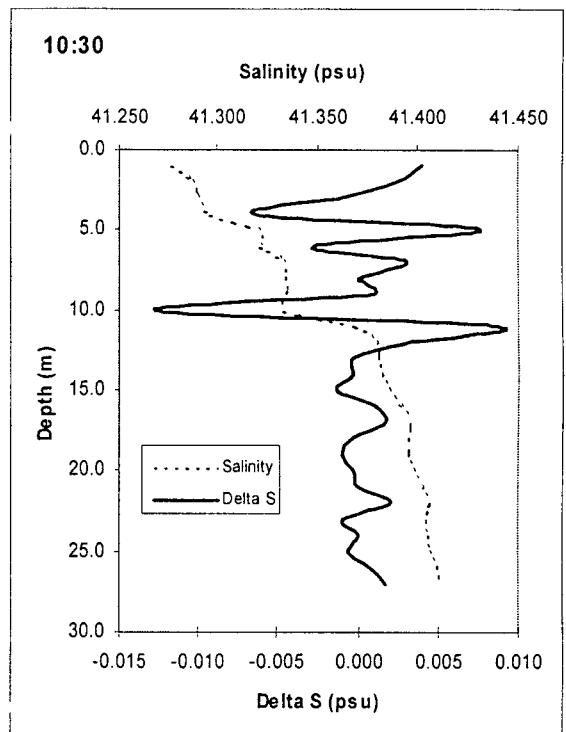
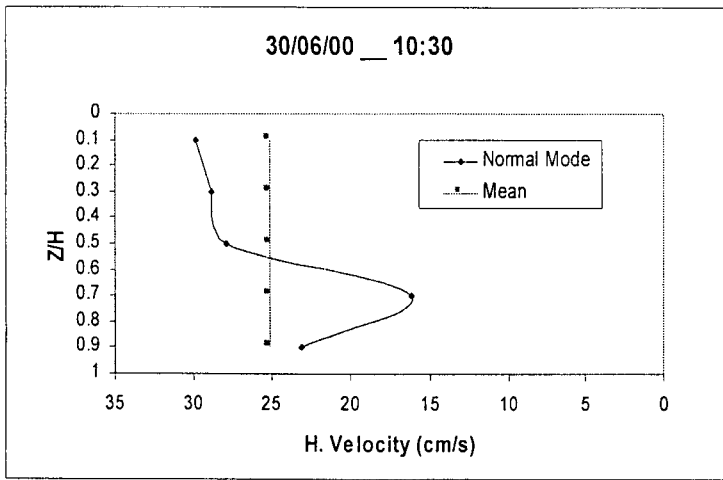
شکل ۳-۱-۲۷ نیمرخهای قائم پارامترهای مختلف را برای ساعت ۱۲:۳۰ نشان می‌دهد. لایه‌ها در این ساعت کمتر مشاهده می‌شوند که البته تغییرات ساختار قائم ستون آب در جهت افقی می‌تواند این تغییر شدید را نسبت به ساعت قبل نشان دهد.

نیمرخ سرعت متوسط افقی کاملاً مثبت است و در عین حال ساختار مدی را به خود گرفته است.

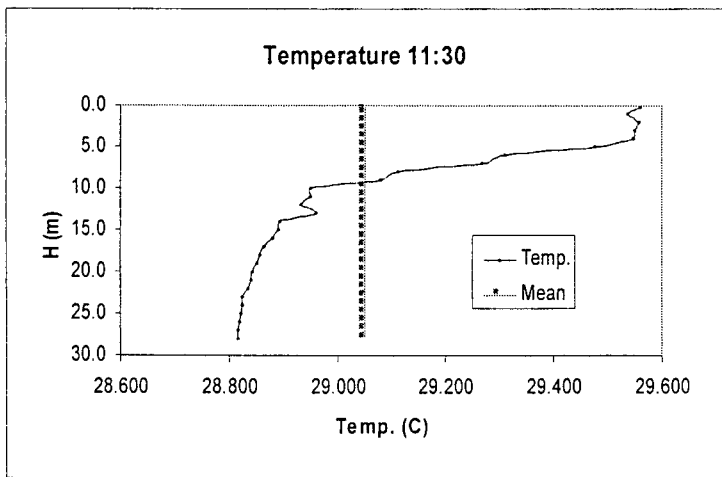
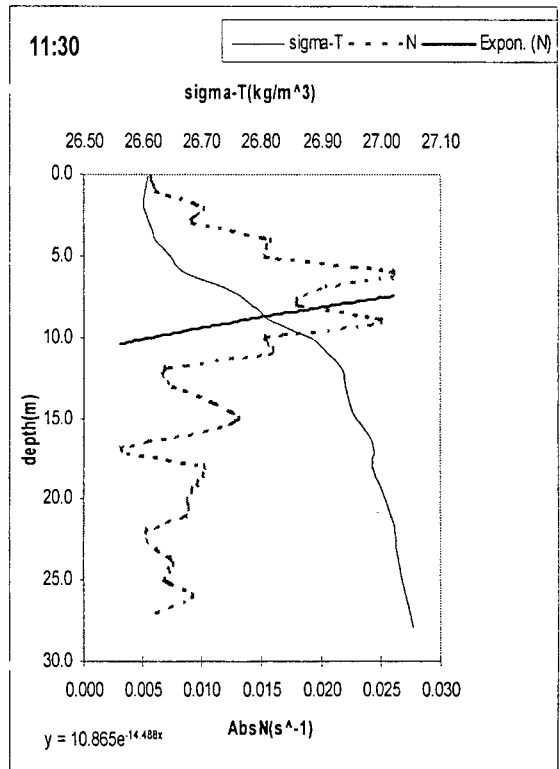
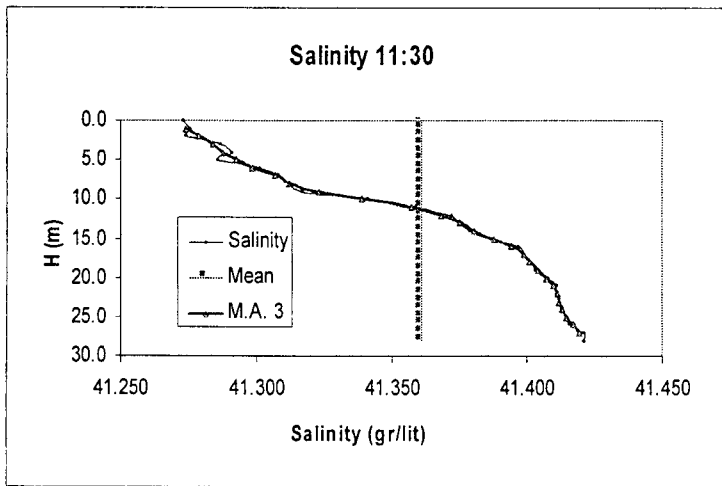
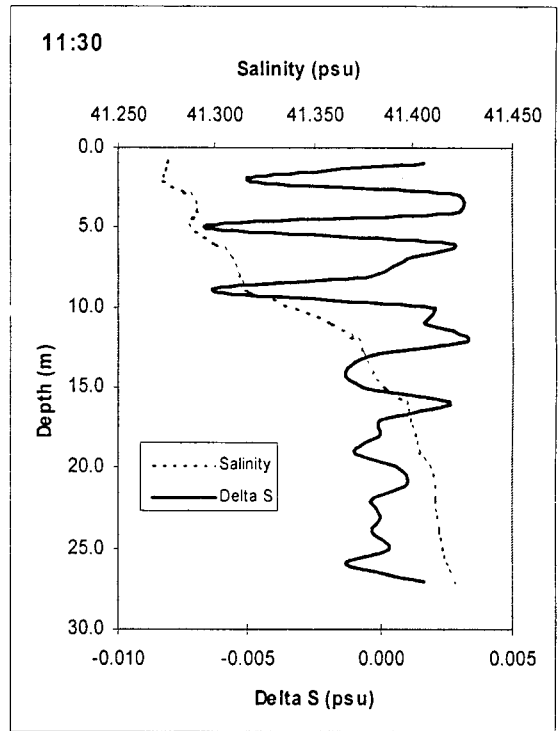
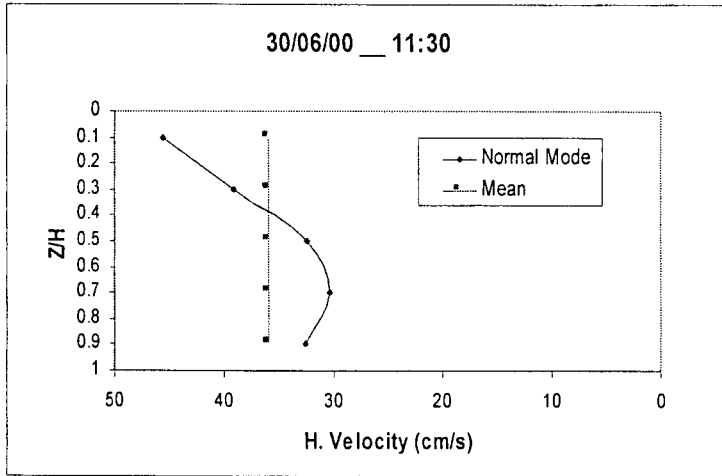
شکل ۳-۱-۲۸ نیمرخها را برای ساعت ۱۳:۳۰ نشان می‌دهد. لایه‌ها مجدداً در قسمتهای فوقانی و تاحدی میانی ستون آب بیشتر مشهود است. سرعت افقی متوسط ستون آب نیز در حال کاهش نسبت به ساعت قبل است.

شکل ۳-۱-۲۹ نیمرخها را برای یک ساعت بعد (ساعت ۱۴:۳۰) نشان می‌دهد. لایه‌ها در قسمت فوقانی ستون آب کاملاً مشهود است. تعداد لایه‌ها حدود ۵ و ضخامت لایه‌ها حدود ۲ متر است.

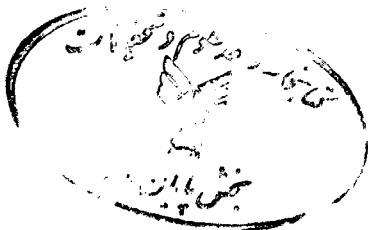
شکل ۳-۱-۳۰ نیمرخها را برای آخرین ساعت اندازه‌گیری (ساعت ۱۵:۳۰) نشان می‌دهد. لایه‌ها در قسمت فوقانی و تا حدی میانی کاملاً مشهود است. سرعت متوسط نیز برای سومین بار در طول مدت اندازه‌گیری مثبت شده است (سیکل نیمه روزانه جزر و مدی). ساختار مدی در نیمرخ قائم سرعت افقی دیده نمی‌شود ولی در نیمرخ ΔS ساختار لایه‌ای با تعداد لایه حدود ۸ و با ضخامت حدود ۲ متر قابل مشاهده است.

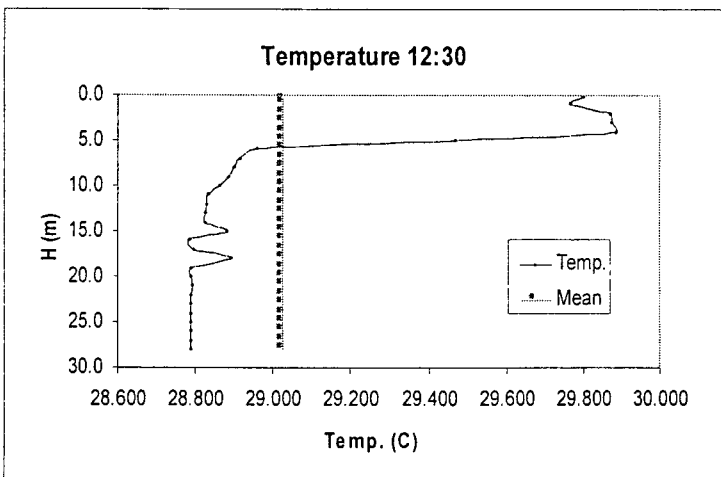
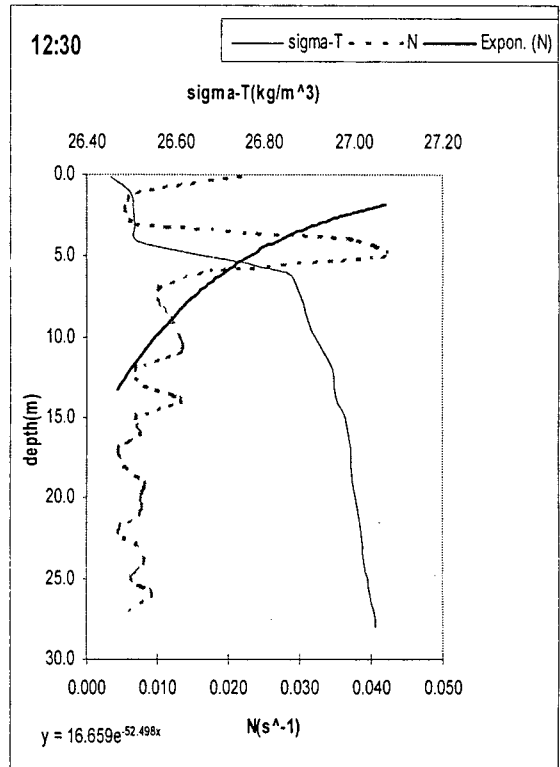
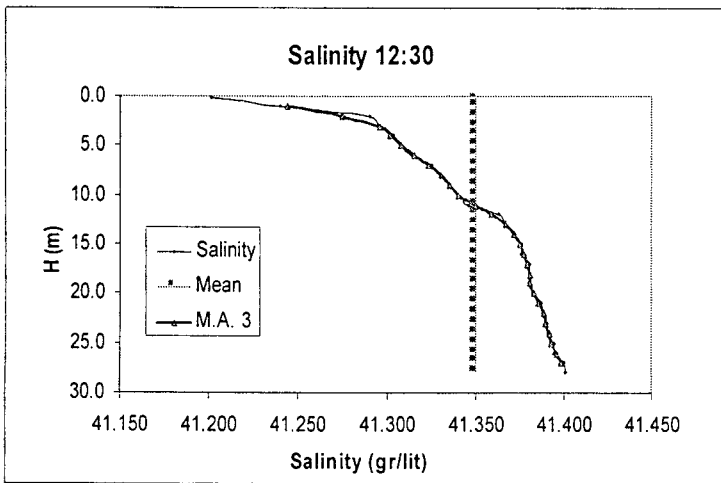
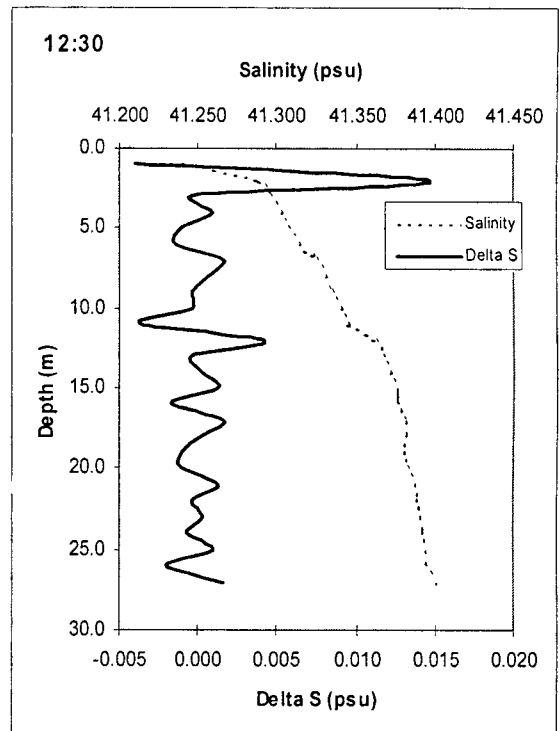
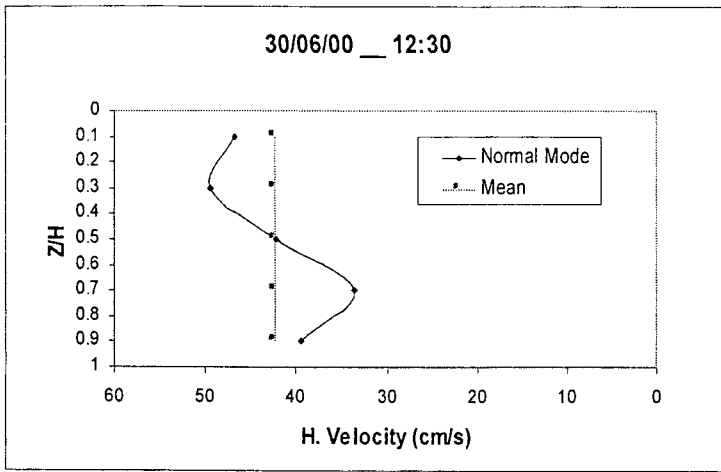


شکل ۳-۲۵ ساعت ۱۰:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

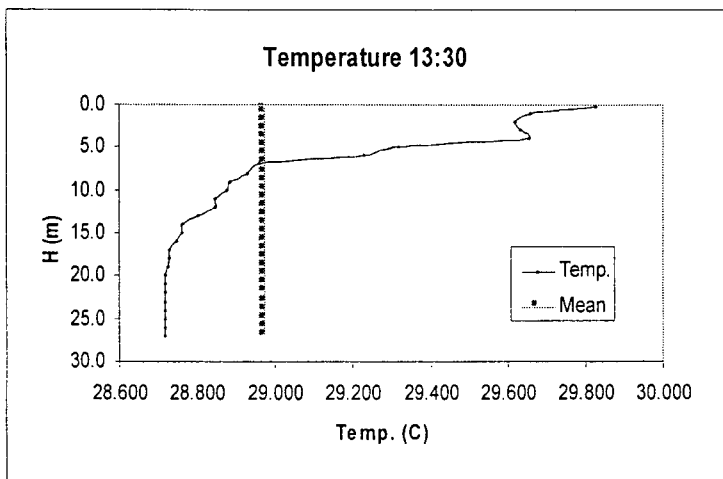
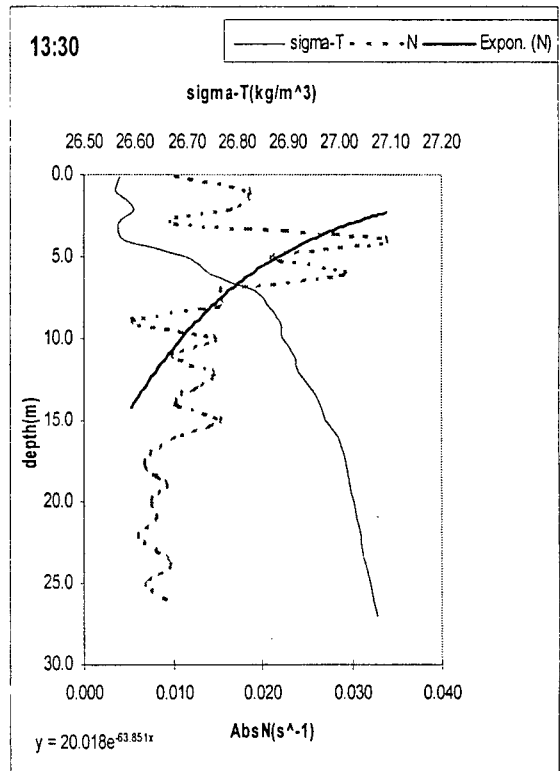
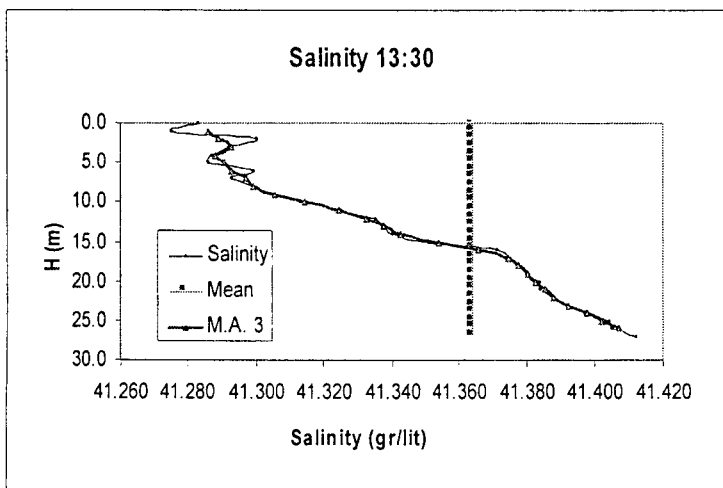
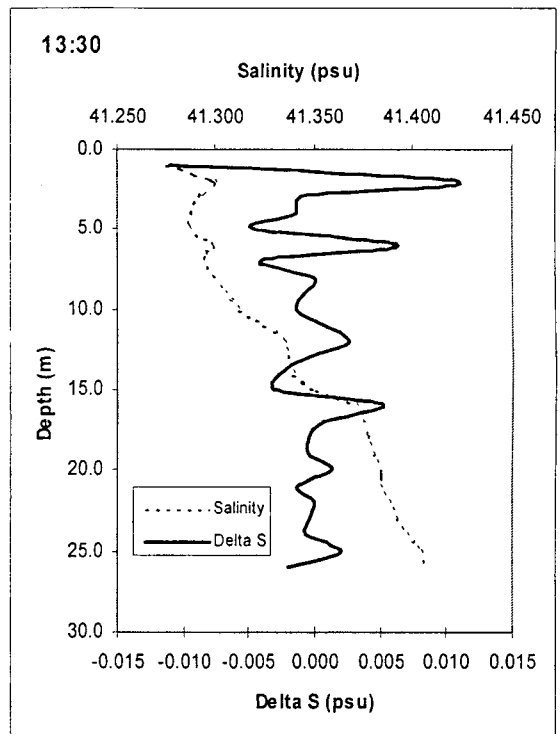
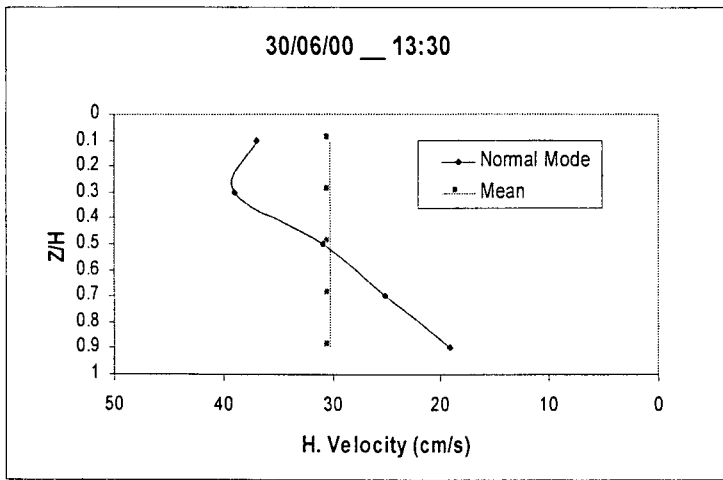


شکل ۳-۱-۲۶ ساعت ۱۱:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

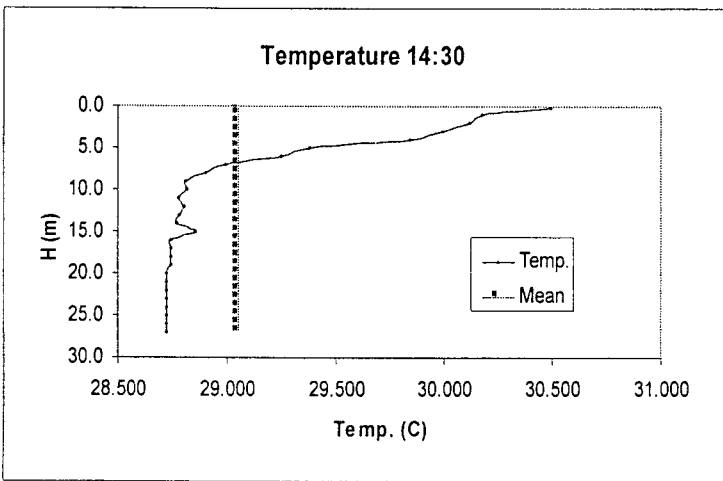
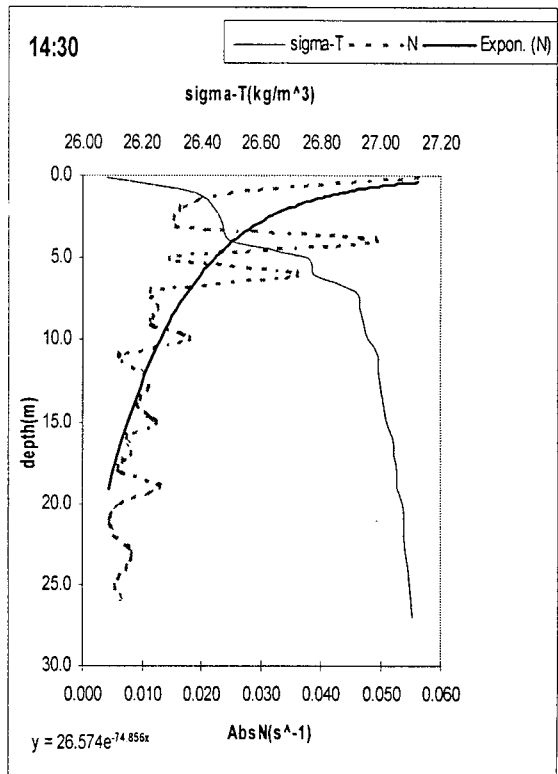
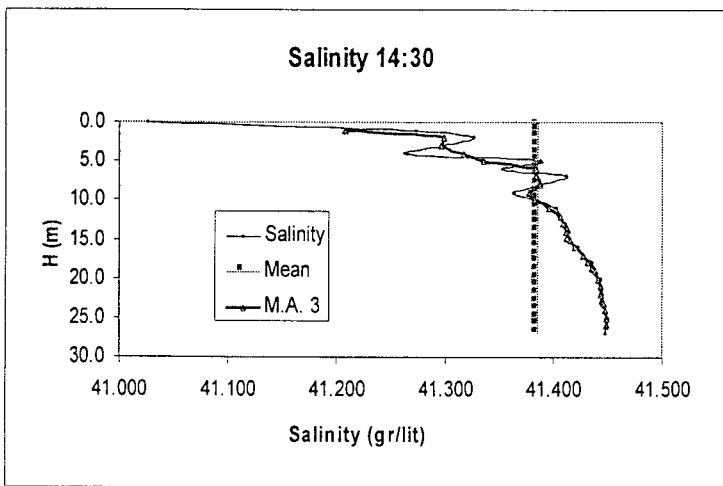
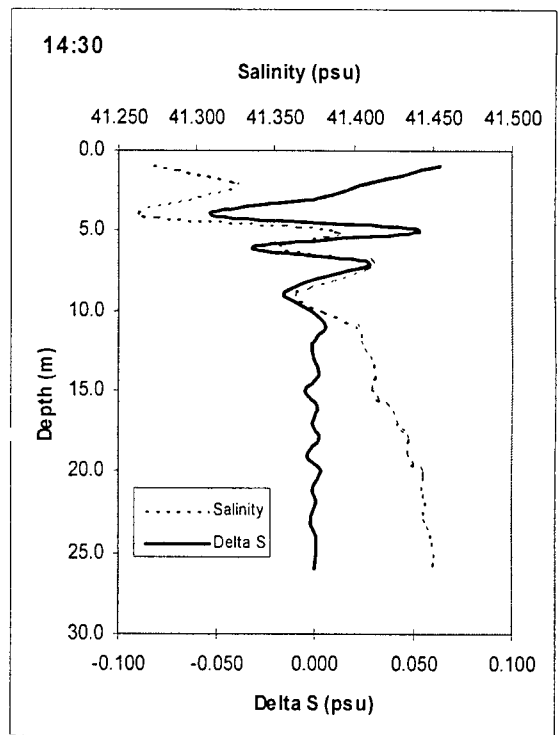
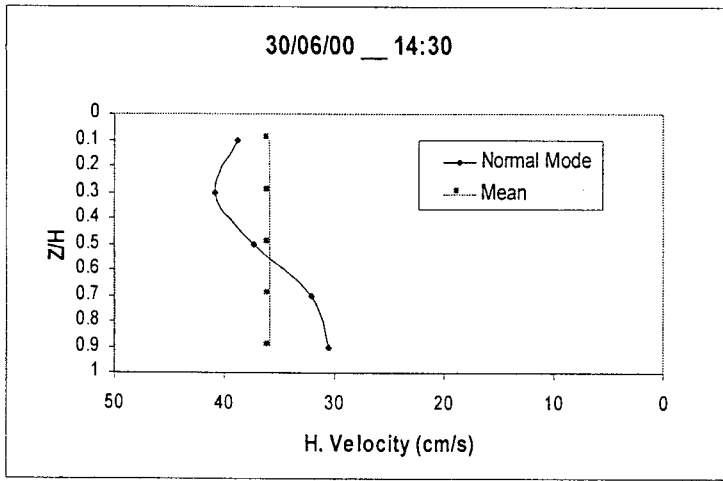




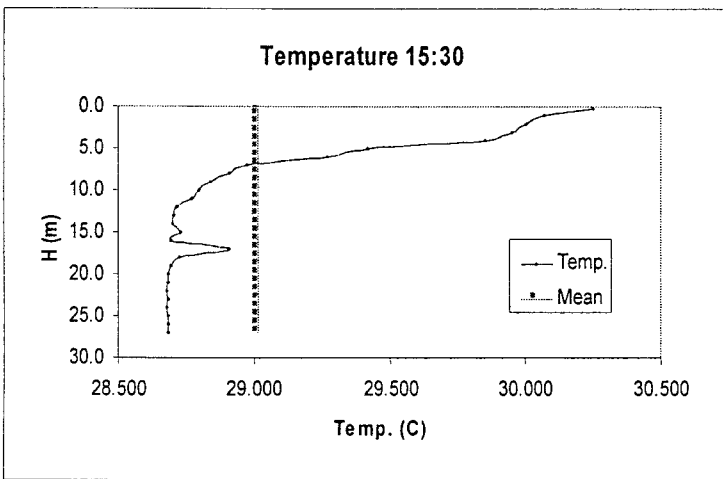
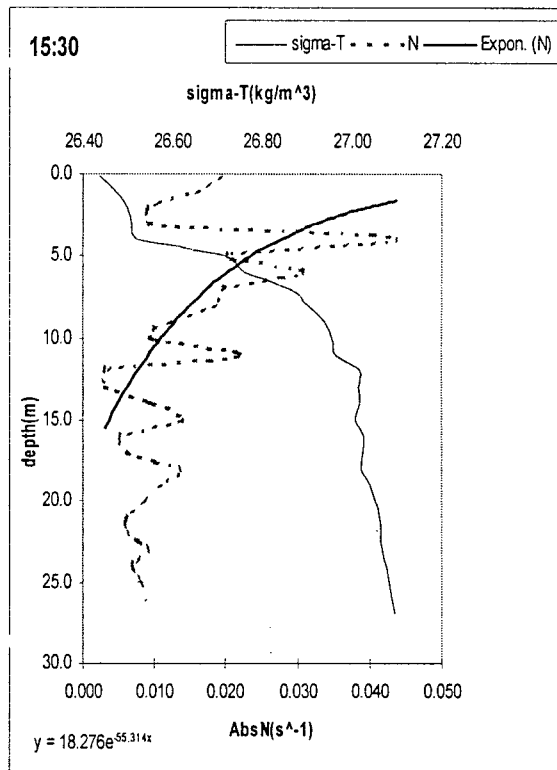
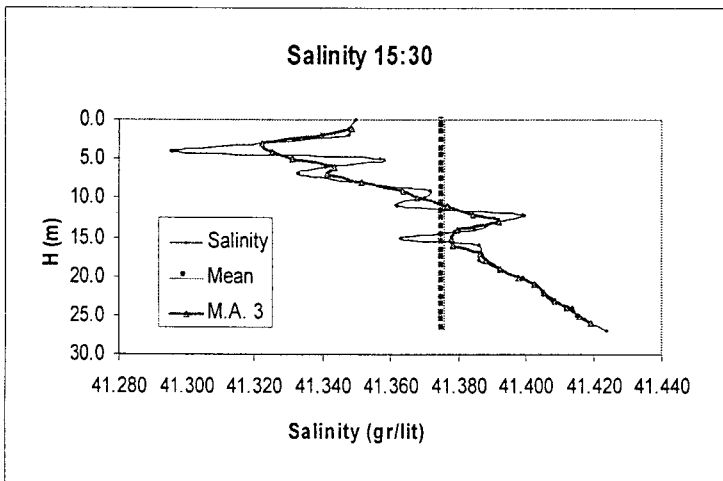
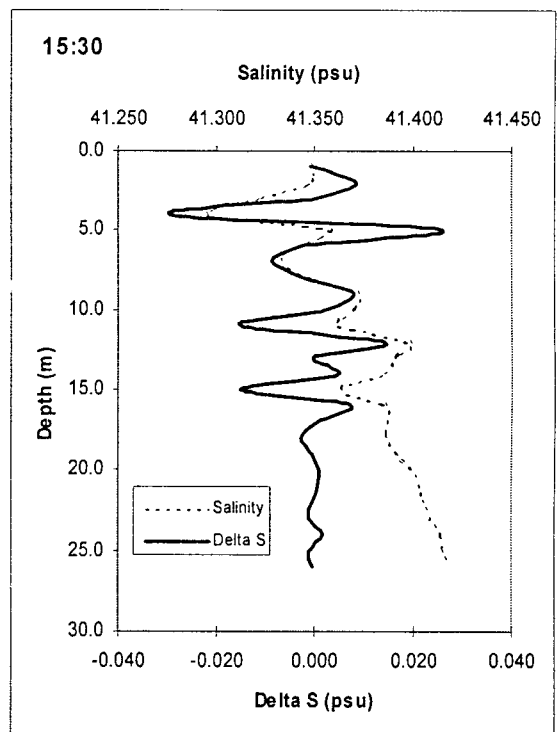
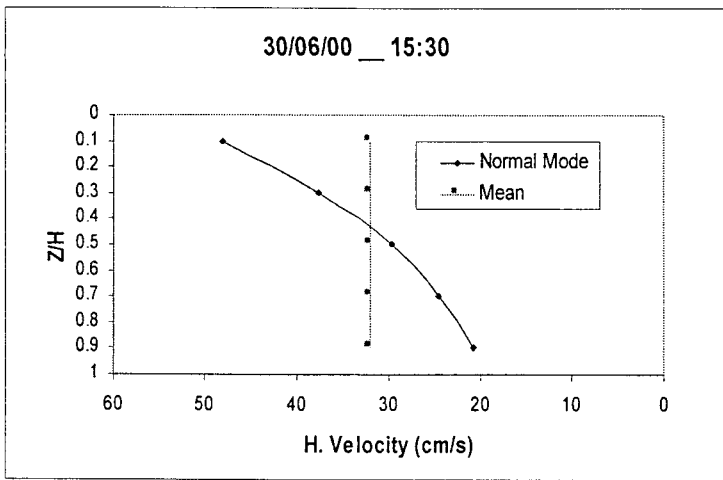
شکل ۳-۱-۲۷ ساعت ۱۲:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۸ ساعت ۱۳:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۲۹ ساعت ۱۴:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰



شکل ۳-۱-۳ ساعت ۱۵:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۳۰

- ✓ بطور کلی نیمرخها در ساعت‌های مختلف تغییرات دوره‌ای را نشان می‌دهند که مربوط به حرکات جزر و مدی و تغییرات افقی ساختار قائم مشخصه‌های ستون آب است. حداقل سه تا چهار بار تغییرات تکرار می‌شود (با توجه به اینکه مدت زمان اندازه‌گیری ۲۱ ساعت است).
- ✓ ساختار لایه‌ای عمدتاً در قسمت فوقانی ستون آب مشاهده می‌شود که احتمالاً پلوم رودخانه ورودی به خلیج فارس در ایجاد آن نقش عمده را دارا است. تعداد لایه‌ها از ۳ تا ۸ متغیر است و ضخامت آنها به طور متوسط حدود دو متر می‌باشد.
- ✓ در قسمت نزدیک کف یک لایه نسبتاً آمیخته به ویژه در نیمرخ دما مشاهده می‌شود که مربوط به اختلاط شدید جزر و مدی در نزدیک کف است.
- ✓ در عمده قسمت‌های ستون آب به ویژه در بیشتر قسمت‌های میانی، عدد Ri معمولاً خیلی بیشتر از ۱ (حدوداً ۵) است که نشانگر پایداری ستون آب می‌باشد.
- ✓ به طور موضعی در قسمت‌هایی از نیمرخ‌های زیگماتی ستون آب ناپایداری استاتیکی مشاهده می‌شود، که این نشانگر جریان‌های غیرهمچگال می‌باشد.
- ✓ ساختار سرعت قائم مدهای نرمال قابل محاسبه است که در بخش بعد نمونه‌ای از آن انجام و ارائه می‌شود.

۳-۱-۲- حل عددی معادله ساختار مدی امواج داخلی

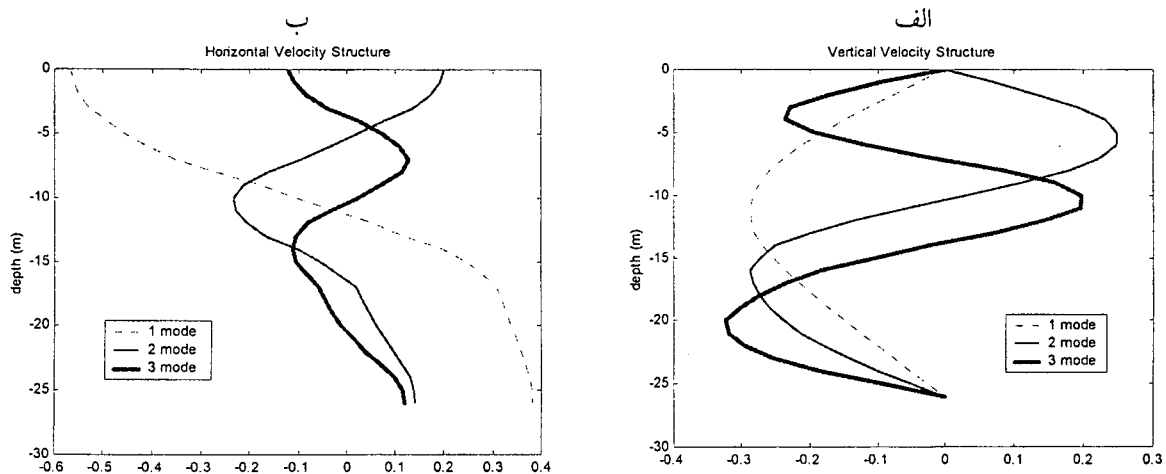
در این قسمت با استفاده از روش رانگ-کوتا^۱ و به کمک نرم افزار MATLAB 5.3.1 معادله ساختار مدی امواج داخلی یعنی معادلات (۲-۴۸) با انجام برخی ساده‌سازیها حل می‌شود و نتایج آن بصورت منحنیهای سرعت افقی و سرعت قائم و مجذور فرکانس شناوری ارائه می‌گردد. در این قسمت فقط به چند شکل اکتفا شده و نتایج این قسمت با بخش قبلی یعنی بخش ۳-۱-۱ مقایسه می‌شود و بحث کاملتر در فصل ۴ انجام خواهد شد.

$$\frac{d}{dz} \left[\bar{\rho}(z) \frac{dW}{dz} \right] + m^2 q(z) W = 0 \quad (۲-۴۸ \text{ الف})$$

$$W(z) = 0 \quad z = -D \quad (۲-۴۸ \text{ ب})$$

$$W(z) = 0 \quad z = 0 \quad (۲-۴۸ \text{ پ})$$

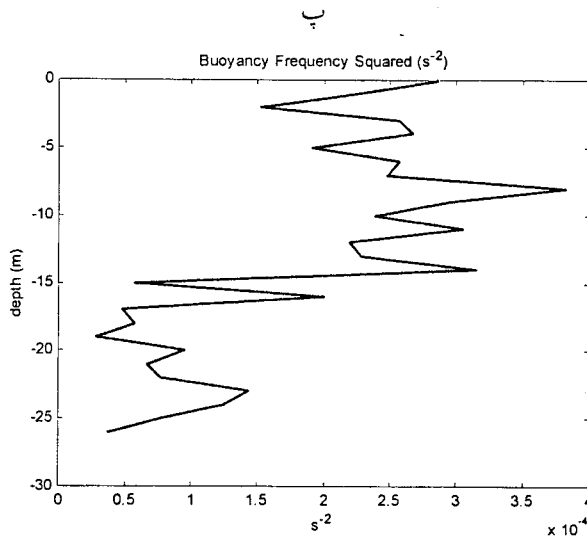
بعد از حل معادلات فوق با استفاده از داده‌های واقعی در منطقه شمال غربی خلیج فارس شکلهای زیر برای هر مجموعه اندازه‌گیری شده در زمان معین، بدست می‌آید، مثلاً در زمان ۱۹:۳۰ در مورخه ۲۹/۰۶/۲۰۰۰ در شکل ۳-۱-۳ داریم:



شکل ۳-۱-۳ محاسبه (الف) ساختار سرعت قائم (ب) ساختار سرعت افقی

در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۹/۰۶/۲۰۰۰ با استفاده از حل عددی

^۱Runge-Kutta



شکل ۳-۱-۳۱ (ب) مجذور فرکانس شناوری در ساعت ۱۹:۳۰ مورخ ۲۰۰۰/۰۶/۲۹ با استفاده از حل عددی

مقایسه ساده‌ای بین سرعت افقی شکل ۳-۱-۵ و شکل ۳-۱-۳۱ (ب) مشخص می‌کند که مد دوم حل عددی با اندازه‌گیری خلیج فارس تطابق خوبی دارد. قابل ذکر است که تعداد قله‌ها در ساختار مدی موج داخلی برای نیمرخ‌های w یکی بیشتر از تعداد قله‌ها برای u ، سرعت افقی است که در این اندازه‌گیری‌ها انجام شده است. بنابراین مثلاً تعداد دو قله در نیمرخ u معرف مد ۳ است.

البته ساختار لایه‌ای ظریف‌تر (تعداد لایه‌ها بیشتر و با ضخامت کمتر) در نیمرخ‌های قائم شوری (بویژه ΔS) و N مشاهده می‌شود که احتمالاً مربوط به فرارفت لایه‌ها توسط سرعت قائم می‌باشد (وانگ و همکاران ۲۰۰۰).

}

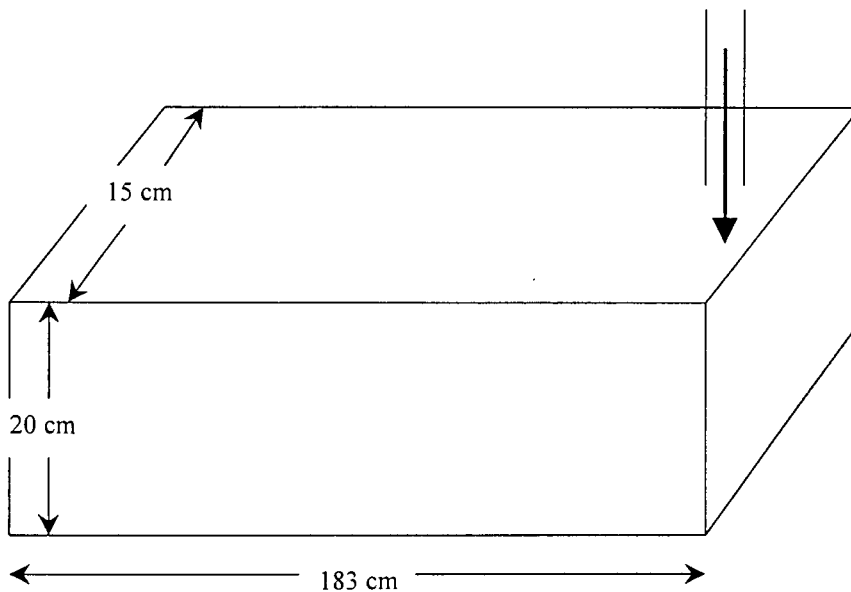
۲-۳- شبیه‌سازی امواج داخلی در محیط آزمایشگاه

مجموعه‌ای از آزمایشهای مختلف به منظور شبیه‌سازی مدهای نرمال امواج داخلی در یک مخزن به ابعاد (۱۸۳×۱۵×۲۰) سانتی‌متر مکعب انجام شده است (شکل ۱-۲-۳). این آزمایشها از نظر نحوه ایجاد امواج داخلی به سه گروه تقسیم می‌شوند.

گروه اول با الهام از مدل وانگ و همکاران (۲۰۰۰) بوده است و اساس آن بر ورود پلوم آب شور به مخزن در حال پرشدن^۱ بوده است.

گروه دوم صرفاً به منظور شبیه‌سازی ورود یک رودخانه به دریا و حاصل مطالعات و بررسیهای انجام گرفته در خلیج فارس و وجود اطلاعات در نزدیک قسمتهای شمال‌غربی خلیج فارس می‌باشد. در این گروه از آزمایشها پلوم آب شیرین به "مخزن در حال پرشدن" وارد می‌شود.

گروه سوم به منظور شبیه‌سازی امواج داخلی با عامل تولید باد است که این قسمت کوتاه، و صرفاً از نظر کیفی به آن می‌پردازیم.



شکل ۱-۲-۳- مخزن آب به ابعاد $cm^3 (183 \times 20 \times 15)$ که پلوم ورودی در 1 cm زیر سطح آزاد آن واقع شده است.

در بعضی آزمایشها مخزن را به شکل "مخزن در حال پرشدن" آماده نمودیم و به روشهای مختلف در آب داخل مخزن ایجاد چینش شده است. پلومی که وارد مخزن شده است؛ آب شور یا آب شیرین را با

^۱ filling box

آهنگ مشخص (شار شناوری مشخص) وارد مخزن کرده است. شار شناوری برای پلوم ایجاد شده عبارت است از:

$$F = qg' \quad (۱-۲-۳)$$

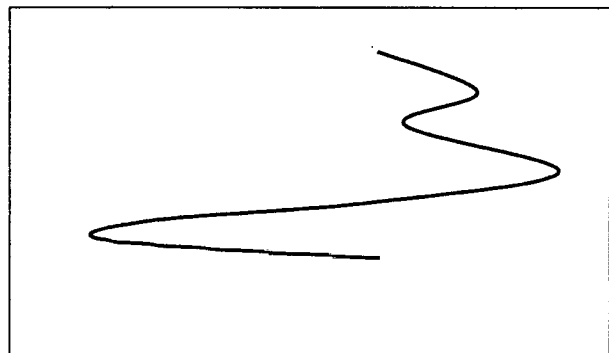
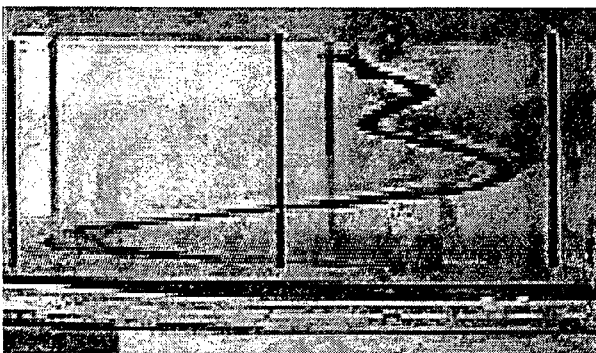
$$g' = \frac{\Delta\rho}{\rho} g \quad (۲-۲-۳)$$

که F شار شناوری (برحسب $m^4 s^{-3}$)، g' شتاب ثقل کاهش یافته و ρ چگالی متوسط آب داخلی مخزن است. q دبی حجمی ورود آب پلوم به داخل مخزن می باشد (بر حسب cm^3/s یا m^3/s).

برای مشاهده شکل مدهای نرمال امواج داخلی ایجاد شده معمولاً مقدار کمی پرمنگنات پتاسیم (بصورت پودر) به وسط ظرف افزوده شد. ساختار مدهای نرمال را با مشاهده مستقیم، با دوربین فیلم برداری و گاهی با دوربین عکاسی مشاهده و مطالعه شد. حدود ۸ آزمایش، جداگانه انجام شده که هر کدام دارای ویژگی های خاص است. بنابراین نتایج مربوط به هر یک جدا از هم مطالعه می شود.

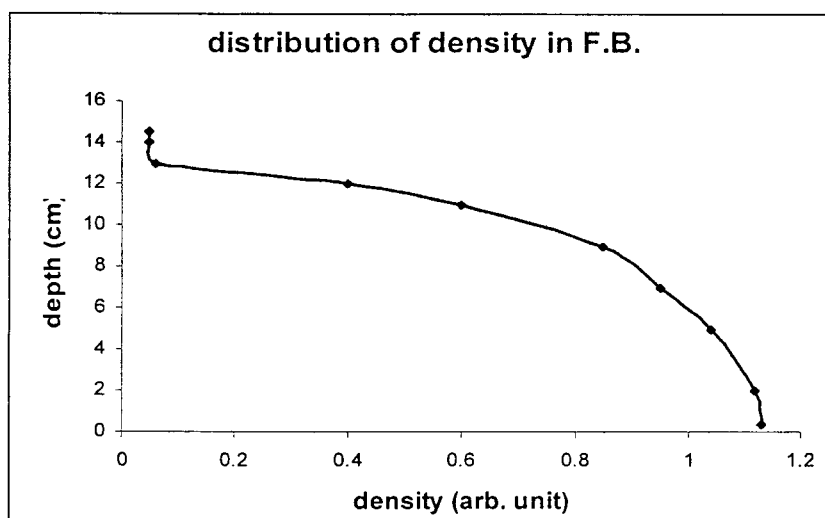
۱-۲-۳- آزمایش اول

در این آزمایش پلوم آب شور با چگالی 1.15 kg/lit و شار شناوری $4.6 \times 10^{-7} m^4 s^{-3}$ وارد "مخزن در حال پر شدن" می شود پلوم آب شور با سطح آب زاویه ۹۰ درجه دارد (حالت قائم). محل ورود آب به داخل مخزن در یک سانتی متری زیر سطح آزاد آب است. این آزمایش مشابه کارهای وانگ و همکاران می باشد. شکل ۲-۲-۳ ساختار قائم مدهای نرمال (تغییرات خط رنگ از وضعیت قائم) را در این آزمایش نشان می دهد.

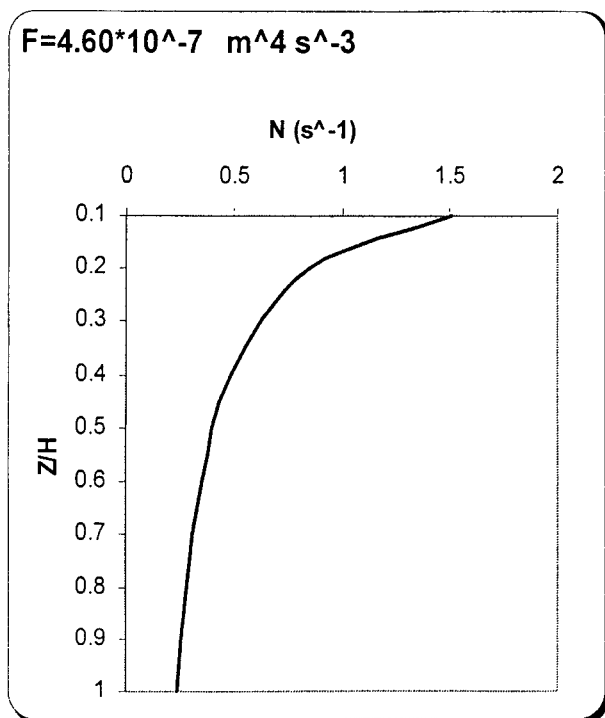


شکل ۲-۲-۳- ورود پلوم آب شور به "مخزن در حال پر شدن" با زاویه ۹۰ درجه

لایه‌های برشی در این ساختار قائم سرعت افقی کاملاً مشهود است. همچنین دامنه تغییرات با ارتفاع بطور قابل ملاحظه‌ای کاهش می‌یابد که نشانگر اثر گرانشی روی این مدها است. نمونه ضخامت لایه‌ها در حدود $(\lambda/H \approx 0.5)$ است. در ضمن به کمک یک حساسه^۱ الکتریکی میزان رسانایی آب چینه‌بندی شده داخل "مخزن در حال پرشدن" را در ارتفاع‌های مختلف اندازه‌گیری نمودیم. میزان رسانایی، نمادی از میزان شوری و در نتیجه متناسب با چگالی آب می‌باشد. در شکل ۳-۲-۳ مقادیر اندازه‌گیری شده چگالی برحسب عمق رسم شده است. تغییرات چگالی در قسمت زیر سطح و در قسمت فوقانی ستون آب بیشینه است. این ساختار مدهای نرمال توسط وانگ و همکاران (۲۰۰۰) نیز مشاهده شده است.



شکل ۳-۲-۳- ولساژ خروجی متناسب با چگالی برحسب عمق در "مخزن در حال پرشدن"



شکل ۴-۲-۳ آزمایش ۱ پلوم آب شور با زاویه ۹۰ درجه به مخزن (f.b.)

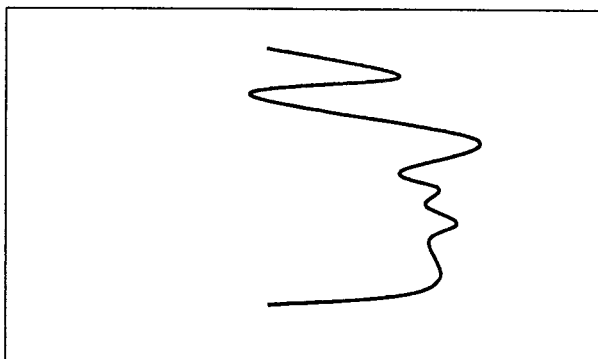
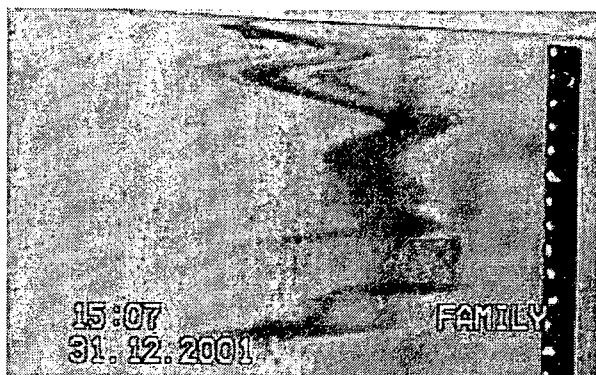
در شکل ۴-۲-۳ نیمرخ N مربوط به حل (f.b.)^۲ معادله (۵۴-۲) آورده شده است که خیلی مشابه نیمرخهای N در محیط میدانی است.

¹ sensor

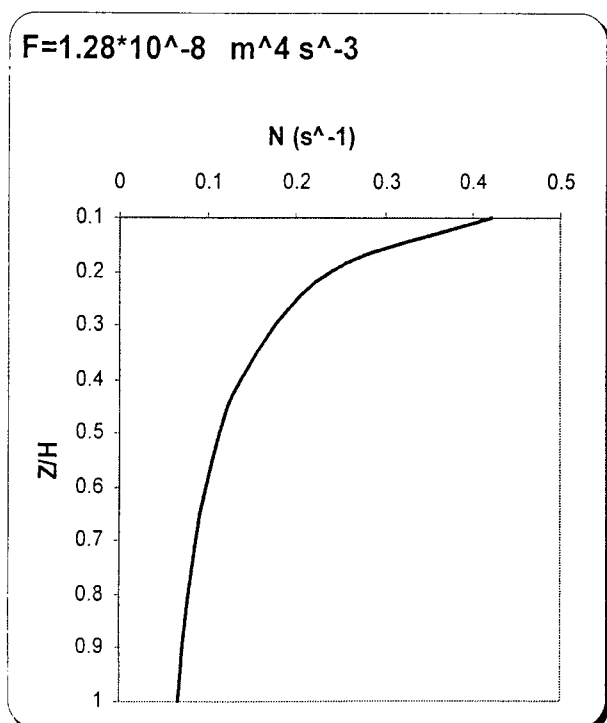
² filling box

۳-۲-۲- آزمایش دوم

در این آزمایش پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به "مخزن در حال پرشدن" که از آزمایش روز قبل باقی مانده بود متصل نمودیم. در این آزمایش شار شناوری $1.28 \times 10^{-8} m^4 s^{-3}$ است. تفاوت این آزمایش با آزمایش اول در توسعه مدهای نرمال از بالای ظرف و استهلاك آن به طرف کف ظرف است. با توجه به اینکه پلوم آب شیرین استفاده شده است، پلوم در قسمت فوقانی گسترش می‌یابد و با آزمایش وانگ و همکاران (۲۰۰۰) متفاوت است.



شکل ۳-۲-۵- ورود پلوم آب شیرین به "مخزن در حال پرشدن" با زاویه ۹۰ درجه



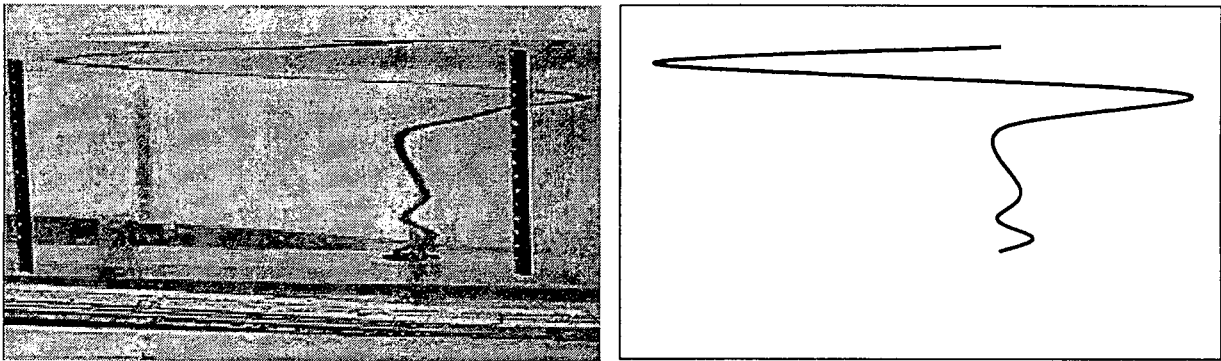
شکل ۳-۲-۶- آزمایش ۲ پلوم آب شیرین
با زاویه ۹۰ درجه به مخزن (f.b.)

در شکل ۳-۲-۶ نیمرخ N مربوط به این آزمایش آورده شده است. توزیع قائم نمایی مشابه حالت N میدانی در داده‌های اندازه‌گیری شده است.

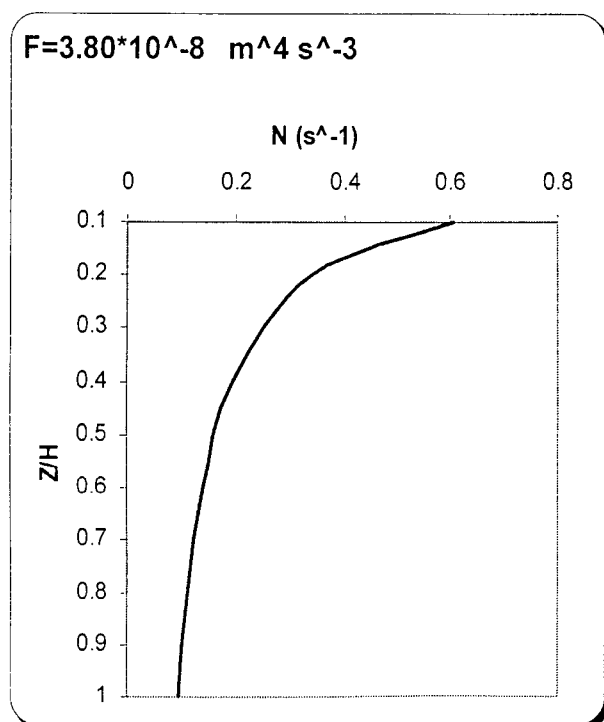
در این آزمایش به علت کوچک بودن شار شناوری و تا حدی کوچک بودن پایداری محیط، مدهای نرمال که عمدتاً در قسمت فوقانی بوجود آمده بودند خیلی مشخص ظاهر نشدند.

۳-۲-۳- آزمایش سوم

در این آزمایش پلوم آب شیرین با زاویه ۴۰ درجه نسبت به سطح آزاد آب وارد "مخزن در حال پرشدن" با شار شناوری $3.80 \times 10^{-8} m^4 s^{-3}$ می‌شود. در این آزمایش اولین و دومین مد نرمال بخوبی توسعه یافت و با حرکت به طرف کف ظرف به علت استهلاک انرژی، مدهای نرمال توسعه نیافتند. این آزمایش می‌تواند مشابه حالتی در نظر گرفته شود که پلوم آب رودخانه (آب شیرین) وارد دریای با چینش چگالی، می‌شود. تعداد سه لایه در آن کاملاً مشهود بوده (شکل ۳-۲-۵) و همینطور استهلاک دامنه لایه‌ها با عمق بطور مشخص دیده می‌شود (Re کوچک). ضخامت لایه‌ها حدوداً ($\lambda/H \approx 0.5$) می‌باشد و H در این حالت عمق ستون آب با چینش چگالی است.



شکل ۳-۲-۷- ورود پلوم آب شیرین به "مخزن در حال پرشدن" با زاویه ۴۰ درجه نسبت به سطح آزاد

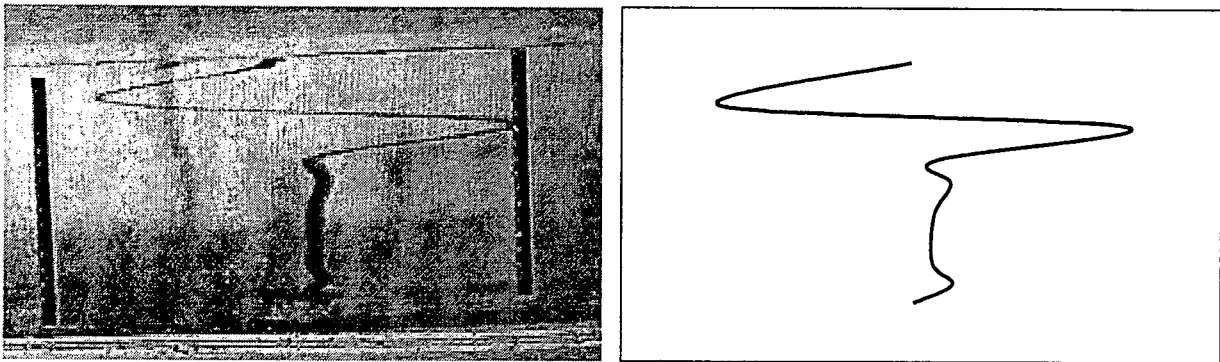


شکل ۳-۲-۸- آزمایش ۳ پلوم آب شیرین
با زاویه ۴۰ درجه به مخزن (f.b.)

در شکل ۳-۲-۸ نیمرخ N مربوط به آزمایش سوم دیده می‌شود و بسیار مشابه حالت میدانی در داده‌های اندازه‌گیری شده می‌باشد.

۳-۲-۴- آزمایش چهارم

در این آزمایش پلوم آب شیرین با زاویه 40° درجه نسبت به سطح آزاد آب وارد مخزن آزمایش که بطور کاملاً خطی چینه‌بندی شده، با شار شناوری $1.15 \times 10^{-8} m^4 s^{-3}$ می‌شود. در این آزمایش همچنین انرژی و مدهای نرمال از بالا به پایین مستهلک می‌شوند. شکل مدهای نرمال در این آزمایش در شکل ۳-۲-۶ نشان داده شده است. ساختار مدی در این آزمایش مشابه آزمایش سوم است. تعداد لایه‌ها سه و ضخامت آنها یکنواخت‌تر نسبت به یکدیگر است.

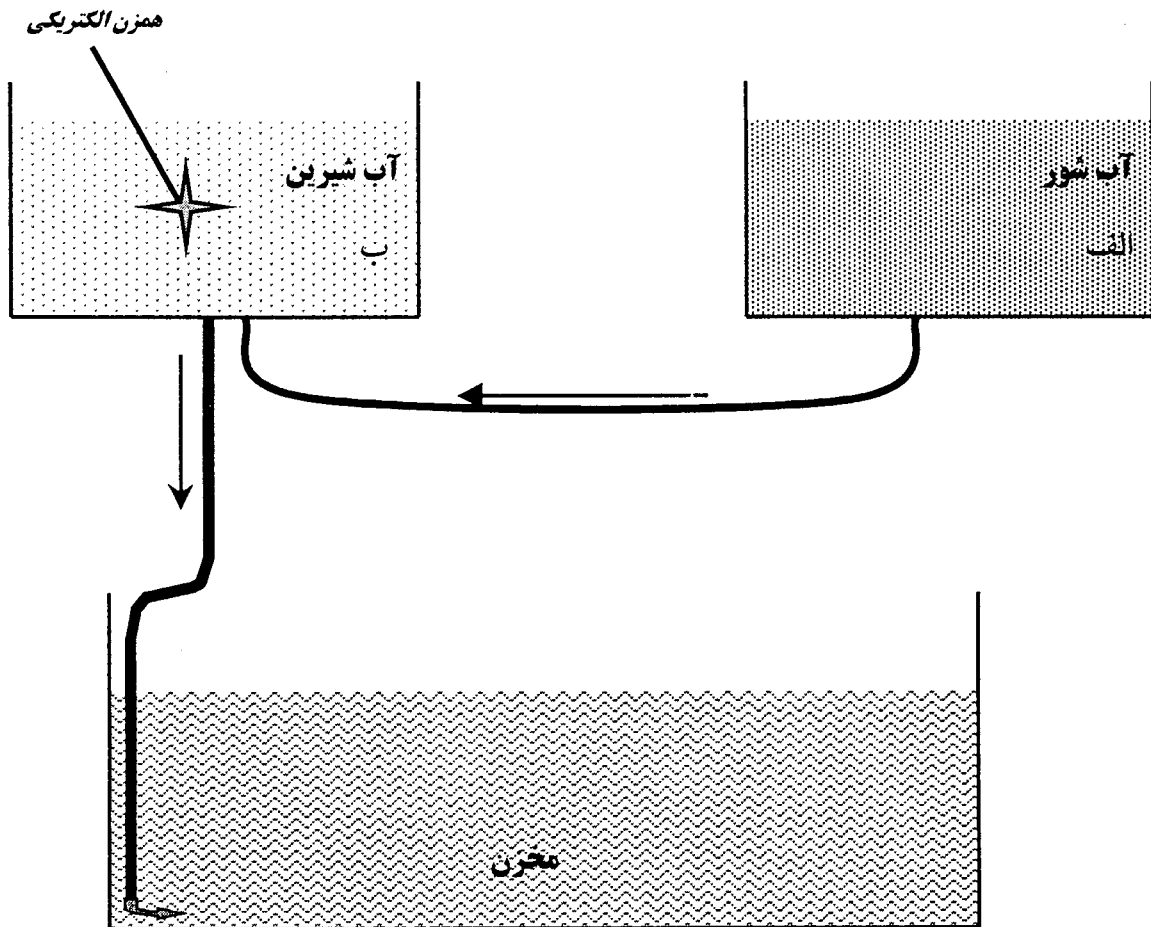


شکل ۳-۲-۹- ورود پلوم آب شیرین به مخزن آزمایش با چینه‌بندی کاملاً خطی با زاویه 40° درجه نسبت به سطح آزاد

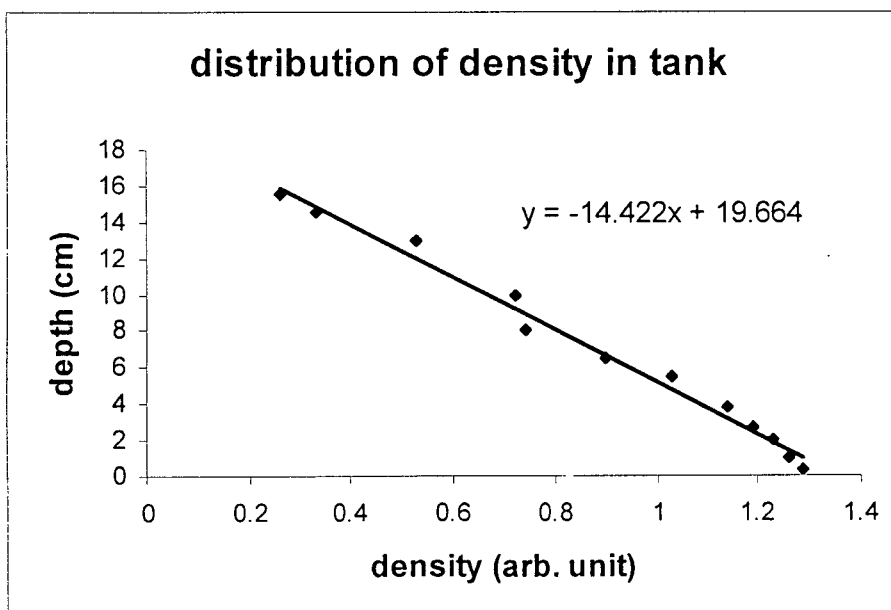
ابتدا ۲۸ لیتر آب شور با چگالی 1.03 kg/lit در مخزن «الف» و ۲۸ لیتر آب شیرین در مخزن «ب» می‌ریزیم. شیر میان مخزنهای «الف» و «ب» را بازگذارده و همچنین شیر میان مخزن «ب» و مخزن آزمایش عمل می‌نماید (باز گذارده می‌شود). یک همزن الکتریکی بطور مرتب مخزن «ب» را مخلوط می‌کند بطوریکه در زمانهای کوتاه چگالی مخزن «ب» همگن باشد. به این ترتیب «مخزن آزمایش» بصورت کاملاً خطی چینه‌بندی می‌شود.

در اینجا مجدداً به کمک یک حساسه الکتریکی توزیع چگالی را اندازه‌گیری می‌نماییم. اندازه‌گیریها در شکل ۳-۲-۱۱ برحسب عمق و رگرسیون خطی آن رسم شده است. با توجه به دقت وسایل آزمایشگاه و خطای دید این خط، تقریب خوبی از واقعیت را دربر دارد.

روش کار برای ایجاد محیط چینه‌بندی خطی در این آزمایش به قرار زیر بود (شکل ۳-۲-۱۰).



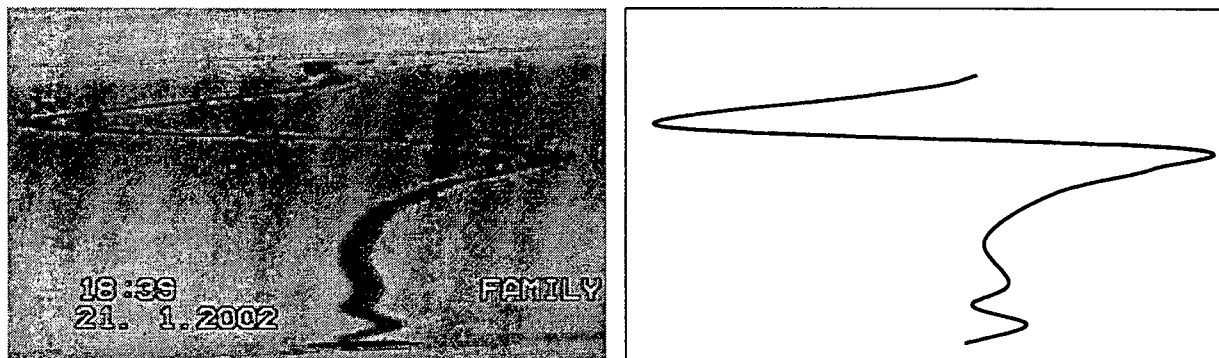
شکل ۳-۲-۱۰- نحوه ایجاد محیط با چینه‌بندی خطی در مخزن آزمایش



شکل ۳-۲-۱۱- توزیع ولتاژ خروجی دستگاه چگالی‌سنج (متناسب با چگالی) برحسب عمق در مخزنی که بصورت خطی چینه‌بندی شده است.

۳-۲-۵- آزمایش پنجم

این آزمایش کاملاً مشابه آزمایش چهارم می‌باشد با این تفاوت که پلوم بصورت قائم به مخزن آزمایش متصل است و شار شناوری $1.16 \times 10^{-8} m^4 s^{-3}$ است. ساختار مدهای نرمال مشابه حالت قبل است، البته ضخامت لایه‌ها بیشتر می‌باشد. تعداد لایه‌ها ۳ و استهلاک دامنه مدهای نرمال با عمق قابل ملاحظه می‌باشد. در نزدیک کف ظرف نشانه‌هایی از ساختار لایه‌ای با ضخامت مشابه وجود دارد.



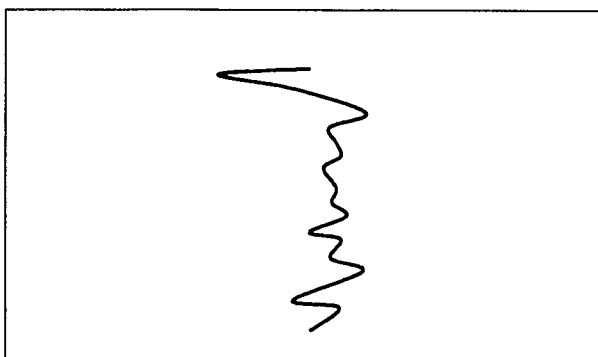
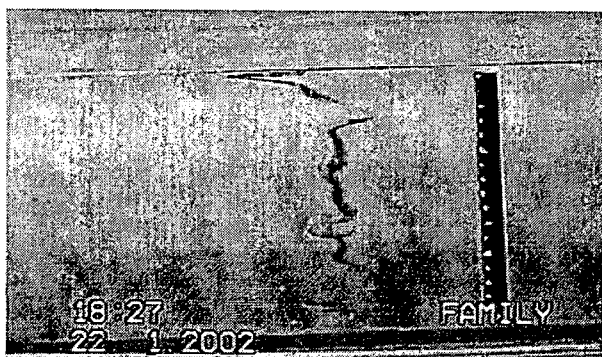
شکل ۳-۲-۱۲- ورود پلوم آب شیرین به مخزن آزمایش با چینه‌بندی کاملاً خطی با زاویه ۹۰ درجه نسبت به سطح آزاد

۳-۲-۶- آزمایش ششم

در این آزمایش در ابتدا محیط مخزن به چهار طبقه مجزا^۱ به ارتفاع 4 cm که بترتیب از کف ظرف به سه چگالیهای 1.05 kg/lit و 1.04 kg/lit و 1.03 kg/lit و 1.02 kg/lit می‌باشند، چینه‌بندی شده است.

در این آزمایش پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه و شار شناوری $1.46 \times 10^{-7} m^4 s^{-3}$ به مخزن متصل است. مجدداً لایه‌ها بیشتر در قسمت فوقانی ستون آب ملاحظه می‌شود و در قسمتهای دیگر بطور ضعیف ظاهر می‌شوند.

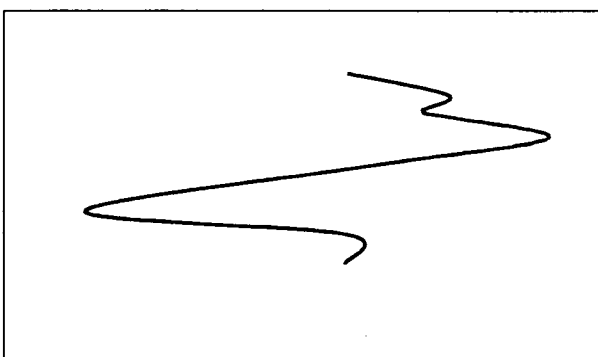
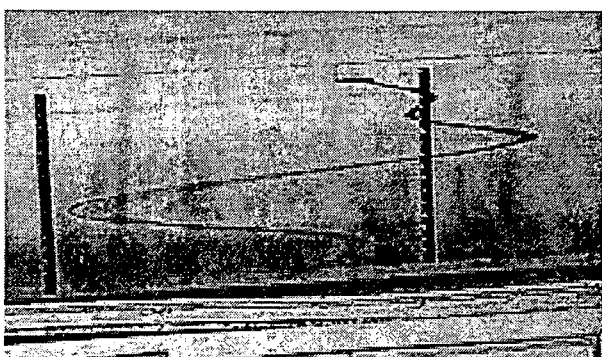
^۱ sharp



شکل ۳-۲-۱۳- ورود پلوم آب شیرین به مخزن آزمایش با چینه‌بندی چهار لایه‌ای کاملاً مجزا با زاویه ۹۰ درجه نسبت به سطح آزاد

۳-۲-۷- آزمایش هفتم

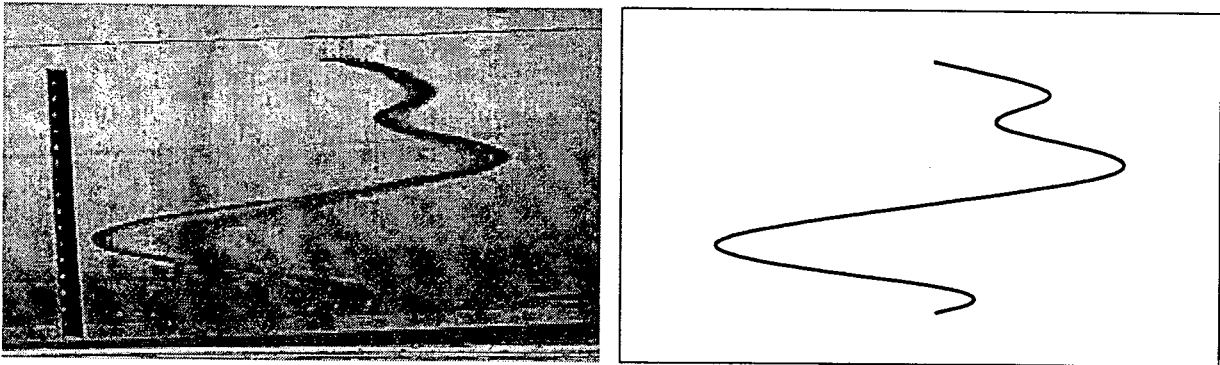
این آزمایش مشابه آزمایش قبلی است با این تفاوت که لایه پنجمی که آب شیرین و ارتفاع آن ۲ سانتی‌متر است روی چهار لایه قبلی در محیط مخزن قرار می‌گیرد. پلوم آب شور با شار شناوری $1.22 \times 10^{-6} m^4 s^{-3}$ به محیط مخزن با زاویه قائم وارد می‌شود. این آزمایش نشان می‌دهد که اگر پلوم به داخل ستون آب وارد شود ساختار مدی گسترش بیشتری خواهد داشت.



شکل ۳-۲-۱۴- ورود پلوم آب شور به مخزن آزمایش با چینه‌بندی پنج لایه‌ای کاملاً مجزا با زاویه ۹۰ درجه نسبت به سطح آزاد

۳-۲-۸- آزمایش هشتم

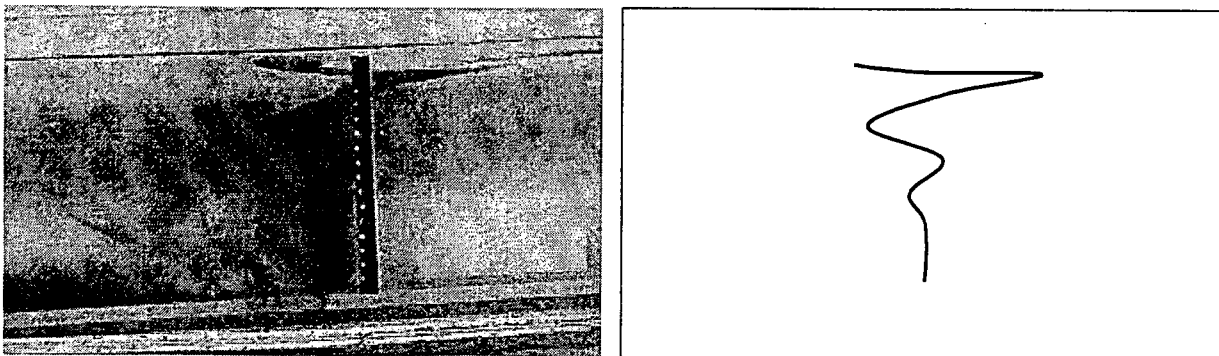
این آزمایش بطور کامل همان آزمایش هفتم با کمیت‌های مساوی است فقط ورود رنگ و ایجاد شکل مدهای نرمال در فاصله $\frac{3}{4}$ طول ظرف نسبت به محل ورود پلوم است. ساختار مدی کاملاً مشهود بوده و دامنه آن با ارتفاع مستهلک می‌شود.



شکل ۳-۲-۱۵- ورود پلوم آب شور به مخزن آزمایش با چینه‌بندی پنج لایه‌ای کاملاً مجزا با زاویه 90° درجه نسبت به سطح آزاد مایع و با فاصله $\frac{3}{4}$ طول ظرف نسبت به محل ورود پلوم

۳-۲-۹- آزمایش نهم - شبیه‌سازی امواج داخلی به کمک باد

در این آزمایش "مخزن در حال پرشدن" را به شکل معمول آماده و به جای پلوم آب از یک بادبزن الکتریکی استفاده نمودیم. باد ایجاد شده با زاویه خیلی کوچکی (نزدیک به صفر) به موازات سطح آزاد مایع می‌وزید. گسترش مدهای نرمال بویژه در نزدیک سطح (نزدیک چشمه انرژی) کاملاً مشهود است. این آزمایش شبیه حالتی است که در عمده مناطق خلیج فارس (قسمتهای میانی) امکان رخ دادن دارد.



شکل ۳-۲-۱۶- شبیه‌سازی امواج داخلی در "مخزن در حال پرشدن" به کمک وزش باد

فصل ۴

خلاصه و بحث نتایج

در این فصل به مقایسه و بحث در مورد نظریه امواج داخلی، نمودارهای واقعی از خلیج فارس، جواب عددی معادله مدهای نرمال امواج داخلی (معادلات ۲-۴۸) و شبیه‌سازی آزمایشگاهی امواج داخلی می‌پردازیم.

یک محیط چینه‌بندی شده با استفاده از انرژی مثلاً یک پلوم شبیه یک رودخانه یا وزش باد مخصوصاً اگر این انرژی بصورت تلاطمی تزریق شود، محیطی مستعد برای ایجاد امواج داخلی را فراهم می‌نماید. ساختار قائم ایجاد شده توسط انتشار این امواج (مدهای نرمال) حالت لایه‌ای دارد.

شکل‌های ۳-۱-۵ تا ۳-۱-۳۰ مدهای نرمال امواج داخلی را به دفعات و در صورتهای مختلف نشان داده‌اند. بعنوان مثال در شکل ۳-۱-۵ (ساعت ۱۹:۳۰) بکمک منحنی سرعت افقی و انحراف آن از میانگین سرعت، شکل کاملی از مدهای نرمال فراهم کرده است. شکل ۳-۱-۷ منحنی ΔS محیط چینه‌بندی منجر به لایه‌های بوجود آمده در منطقه شمال غربی خلیج فارس را با دقت نشان داده است. شکل ۳-۱-۹ منحنی فرکانس شناوری برحسب عمق بوضوح لایه‌ها را در محیط نشان می‌دهد. این وضعیت در بقیه ساعت‌های نمونه‌برداری به دفعات تکرار می‌شوند.

در ساعت ۲۱:۳۰، ۲۲:۳۰، ۲۳:۳۰ و ... منحنی ΔS برحسب عمق حالت کاملی از ورود پلوم آب شیرین (رودخانه‌ها) با چگالی کمتر نسبت به محیطی که وارد آن می‌شود را نشان می‌دهد. مدهای نرمال امواج داخلی به وضع کاملاً مشخصی در سطح توسعه یافته و به سمت کف دریا بر اثر گرانشی مستهلک شده و کوچک می‌گردد.

نیمرخها در ساعت‌های مختلف تغییرات دوره‌ای را نشان می‌دهند که مربوط به حرکات جزر و مدی و تغییرات افقی ساختار قائم مشخصه‌های ستون آب است. حداقل سه تا چهار بار تغییرات تکرار می‌شود (باتوجه به اینکه مدت زمان اندازه‌گیری ۲۱ ساعت است).

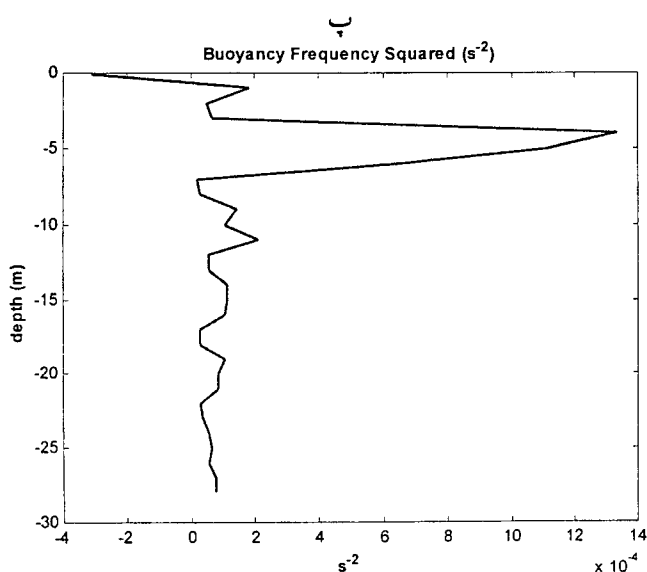
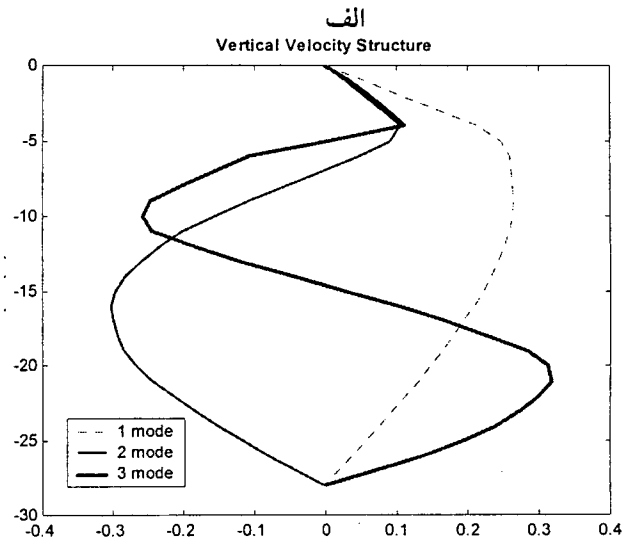
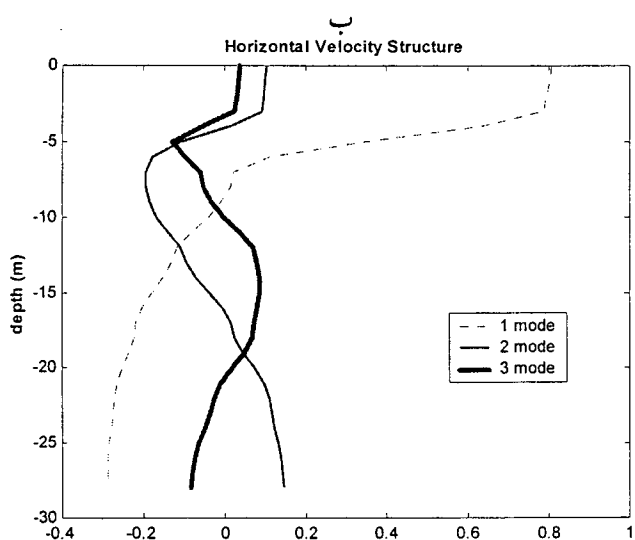
ساختار لایه‌ای بیشتر در قسمت فوقانی ستون آب مشاهده می‌شود که احتمالاً پلوم رودخانه ورودی به خلیج فارس در ایجاد آن نقش عمده را دارا است. تعداد لایه‌ها از ۳ تا ۸ متغیر است و ضخامت آنها به طور متوسط حدود دو متر می‌باشد.

در ناحیه نزدیک کف لایه نسبتاً آمیخته به ویژه در نیمرخ دما مشاهده می‌شود که مربوط به اختلاط شدید جزر و مدی در نزدیک کف است.

در بیشتر قسمتهای ستون آب به ویژه در قسمتهای میانی عدد Ri معمولاً خیلی بیشتر از ۱ (حدوداً ۵) است که نشانگر پایداری ستون آب می‌باشد.

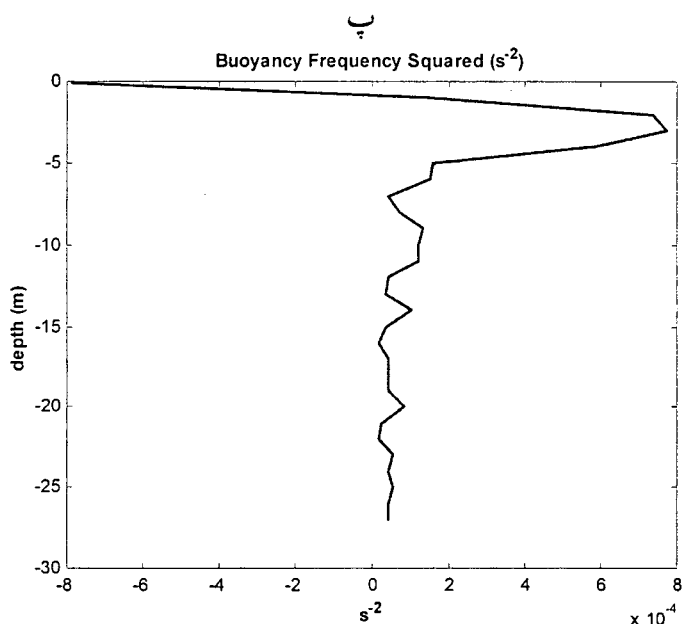
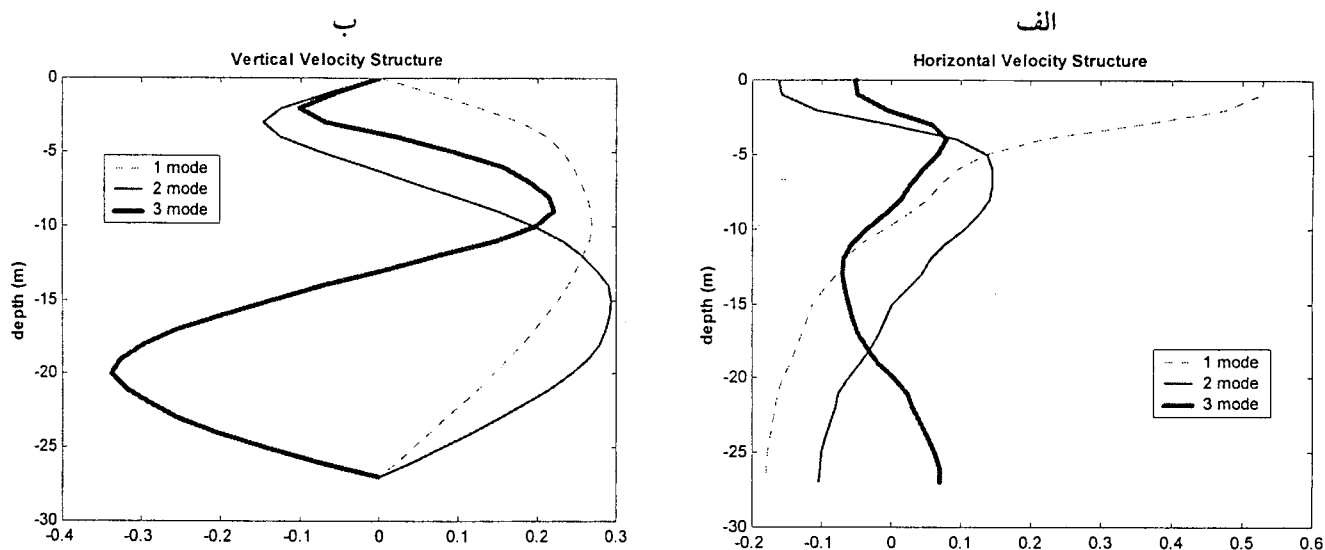
در بعضی از نیمرخهای زیگماتی ستون آب ناپایداری استاتیکی مشاهده می‌شود، که این نشانگر جریانهای غیرهمچگال می‌باشد.

همانطور که در مجموعه شکل‌های ۳-۱-۳۱ نشان داده شده است، حل عددی مدل امواج داخلی نتیجه مناسبی را حاصل نموده است و با واقعیت تطابق خوبی را نشان می‌دهد. در اینجا چند نمونه دیگر از این محاسبات ارائه می‌شود.



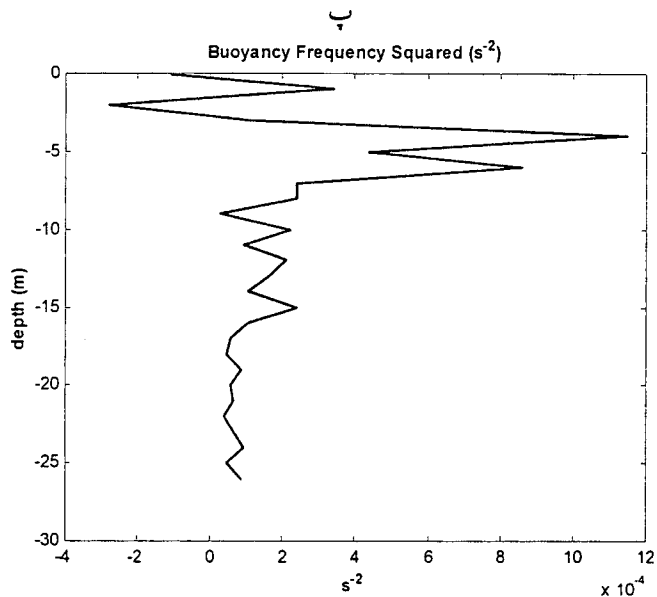
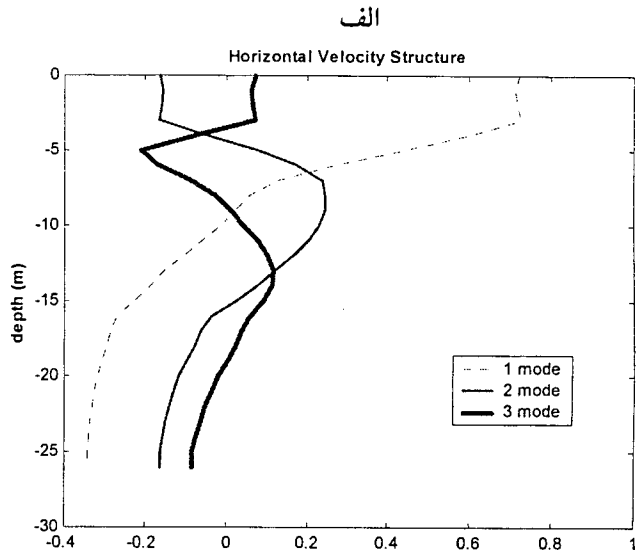
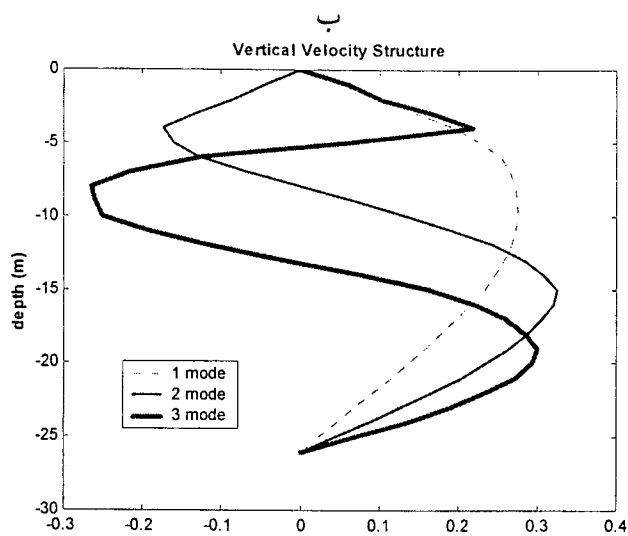
شکل ۴-۱ (الف) ساختار سرعت قائم
 (ب) ساختار سرعت افقی
 (پ) مجذور فرکانس شناوری
 در ساعت ۲۲:۳۰ مورخ 29/06/2000
 با استفاده از حل عددی

شکل ۱-۴ با شکل ۱۳-۱-۳ مقایسه می‌شود. مد نرمال ۳ در ۱-۴ (ب) با منحنی سرعت افقی تطابق دارد. همچنین مجذور فرکانس شناوری در ۱-۴ (پ) با منحنی فرکانس شناوری در شکل ۱۳-۱-۳ تطابق دارد.



شکل ۲-۴ (الف) ساختار سرعت قائم (ب) ساختار سرعت افقی (پ) مجذور فرکانس شناوری در ساعت ۰۳:۳۰ مورخ 30/06/2000 با استفاده از جواب رایانه‌ای

شکل ۲-۴ نمونه دیگری است که با شکل ۱۸-۱-۳ مقایسه می‌شود. مد نرمال ۳ در ۲-۴ (ب) با منحنی سرعت افقی تطابق دارد. همچنین مجذور فرکانس شناوری در ۲-۴ (پ) با منحنی فرکانس شناوری در شکل ۱۸-۱-۳ مطابقت دارد.



شکل ۳-۴ (الف) ساختار سرعت قائم (ب) ساختار سرعت افقی (پ) مجذور فرکانس شناوری در ساعت ۱۲:۳۰ مورخ 30/06/2000 با استفاده از حل عددی

شکل ۳-۴ با شکل ۱-۳-۲۷ مقایسه می شود. مد نرمال ۲ در ۳-۴ (ب) با منحنی سرعت افقی تطابق دارد. همچنین مجذور فرکانس شناوری در ۳-۴ (پ) با منحنی فرکانس شناوری در شکل ۱-۳-۲۷ تطابق دارد. با توجه به ساختار سرعت قائم و افقی در این نمونه ها ملاحظه می شود که احتمالاً ساختار لایه ای مشاهده شده در ستون آب در نیمرخهای اندازه گیری شده بر اثر مدهای نرمال امواج داخلی است که در این آبها گسترش می یابد.

البته لازم به ذکر است که در محیط مورد نظر اثراتی مثل جزر و مد و باد علاوه بر پلوم رودخانه که سه بعدی و پیچیده است، در ایجاد امواج داخلی مؤثر است. تغییرات افقی ساختار قائم خواص ستون آب و

حرکات فرارفتی تغییرات فیزیکی شدیدی را با زمان ایجاد می‌کند بطوریکه در مشاهدات هم قابل ملاحظه است. نمونه تعداد لایه‌ها بر مبنای سرعت افقی ۲ تا ۴ با ضخامت حدود پنج متر است ولی تعداد لایه‌ها بر مبنای نیمرخهای شوری بیشتر و ضخامت آنها کمتر (حدود ۲ متر و کمتر) می‌باشد. فرارفت قائم ناشی از پلوم ورودی به این محیط می‌تواند ضخامت لایه‌های ایجاد شده در ساختار لایه‌ای نیمرخ شوری را ظریف‌تر کند (مثلاً وانگ و همکاران ۲۰۰۰). البته در محیط نیمه‌بسته‌ای مثل خلیج فارس و با توجه به بزرگی وسعت افقی آن سرعت فرارفت قائم باید کمتر از محیط آزمایشگاهی که کاملاً بسته است، باشد.

در آزمایشهایی که در محیط آزمایشگاه انجام و در بخش ۳-۲ ارائه شد، در بعضی پلوم آب شور را وارد "مخزن در حال پرشدن"^۱ و مخزن آزمایشگاهی نمودیم و نمونه آن در شکل‌های ۳-۲-۲، ۳-۲-۳ و ۳-۲-۱۵ ارائه گردید. انرژی در قسمتهای پایین ظرف موجب گسترش مدهای نرمال مربوط به امواج داخلی می‌شود. از کف ظرف به بالا استهلاک انرژی موجب کوچک شدن دامنه حرکات افقی می‌شود. در آزمایشهایی که پلوم آب شیرین به محیط "مخزن" وارد می‌شود (شبه‌سازی ورود رودخانه به دریا) انرژی پلوم متلاطم در ابتدا به قستهای سطحی محیط اثر دارد و بتدریج که به کف مخزن انتقال می‌یابد مستهلک شده و دامنه منحنیها کوچک می‌شود.

در تحقیق بوهرر^۲ (۲۰۰۰) که بر روی دریاچه‌های با محیط چینه‌بندی صورت گرفته است، عامل باد هم بعنوان یک منبع دیگر انرژی در تولید امواج داخلی و ایجاد مدهای نرمال در نظر گرفته شده است. در شکل ۳-۲-۱۶ شبه‌سازی امواج داخلی در "مخزن در حال پرشدن" به کمک وزش باد صورت گرفته است، اگرچه این آزمایش با وسایل در دسترس از دقت بسیار بالایی به علت ایجاد امواج ساکن برخوردار نبود ولی از لحاظ کیفی نشان داد که وزش باد خود یکی دیگر از منابع انرژی در تولید امواج داخلی می‌تواند باشد.

در جدول ۴-۱ خلاصه‌ای از نتایج آزمایشهایی که در محیط آزمایشگاه انجام شده، ارائه گردیده است. مقایسه‌ای بین مدل وانگ و همکاران با اندازه‌گیریهای آزمایشگاه، نشان می‌دهد که تا حد زیادی مدل وانگ با محیط دریایی و واقعی سازگاری دارد. در محاسبات از روابط فصل ۲ مربوط به مدل وانگ استفاده شده است. به عنوان مثال از روابط (۲-۵۴) در محاسبه فرکانس و (۲-۵۷) در محاسبه عدد موج و طول موج استفاده می‌نمائیم.

^۱ filling box

^۲ Boehrer

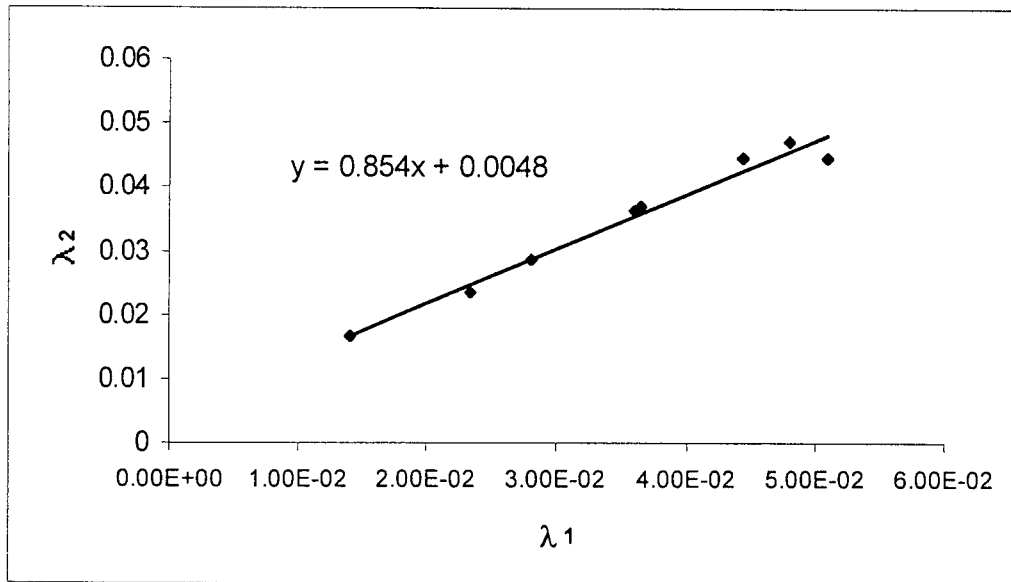
جدول ۴-۱ خلاصه‌ای از آزمایشها و نتایج آنها (در محیط آزمایشگاه)

$m(0)$ m^{-1}	$m(1)$ m^{-1}	$\lambda_2 (m)$	$\lambda_1 (m)$	$H (m)$	γ	Re	$N (s^{-1})$	u (cm/s)	شمارشناوری F	مود نورمال	تاریخ	توضیح
132.9807	1.31E+02	0.047248	4.80E-02	0.08	61.13519	6871.969	0.237784	0.106	4.60E-07	۵	۸۰/۱۱/۱۹	۱
221.1115	2.24E+02	0.028416	2.80E-02	0.057	297.8266	12182.64	0.421545	0.1	1.28E-08	۵	۸۰/۱۱/۱۰	۲
269.1340	2.70E+02	0.023345	2.33E-02	0.05	432.1629	17509.19	0.605855	0.06	3.80E-08	۷	۸۰/۱۰/۱۵	۳
173.5047	1.75E+02	0.036213	3.60E-02	0.067	112.9509	11755.40	0.406762	0.058	1.15E-08	۳	۸۰/۱۰/۲۵	۴
169.6915	1.73E+02	0.037027	3.64E-02	0.068	107.7558	11789.38	0.407937	0.071	1.16E-08	۳	۸۰/۱۱/۰۱	۵
376.1262	4.49E+02	0.016704	1.40E-02	0.04	2116.911	27423.48	0.94891	0.054	1.46E-07	۴	۸۰/۱۱/۰۲	۶
140.8275	1.42E+02	0.044616	4.44E-02	0.077	65.41694	8772.337	0.303541	0.04	1.22E-06	۳	۸۰/۱۱/۰۷	۷
140.8275	1.23E+02	0.044616	5.09E-02	0.077	37.87485	8772.337	0.303541	0.236	1.22E-06	۳	۸۰/۱۱/۰۷	۸

- ۵- پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به مخزن بصورت خطی پر شده
 ۶- پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به مخزن کاملاً چهار لایه‌ای
 ۷- پلوم آب شور با زاویه ۹۰ درجه به مخزن کاملاً پنج لایه‌ای
 ۸- همان آزمایش بالا با $\frac{3}{4}$ طول ظرف فاصله از پلوم آب شور
- ۱- پلوم آب شور با زاویه ۹۰ درجه به مخزن (f.b)
 ۲- پلوم آب شیرین با زاویه ۹۰ درجه به مخزن (f.b)
 ۳- پلوم آب شیرین با زاویه ۴۰ درجه به مخزن (f.b)
 ۴- پلوم آب شیرین با زاویه ۴۵ درجه به مخزن بصورت خطی پر شده

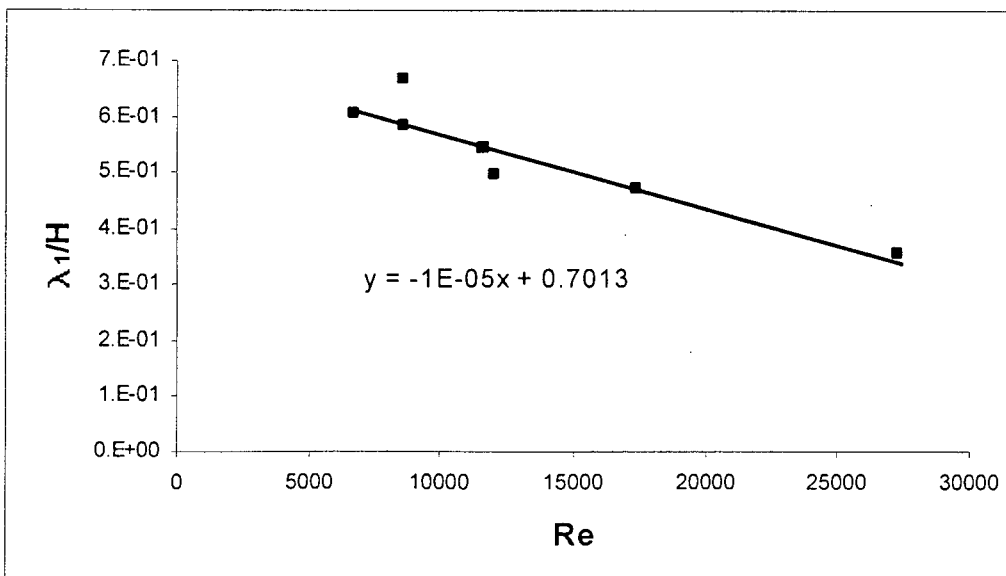
در جدول فوق N فرکانس شناوری، Re عدد رینولدز، γ ضریب استهلاک، H ارتفاع نفوذ پلوم به داخل مخزن، λ_1 طول موج از طریق مشاهده، λ_2 طول موج از طریق محاسبه، $m(1)$ عدد موج از طریق مشاهده و $m(0)$ عدد موج از طریق محاسبه می‌باشند.

با استفاده از جدول ۴-۱ می‌توان نتایج جالبی بدست آورد، به عنوان مثال در شکل ۴-۴ λ_1 (طول موج مشاهده شده) برحسب λ_2 (طول موج محاسبه شده) رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که اختلاف مشاهده و محاسبه بسیار کم است.



شکل ۴-۴ طول موج مشاهده شده برحسب طول موج محاسبه شده

همچنین در آزمایشگاه ضخامت لایه‌ها از مرتبه سانتی‌متر (مثلاً ۴ سانتی‌متر) است. و مدهای نرمال تشکیل شده ۲ تا ۶ می‌باشد. شکل ۴-۵ طول موج بدون بعد شده را بر حسب عدد رینولدز نشان می‌دهد.



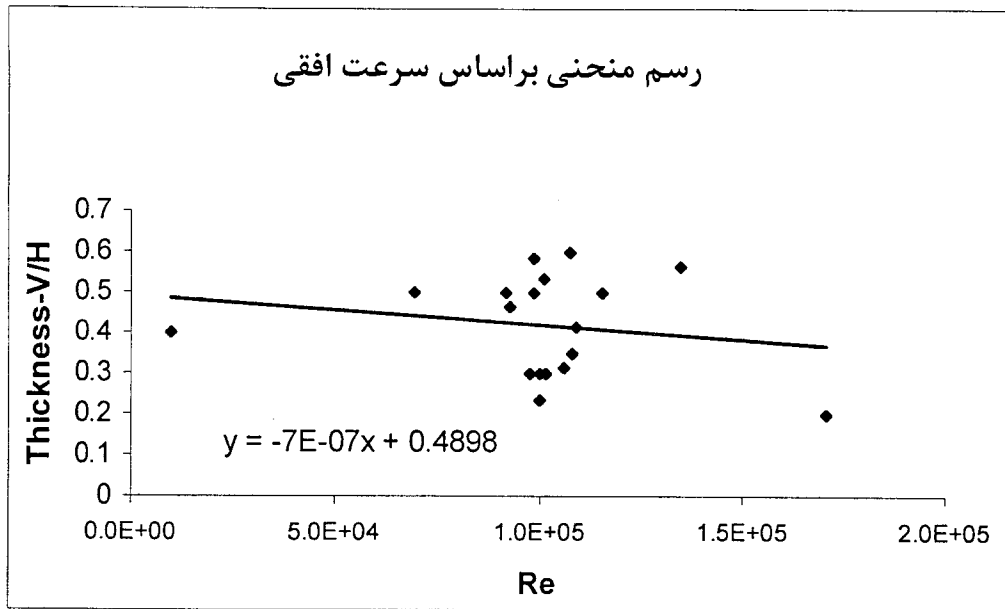
شکل ۴-۵ طول موج بی‌بعد شده برحسب عدد رینولدز

شکل ۴-۵ نشان می‌دهد که با افزایش عدد رینولدز طول موج بدون بعد کاهش می‌یابد. در جدول ۴-۱ مشاهده می‌شود که ارتباط خاصی بین γ و عدد رینولدز وجود ندارد، که احتمالاً به دلیل آزمایشهای کاملاً مجزا از یکدیگر می‌باشد. البته در صورتیکه ضریب استهلاک و طول موج به هم وابستگی داشته باشند، به تحقیق گسترده‌تر و آزمایشهای بیشتری احتیاج است که فقط یک پارامتر تغییر نماید و بقیه عوامل ثابت باشند.

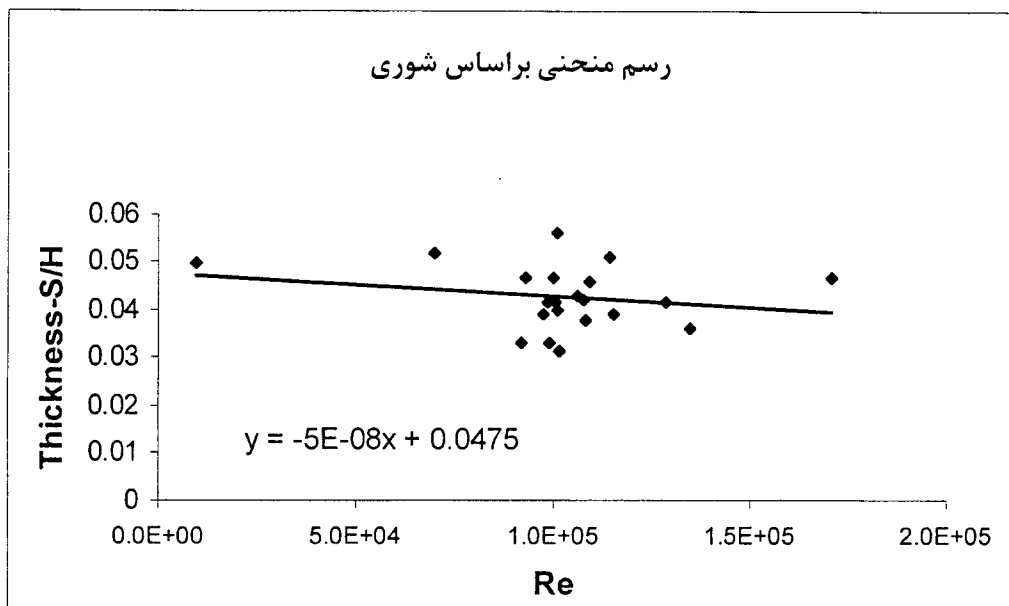
جدول ۴-۲ خلاصه‌ای از اندازه‌گیریها و محاسبات و نتایج آنها را در خلیج فارس نشان می‌دهد. با توجه به اطلاعات جدول ضخامت لایه‌ها با استفاده از منحنی شوری حدود ۱ تا ۲ متر برآورد می‌شود و براساس سرعت افقی بین ۵ تا ۱۰ متر از اعداد معنی‌دار جدول استنباط می‌شود. ضریب استهلاک در این جدول (۴-۲) در مقایسه با اقیانوس‌ها و دریا‌های آزاد قدری بزرگ است که احتمالاً به دلیل کم‌عمق بودن خلیج فارس نسبت به دریا‌های دیگر است. شکل‌های ۴-۶ و ۴-۷ ضخامت بدون بعد شده را برحسب عدد رینولدز نشان می‌دهند.

جدول ۴-۲ خلاصه‌های از اندازه‌گیریها و نتایج آن در خلیج فارس

زمان	طول موج (m) مخاسبانی براساس ثوری	طول موج (m) دیدهبانی براساس ثوری	ضخامت (m) لایه‌ها براساس سرعت افقی	شار شناوری ($m^3 s^{-1}$)	سرعت افقی (cm/s)	فرکانس شناوری s^{-1}	عدد رینولدز	ضخامت براساس منحنی سرعت تقسیم بر عمق	عدد موج براساس منحنی ثوری	ضریب استهلاک
19:30	1.19	1.18	15	127.9045	4	0.012822	115400.7	0.5	5.324733	449012.2
20:30	1.19	1.375	12.5	128.0138	5	0.012118	109062	0.416667	4.569589	257697.6
21:30	1.19	1.14	10.5	128.0829	2	0.012039	108351	0.35	5.511566	548962
22:30	1.19	1.4	7	128.317	2.5	0.011133	100197	0.233333	4.48799	260992.3
23:30	1.19	1.25	9	128.3034	5.3	0.011149	100341	0.3	5.026548	410087.1
00:30	1.19	1.41	6	129.3788	5.5	0.019001	171010.9	0.2	4.45616	148625.9
01:30	1.19	1.69		128.3195		0.011229	101061		3.717861	121860.9
02:30	1.19	1.5	12	128.7309	7.3	0.0011	9896.4	0.4	4.18879	2005175
03:30	1.19	1.4	14	128.6636	7.7	0.010325	92925	0.466667	4.48799	281416.7
04:30	1.19	1.25	15	128.5231	5.9	0.010947	98519.31	0.5	5.026548	417669.9
05:30	1.19	1	17.5	128.5893	5.4	0.011001	99009	0.583333	6.283185	1014659
06:30	1.19	1.18	9	128.5853	2.1	0.010855	97697.79	0.3	5.324733	530373.6
07:30	1.19	1.56	15	128.375	5.9	0.007759	69831	0.5	4.027683	242911.4
08:30	1.19	1	15	128.5699	7.8	0.010219	91971	0.5	6.283185	1092304
09:30	1.19	0.94	9	128.4426	11.1	0.011289	101597.3	0.3	6.68424	1266488
10:30	1.19	1.29	9.5	128.2559	9.1	0.01177	105933.5	0.316667	4.870686	342454.1
11:30	1.19	1.26	18	128.3982	5.9	0.011938	107442.9	0.6	4.986655	370966.5
12:30	1.19	1.2	16	128.4056	8.2	0.011123	101070	0.533333	5.235988	479344.1
13:30	1.19	1.53		128.4518	9.6	0.012673	114053.1		4.106657	160739.2
14:30	1.19	1.08	17	128.4697	5.6	0.01497	134733.8	0.566667	5.817764	548053.7
15:30	1.19	1.25		128.5093		0.01426	128340.6		5.026548	320619.9



شکل ۴-۶ ضخامت بی‌بعد شده برحسب عدد رینولدز براساس سرعت افقی



شکل ۴-۷ ضخامت بی‌بعد شده برحسب عدد رینولدز براساس شوری

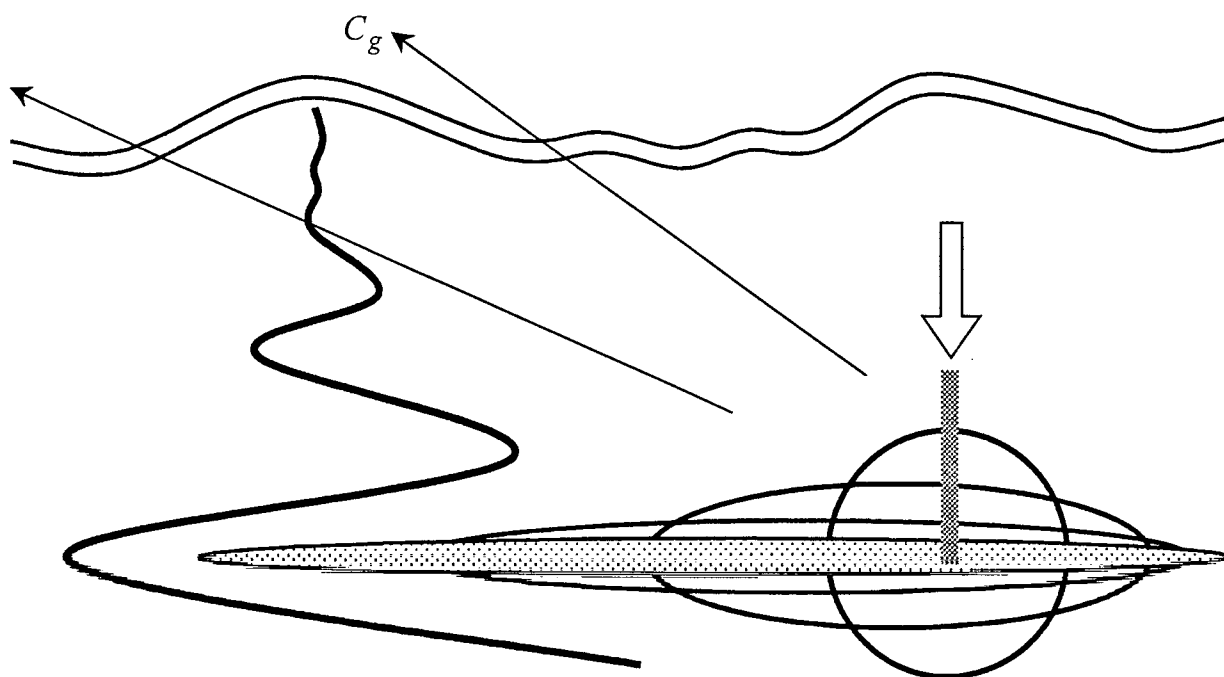
تعداد لایه‌ها در توضیحاتی که برای مجموعه شکل‌های ۳-۱-۱۰ الی ۳-۱-۳۰ (فصل سوم) داده شده، در هر قسمت مشخص نموده‌ایم و حدوداً از ۳ تا ۸ متغیر است. ساختار لایه‌ای نیز عمدتاً در قسمت فوقانی ستون آب مشاهده می‌شود که احتمالاً به دلیل پلوم رودخانه ورودی به منطقه اندازه‌گیری می‌باشد. پایداری ستون آب بویژه در قسمت میانی به دلیل بزرگی عدد ریچاردسون (معمولاً حدود ۵) است.

اگر محاسبات را در خلیج فارس به منظور تعیین طول موج (λ) با استفاده از رابطه (۲-۵۷) و با پهنای کانال تقریبی $B = 12-15 \text{ km}$ (با توجه به تصاویر ماهواره‌ای و تخمین تقریبی پهنای پلومی که از رودخانه‌ها وارد منطقه شمال غربی خلیج فارس می‌شود) انجام دهیم و حاصل را با شکل‌های ۳-۱-۱۰ تا ۳-۱-۳۰ مقایسه نمائیم، نتایج تقریباً مناسبی بدست می‌آید که دلالت بر کاربرد مدل وانگ و همکاران حتی در محیط واقعی دارد. طول موج (λ) حدود دو متر برآورد شده است.

در خلیج فارس محل ورود آب شیرین رودخانه‌ها (شمال غربی خلیج)، ممکن است عامل اصلی ایجاد امواج داخلی ورود آب‌های شیرین و عامل دوم وزش باد در نظر گرفته شود. البته این امر در قسمتهای دیگر خلیج فارس می‌تواند رخ دهد و نیاز به مطالعه بیشتر دارد.

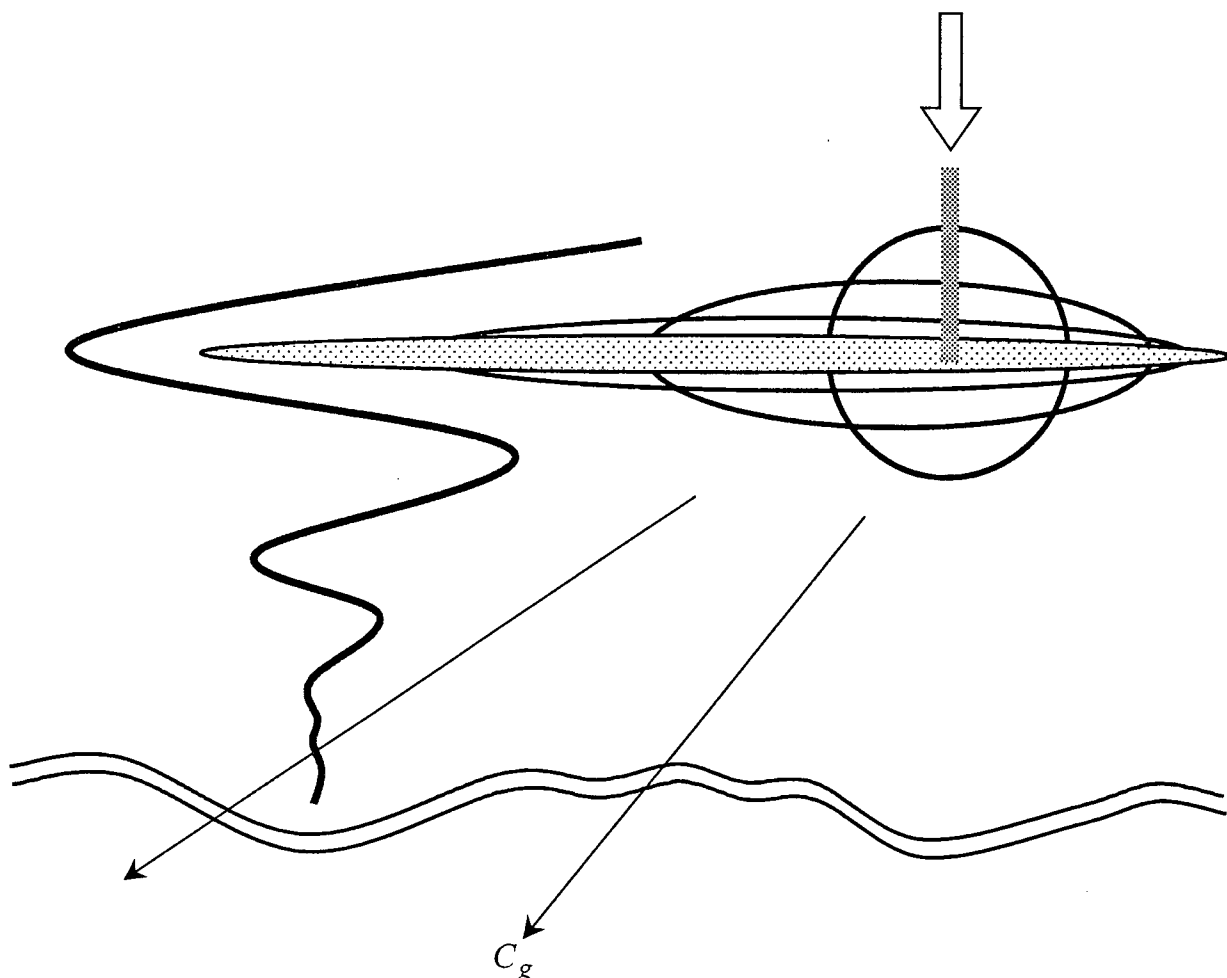
در هر صورت در مدل عددی و همچنین رسم منحنیهای نشان داده شده در شکل‌های ۳-۱-۱۰ تا ۳-۱-۳۰ هر دو عامل (ورود پلوم آب رودخانه و اثر تنش باد) دخیل هستند و تقریباً عوامل اصلی ایجاد مدهای نرمال امواج داخلی در نظر گرفته شده‌اند.

در هنگامی که پلوم آب شیرین به آب شور وارد می‌شود (در آزمایشگاه و همچنین ورود رودخانه به دریا) انرژی بتدریج از سطح به کف منتقل شده و ایجاد امواج داخلی را می‌نماید. به عبارت دیگر انرژی پلوم آب شیرین صرف ایجاد امواج داخلی در داخل شاره می‌شود.



شکل ۴-۸- نمایی از ایجاد امواج داخلی در محیط آزمایشگاه به کمک پلوم آب شور

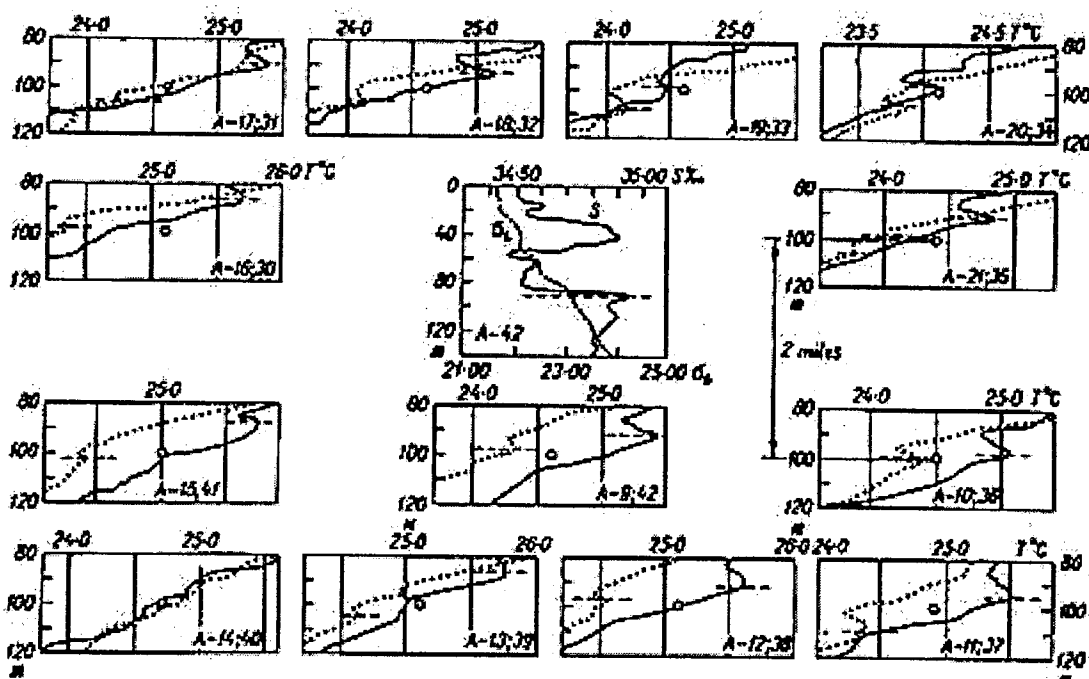
شکل‌های ۴-۸ و ۴-۹ بطور شماتیک نحوه انتشار امواج داخلی به ترتیب در زمانی که منشاء انرژی در نزدیک کف و در نزدیک سطح واقع شده است را نشان می‌دهد.



شکل ۴-۹- نمایشی از ایجاد امواج داخلی در محیط آزمایشگاه به کمک پلوم آب شیرین مشابه امواج داخلی در محیط واقعی توسط پلوم آب شیرین رودخانه

مدهای نرمال امواج داخلی (فرکانس پایین) که توسط پلوم تلاطمی در محیط با لایه‌های چینشی تولید می‌شوند در نهایت منجر به لایه‌بندی کامل محیط خواهند شد.

بمنظور مقایسه نتایج فیزیکی این تحقیق با تحقیقاتی که از گذشته تا کنون انجام گردیده و قبلاً در مقدمه ذکر شده است (شکل‌های ۱-۴ و ۱-۵)، در اینجا یک نمونه دیگر که مربوط به دریای تیمور می‌باشد و وارونگی دما و لایه‌بندی را در ۲۱ و ۲۴ ژانویه ۱۹۷۲ نشان می‌دهد، آورده می‌شود (شکل ۴-۱۰). در این نمونه مراحل توسعه و تغییرات نیمرخ دما بخصوص در اعماق بین ۸۰ تا ۱۲۰ متر و لایه‌بندی حاصل از آن بوضوح دیده می‌شود.



شکل ۴-۱۰ وارونگی دما و لایه‌بندی محیط در دریای تیمور که در ۲۱ ژانویه (نقطه چین) و ۲۴ ژانویه (خط پر) ۱۹۷۲ اندازه‌گیری شده است (فدروف).

در گذشته اکثر محققان به کمک نیمرخ تغییرات دما با عمق لایه‌بندی را مشخص می‌کردند (مثل فدروف). در سالهای اخیر دانشمندان بیشتر با استفاده از خواص دینامیکی مثل نیمرخ سرعت و یا نیمرخ تغییرات شوری به بررسی لایه‌ها پرداخته‌اند (بوهرر و وانگ).

نتیجه گیریها

- ۱- تشکیل مدهای نرمال امواج داخلی و گسترش آنها در محیط آزمایشگاه و محیط واقعی (اندازه گیری میدانی - محاسبات عددی بوسیله حل معادله موج داخلی) همپوشانی و تطابق خوبی را نشان می دهند.
- ۲- همواره برای تشکیل امواج داخلی محیط چینه بندی و یک عامل مولد انرژی (پلوم تلاطمی و یا رودخانه ویا تنش باد) لازم است که در نهایت پس از تولید امواج داخلی به ساختار لایه ای کامل در محیط منجر خواهد شد.
- ۳- در تشکیل امواج داخلی در آزمایشگاه پلوم آب شور موجب تشکیل مدهای نرمال از کف مخزن می شود و در گسترش آن به طرف بالا گرانروی موجب استهلاک آنها خواهد شد.
- ۴- در تشکیل امواج داخلی در آزمایشگاه پلوم آب شیرین موجب تشکیل مدهای نرمال از سطح آب مخزن می شود و در گسترش آن به طرف پایین گرانروی موجب استهلاک آنها خواهد شد.
- ۵- پلوم آب شیرین با زاویه ۴۰ درجه و کمتر نسبت به سطح مایع داخل مخزن در مقایسه با زاویه ۹۰ درجه، موجب سرعت افقی بزرگتر در ساختار مدهای نرمال امواج داخلی در محیط آزمایشگاه می شود.
- ۶- ضخامت لایه ها با استفاده از منحنی سرعت افقی در محیط آزمایشگاه حدوداً ۵ سانتی متر و کمتر برآورد می شود.
- ۷- ضخامت لایه ها با استفاده از منحنی سرعت افقی در محیط واقعی (خلیج فارس) حدوداً بین ۵ الی ۱۰ متر برآورد می شود.
- ۸- ضخامت لایه ها با استفاده از منحنی شوری در محیط واقعی (خلیج فارس) حدوداً ۲ متر برآورد می شود.
- ۹- عامل انرژی تنش باد نیز در تشکیل امواج داخلی به خصوص در مناطق دریایی و اقیانوسی که در مجاورت ورودی رودخانه ها واقع نیستند با اهمیت است. ولی در مناطق مجاور رودخانه ها به علت بزرگتر بودن اندازه حرکت ورودی آب نسبت به هوا خیلی مهمتر است.

- ۱۰- ساختار لایه‌ای عمدتاً در قسمت فرقانی ستون آب مشاهده می‌شود که احتمالاً پلوم رودخانه ورودی به خلیج فارس در ایجاد آن نقش عمده را داراست. تعداد لایه‌ها از ۳ تا ۸ متغیر است و ضخامت آن‌ها بطور متوسط حدود ۲ متر می‌باشد.
- ۱۱- در قسمت نزدیک کف یک لایه نسبتاً آمیخته بویژه در نیمرخ دما مشاهده می‌شود که مربوط به اختلاط شدید جزر و مدی در نزدیک کف است.
- ۱۲- در عمده قسمت‌های ستون آب بویژه در قسمت میانی عدد ریچاردسون (Ri) معمولاً خیلی بیشتر از ۱ (معمولاً حدود ۵) است که نشانگر پایداری ستون آب است.
- ۱۳- به طور موضعی (محلی) در قسمتهایی از نیمرخهای زیگماتی ستون آب ناپایداری استاتیکی مشاهده می‌شود که این نشانگر جریانهای غیرهمچگالی است.
- ۱۴- شبیه‌سازی مدهای نرمال امواج داخلی در "مخزن در حال پرشدن" بوسیله وزش باد به علت ایجاد امواج ساکن و برهم خوردن مدل دو بعدی از دقت کافی برخوردار نیست.
- ۱۵- تحقیقات مشابه دیگری در منطقه ورودی تنگه هرمز به خلیج فارس برای ایجاد امواج داخلی پیشنهاد می‌شود (ورود آب نسبتاً شیرین تر اقیانوس هند به آب نسبتاً شورتر خلیج فارس در اثر کشند).
- ۱۶- تحقیقات مشابه دیگری در منطقه خروجی تنگه هرمز به اقیانوس هند برای ایجاد امواج داخلی پیشنهاد می‌شود (ورود آب نسبتاً شورتر خلیج فارس به آب نسبتاً شیرین تر اقیانوس هند در اثر کشند). البته با توجه به اینکه دریای عمان و اقیانوس هند محیط بسته به حساب نمی‌آیند به تحقیقات بیشتری در این مورد احتیاج است.
- ۱۷- نقش همرفت پخش دوگانه نیز می‌تواند در ایجاد ساختارهای لایه‌ای موثر باشد که خود لازم به مطالعه جداگانه دارد.

References

- 1- Arya, P. 1988, An Introduction to Micrometeorology, AP.
- 2- Baines, W.D. & Turner, I.S. 1969, Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *J. Fluid Mech.* 37,51-80.
- 3- Batchelor, G.K. 1967, An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press, 615pp.
- 4- Bidokhti, A. A. Britter, R. E. 1986, Development of a multilayer density stratified shear flow facility. In Proc of 3rd. Inter, Con. Wind and Water Tunnel Modeling of Atm. Flows and Disp. (P.) Laussan. Swiss.
- 5- Boehrer B., Modal response of a deep stratified lake: western Lake Constance, *J. Geophysical research.* Vol 105, No. c12 pages 28.837-28.845. December 15,2000.
- 6- Bowers. G.G. and Lennon, G. W. 1987, Observation of stratified flow over a bottom gradient in a coastal sea, *Continental Shelf Research*, Vol. 7< No. 9 pp. 1105-1121.
- 7- Bretherton, F.P. 1976, The time-dependent motion due to a cylinder moving in an unbounded rotating or stratified. *J. Fluid Mech.* 28, 545-570.
- 8- Britter, R.E. and Simpson, J. 1981, Dynamics of gravity current head., *J. Fluid Mech.* Vol 120. P 347.
- 9- Cooper, P. & Linden, P.F. 1996, Natural ventilation of an enclosure containing two buoyancy sources. *J. Fluid Mech.* 311, 153-176.
- 10- D'Asaro, E. and Morchead, M.D., 1991, Internal waves and velocity structure in the Arctic Ocean, *J. Geoph Res.* Vol, 96, No. C7 pp. 12725-12758.
- 11- Defant, A. 1961, Internal Waves. In, physical oceanography, vol. 2. New York: Pergamon Press, pp. 517-570.
- 12- Farmer, D.M. and Gemtarich, J. R. 1995, Measurements of temperature Fluctuations in breaking surface waves *J. Phy. Oceanography*, Vol. 26 pp. 816-825.

- 13- Fedrov, F.N., The Thermohaline Finestructure of the Ocean, Translated by D.A. Brown, Ed. J. S. Turner, Vol2, programon Marine Series, 1978.
- 14- Gargett, A. E. and Moum, J. N. 1995, Mixing efficiencies in turbulent tidal fronts: results from direct and indirect measurements of density flux, J. Phy. Oceanography, Vol. 25, pp. 2583-2608.
- 15- Germeles, A.E. 1975, Forced plumes and mixing of liquids in tanks. J. Fluid Mech. 71, part 3, 601-623.
- 16- Gibson, C.H. 1986, Internal waves, fossil turbulence and Composite Ocean microstructure spectrum J. Fluid Mech. Vol 168, pp 80-117.
- 17- Gill, A-G. 1982, Atmospheric-Ocean dynamics, A.P.
- 18- Groen, p. (1948b). Two fundamental theorems on gravity waves in inhomogeneous incompressible fluids.
- 19- Imberger, J., Thompson, R. & Fandry, C. 1976, Selective withdrawal from a finite rectangular tank. J. Fluid Mech. 78,489-512.
- 20- Killworth, P.D. & Turner, J. S. 1982, Plumes with time-varying buoyancy in a confined region. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. 20, 265-291.
- 21- Killworth, P.D. 1977, Mixing on the Weddell Sea continental slope. Deep-Sea Res. 24, 427-448.
- 22- Komori, S. et. al. 1983, Turbulence structure in stably stratified open-channel flow. J. Fluid Mech Vol. 130.
- 23- Krauss, W. (1967). "Interaction between Surface and Internal Waves in Shallow Water;" Navy Electronics Lab. Rept. 1432, 28 pp.
- 24- Lamb, H. 1945, Articles In, Hydrodynamics, 6th ed., New York: Dover Publ. pp. 370-380.
- 25- Lighthill, J. 1978 Waves in fluids. Cambridge University Press, 504 pp.

- 26- Lin, J. T. and Pao, Y. H. 1979, Wakes in stratified fluids. *Ann. Rev. Fluid Mech.* Vol. 11, p.317.
- 27- Linden, P.F. & COOPER, P. 1996, Multiple sources of buoyancy in a naturally ventilated enclosure. *J. Fluid Mech.* 311, 177-192.
- 28- Linden, P.F. 1980, Mixing across a density interface produced by grid turbulence. *J. Fluid mech.* Vol 100 pp. 691-703.
- 29- Manins, P.C. 1976, Intrusion into a stratified fluid. *J. Fluid mech.* 74, 547-560.
- 30- Manins, P.C. 1979, Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *J. Fluid Mech.* 91, 765-781.
- 31- Martin, S. & LONG, R.R. 1968, The slow motion of a flat plate in a viscous stratified fluid. *J. Fluid mech.* 31, 669-88.
- 32- Miles, J. W. 1967, Internal waves in a continuously stratified atmosphere or ocean. *J. Fluid Mech.* 28(2), 305-310.
- 33- Monin, A. S. and Ozmidov, R. V. 1985, *Turbulence in the Ocean* Reidel Pub. Company.
- 34- Monion, A.S. and Ozmidov R.V., *Turbulence in the Ocean*, Translated by L.J. Usina and G.z Ribina, Printed in the Netherlands, 1985.
- 35- Morton, B. R., Taylor, G. I. & Turner, J. S. 1956, Turbulent gravitational convection from, maintained and instantaneous sources. *Proc. R. Soc. Lond. A.* 234, 1-23.
- 36- Ostrovsky, L. A. and Zaborskikh, D.V. 1995, Damping of internal gravity waves by small-scale turbulence, *J. Phy Oceanography*, Vol. 26, pp. 388-398.
- 37- Polzin, K. L., Toole, J. M. and Schmitt, R. W. 1994, Fine scale parameterization of turbulent dissipation *J. Phy. Oceanography*, Vol. 25, pp. 306-328.

- 38- Riley, J., Metcalfe, R. W. and Weissman, M. A. 1981, Direct numerical simulation of homogenous turbulence in density stratified fluids, AIP Conf. Proc. On Non-Linear Properties of Internal Waves No. 79.
- 39- Robert, J. Phy 1975, Internal Gravity Waves in the Ocean, Dekker.
- 40- Roberts, J. 1973, Internal Gravity waves in the Ocean, vol2, printed in the U.S.A.
- 41- Roden, G. 1. 1989, The vertical thermohaline structure in Argentine Basin, J. Geoph. Res. Vol 94, C1 p8772.
- 42- Ruddick, B.R. & Shirtcliffe, T. G. L. 1979, Data for double diffusers: physical properties of aqueous salt-sugar solutions. Deep-Sea Res. 26, 775-787.
- 43- Sherman, J. T. and Davis, R. E. 1995, Observations of temperature microstructure in Nater, J. Phy. Oceanography, Vol. 25, pp. 1913-1929.
- 44- Stillinger, D. C., Helland, K. N. and Van Atta, C. W. 1983. Experiments of transition of homogeneous turbulence of internal waves in stratified fluid, J. Fluid Mech. Vol 131, p. 91.
- 45- Tennekes, H. and Lumely J. L. 1972, A first course in turbulence, MIT Press.
- 46- Thorpe, S. A. 1973, Turbulence in stable stratified fluids, A rev. Lab. Experiments, Boundary Layer Met. Vol. 5, pp. 95-119.
- 47- Turner, J.S. 1973, Buoyancy effects in fluids. Cambridge University Press, 368 pp.
- 48- Turner, J.S. 1980, Differentiation and layering in magma chambers. Nature 285, 213- 215.
- 49- Turner, J.S. 1986, Turbulent entrainment the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. J. Fluid Mech. 173, 431-471.
- 50- Turner, J.S. 1997, G. I. Taylor in his later years. Annu. Rev. Fluid Mech. 29, 1-25.
- 51- Wong, A.B.D., Griffiths, R.W. and Hughes, G.O., Shear layers driven by turbulent plumes, J. Fluid Mech., 434 2001, 209-244.

- 52- Worster, M.G. & Huppert, H. E. 1982 Time-dependent density profiles in a filling box. *J. Fluid Mech.* 132, 457-466.
- 53- Wu, J. 1969, Mixed region collapse with internal wave generation in a density stratified medium, *J. Fluid Mech.* Vol-35, p. 531-544.
- 54- Yamazaki, H. 1995, An observation of gravitational collapse caused by turbulent mixing, *J. Phy. Oceanography*, Vol. 26. pp. 825-831.
- 55- Yih, C. -S. 1960, Gravity waves in a stratified fluid. *J. Fluid Mech.* 8, 481-508.
- 56- You, Y. 1995, Salinity variability and its role in barrier-layer formation during Toga-coare. *J. Phy oceanography*, vol. 25, pp. 2778-2807.

Abstract

Small Scale Turbulence and Mixing in Semi-enclosed Seas (Persian Gulf)

Turbulence and internal waves are probably important in generating layered structures in frontal region of marine environments (e.g. near river plumes outflow into the sea).

Here we investigate the role of normal modes of internal waves in generation of layered structure in a part of Persian Gulf where river plume enters and in some laboratory experiments.

The model prediction and observations show that layers so formed have a thickness of about 2m based on salinity variations with depth, but layers (about 5m) based on horizontal velocity profiles.

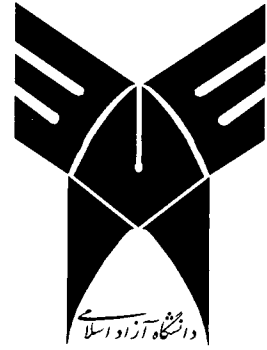
Laboratory experiments with a plume outflow in a Filling Box profile also generate normal mode layered structure with $\lambda/H = 0.5$ (where λ is layer thickness and H is the plume depth). In these experiments as Re of the flow is smaller than the Re of field flow. The normal modes are substantially dissipated with depth.

Typical values of dissipation factor is about $O(100)$. This factor for field observation is $O(10)$ which is still substantial.

Qualitative comparison between layered structure in field and laboratory is good.

It should be emphasized that field observation is for semi-enclosed seas but the laboratory experiments are for enclosed region. Hence some of the discrepancies in the results of two cases are inevitable.

Layered structures in marine environments are also produced by double diffusive convection. In this region this should be studied separately.



**ISLAMIC AZAD UNIVERSITY
SCIENCE AND RESEARCH CENTER**

Ph.D. THESIS IN PHYSICAL OCEANOGRAPHY

**RESEARCH TITLE:
SMALL SCALE TURBULENCE AND MIXING
IN SEMI-ENCLOSED SEAS
(PERSIAN GULF)**

**SUPERVISOR:
Dr. A. A. BIDOKHTI**

**PREPARED BY:
S. EGHTESEADI**

SEPTEMBER 2002