Лабораторное моделирование физических процессов в океане

Андрей Георгиевич Зацепин, д.ф.-м.н., Зав. Лабораторией экспериментальной физики океана, ИОРАН (zatsepin@ocean.ru)

Курс лекций для студентов 3 курса МФТИ, кафедра термогидромеханики океана

Москва, 2019

Лекция №1. Введение в предмет

Метод лабораторного экспериментального изучения природных явлений и процессов - один из старейших в естествознании. К нему прибегают в тех случаях, когда хотят узнать что-то полезное о природе, в данном случае, об океане не покидая стен лаборатории. В океанологии он применяется, по меньшей мере, с 17-ого века, с тех пор как Марсилли воспроизвел водообмен через пролив Босфор, раздвинув перегородку в дубовом ящике, разделявшую пресную и соленую воды (Marsilli, 1681).

Несколько подходов при лабораторном моделировании: а) воспроизведение мелкомасштабных процессов (пограничный слой вблизи границы вода-воздух, турбулентность в стратифицированной жидкости, дифференциально-диффузионная конвекция и пр.);

б) моделирование с использованием критериев подобия (воспроизведение баланса действующих сил);

в) эксперименты для проверки гидродинамических теорий – аналитических и численных моделей или для физической интерпретации наблюдений в океане;

г) «абстрактные» эксперименты (проверка интуиции)

Приблизительное содержание курса лекций «Лабораторное моделирование (ЛМ)»

Цель курса – ознакомление с фундаментальными физическими процессами в океане путем их воспроизведения/моделирования в лабораторных бассейнах (L_{ocean}>>L_{lab} ≈ 10 -10² см). Физ. особенности океанской среды – стратификация вод и влияние вращения Земли

Будут рассмотрены четыре основных группы экспериментов:

- 1) Однородная невращающаяся жидкость (свободная и вынужденная конвекция);
- Стратифицированная невращающаяся жидкость СЖ (формирования квазиоднородных пограничных слоев, турбулентность в СЖ, интрузионные процессы, дифференциально-диффузионная конвекция и др.);
- Однородная вращающаяся жидкость (глубокая конвекция, экмановский пограничный слой, вихри-интрузии, сохранение потенциального вихря) топографический бета-эффект, дрейф вихрей, западная интенсификация течений и др.)
- 4) Стратифицированная вращающаяся жидкость (бароклинные вихри и течения, внутритермоклинные линзы, ЛМ динамики Черного моря).

Моделирование с использованием критериев подобия (воспроизведение отношений действующих сил)

Как найти отношения действующих сил:

1) из уравнений: пример – двумерное течение вязкой жидкости в длинном канале (рис.1)

Рис.1

\bigcup, μ, ρ, H

(1),

 $\partial u/\partial t + u \partial u/\partial x = -1/\rho \partial p/\partial x + v \partial^2 u/\partial z^2$

где v = μ/ρ – кинематическая вязкость.

Обезразмерим уравнение (1), используя вышеуказанные

размерные параметры.

Получим: **u = u'*U, t = t'*H/U, x = x'*H, p = p'*pU2, z = z'*H.** Подставляя в (1), получим уравнение в безразмерных

переменных :

 $\partial \mathbf{u}'/\partial \mathbf{t}' + \mathbf{u}'\partial \mathbf{u}'/\partial \mathbf{x}' = - \partial \mathbf{p}'/\partial \mathbf{x}' + 1/\text{Re}\partial 2\mathbf{u}'/\partial \mathbf{z}' \mathbf{2}$ (2),

где **Re = U*H/v** – число Рейнольдса.

Если стоит задача экспериментально определить профиль скорости течения в канале **u(z)** при произвольных значениях размерных параметров, то задача определения сводится к определению **u'(z')** всего от 2-х параметров: **z/H и Re**.

Теория подобия, Рі – теорема

Выполняя физическое исследование мы пытаемся найти соотношения между величинами, характеризующими изучаемое явление.

Пусть определяемая величина

$$a = f(a_1, ..., a_k, b_1, ..., b_m)$$
 (3),

 $a_1, ..., a_k, b_1, ..., b_m -$ управляющие размерные параметры.

Здесь **a**₁,**a**_k - с независимыми размерностями, а **b**₁, ...**b**_m – с зависимыми, причем: **[a] = [a**₁]^p**[a**_k]^r , **[b**₁] = **[a**₁]^{p1}....**[a**_k]^{r1}, ... **[b**_m] = **[a**₁]^{pm}....**[a**_k]^{rm.} В этом случае соотношение (3) эквивалентно

соотношению:

 $P = F (P_1, ..., P_m) (4),$

где $\mathbf{P} = \mathbf{a}/(a_1^p \dots a_k^r), \mathbf{P}_1 = \mathbf{b}_1/(a_1^{p1} \dots a_k^{r1}), \mathbf{P}_m = \mathbf{b}_m/(a_1^{pm} \dots a_k^{rm}) - \mathbf{b}_m$

безразмерные управляющие параметры.

Если **k+m=n**, то после обезразмеривания число управляющих параметров становится равными **n-k**, т.е., сокращается. Вернемся к задаче о течении вязкой жидкости в канале:

$$u = f(U, v, H, z)$$
 (5).

Из 4-х размерных параметров только 2 имеют независимую размерность: [см] и [с].

Поэтому соотношение (5) может быть представлено в безразмерном виде:

```
u/U = F(Re, z/H) (6).
```

Число переменных сократилось вдвое!

Автомодельность, степенные законы

В большом числе случаев число управляющих безразмерных параметров в соотношении (4) удается сократить, разделив эти параметры на физически важные и «не важные»:

 $P = F (P_1, ..., P_l, ..., P_m)$ (5).

Здесь Р₁, ...Р_I относится к первой группе, а Р_{I+1} ,... Р_m-ко второй.

- Это разделение можно сделать в случае, если каждый из параметров Р_{I+1},... Р_m либо мал, либо велик, а функция F стремиться к конечному пределу при стремлении соответствующего параметра из второй группы либо к нулю, либо к бесконечности.
- При таких условиях соотношение (5) можно можно переписать в виде:

 $P = F_1(P_1, ..., P_l)$ (6).

В таких случаях говорят, что по параметрам P_{I+1},... P_m

имеется полная автомодельность.

Рассмотрим эксперимент, приписываемый Галилею, по бросанию камней с башни. Результатом этого эксперимента явилось установление закона равноускоренного движения:

V = gt(7).

Это пример автомодельной зависимости. Но при каких условиях он выполняется?

V = f (g, t, m, ρ, d, Cd).

Здесь **m**–масса камня, **d**-его диаметр, **р** -плотн. возд., **Cd** - коэфф. сопрот.(безразм.) Параметров с независимой размерностью - **k=3** (см, с, г). Всего - **n = 5.**

$V/gt = F(\rho C_d d^2 gt^2)/m, m/(1/6\rho \pi d^3)$

- зависимость в общем виде.
- Поскольку m/(1/6ρπd³) >> 1 (плотность камня на неск. порядков больше плотн. воздуха) можно полагать, что по этому параметру имеется полная автомодельность.
- Если рC_dd²gt²)/m <<1, то и по этому параметру полагаем полную автомодельность. Тогда F ≈ const и выполняется закон равноускоренного движения:

V ~ gt .

Степенные законы управляют миром!

Лекции №2, 3. Свободная и вынужденная конвекция, пограничный слой на границе раздела вода-воздух, (воспроизведение природного явления в лаб. условиях)

Свободная тепловая конвекция (Релей, 1916). Рассмотрим плоский слой, заполненный теплопроводной жидкостью. Верхняя стенка имеет температуру Т, нижняя: T+ Δ T.



Тепло переносится от нижней к верхней стенке одним из двух механизмов: 1) молекулярная теплопроводность; 2) свободная конвекция. Первый механизм работает, как правило, в очень тонких слоях, второй же – в толстых, например – в океане. Какой безразмерный параметр управляет переходом от молекулярного к конвективному механизму переноса? Таким параметром может быть отношение масштабов времени кондуктивного и конвективного теплообмена: t_d/t_c. Если t_d/t_c >>1, то доминирует конвекция.

Масштаб кондуктивного времени определяется решением уравнения теплопроводности: $\mathbf{t}_d \approx \mathbf{H}^2/\mathbf{k}$.

Масштаб конвективного времени может быть найден с помощью уравнения вязкого движения: δ³g Δρ/ρ ≈ νδ**w.**

Получаем: $\mathbf{t_c} = \mathbf{H}/\mathbf{w} \approx \nu \mathbf{H}/\delta^2 \mathbf{g} \Delta \rho / \rho \approx \nu / \mathbf{H} \mathbf{g} \Delta \rho / \rho$ (при $\delta = \mathbf{H}$).

Тогда: **t**_d/**t**_c ≈ **g**(Δρ/ρ)H³/**k**ν = **Ra** – число Релея. При **Ra** > **Ra**_{cr}>> 1 осуществляется режим конвективного обмена. Релей (1916) теоретически нашел критическое значение **Racr= 657**.

Закономерности свободной конвекции

Основной проблемой в задаче Релея являлось определение потока тепла **Q** = *ρc*_{*p*}*q*, где *ρ* – плотность жидкости, *c*_{*p*} – ее удельная теплоемкость, а *q* = *K*∆*T/H* – «температурный» поток, причем *K* – эффективный коэффициент обмена, характеризующий процесс конвекции.

Считая, что **р** и **с**_р – константы, рассмотрим зависимость **q** от управляющих размерных параметров задачи.

$$q = f(g', H, v, k, \Delta T)$$
 (8),

где **g**' = $g\Delta\rho/\rho$ = $g\alpha\Delta T$ – редуцированное гравитационное ускорение, α - к-т термического расширения (для воды при комнатной температуре: α ≈ 2*10⁻⁴ (°С)-1). В (8) только 3 из управляющих параметров имеют независимую размерность (см, с и °С). Т.о., в безразмерном виде «температурный» поток **qH/k**Δ**T = Nu** должен определяться функцией двух безразмерных параметров: $g'H^3/kv = Ra; v/k = Pr$.

Nu = F(Ra, Pr) (9).

Здесь безразмерный «температурный» поток, называемый числом Нуссельта **Nu = qH/k**∆**T = K/k** является отношением эффективного коэффициента обмена теплом к молекулярному.

Поскольку в определенной жидкости (напр., в воде) при незначительно изменяющейся средней тем-ре **v** и **k** близки к константам, основная зависимость есть:

Nu = F(Ra).

Ее удается определить из соображения о том, что при развитой конвекции (**Ra >> Ra_{cr})**, безразмерный температурный поток не зависит от **H.** Это соображение основывается на наблюдении того, что зоны температурного перепада сосредоточены в тонких пограничных слоях у пластин (**H** >> δ , где δ - толщина погранслоя), а центральная часть слоя характеризуется квазиоднородным распределением температуры и ее толщину можно сократить или растянуть без влияния на поток тепла между стенками. Отсюда следует, что:

Nu = CRa^{1/3} (10), a q = C(
$$g\alpha k^2/v$$
)^{1/3} $\Delta T^{4/3}$ (11)

Эти зависимости проверялись экспериментально в широком диапазоне изменения **Ra** (10⁵ – 10⁹).

Термический погранслой океана и первичные масштабы конвекции



Тепловой баланс на поверхности океана:

атмосфера

 $q_{\Sigma} = q_{s} + q_{e} + q_{r} + q_{T} = q_{s} + q_{0}$.

Здесь **q**_Σ - суммарный тепловой поток, **q**_r – длинноволновое восход. излуч., **q**_e – поток тепла за счет испарен., **q**_T – контактный теплообмен. В зависимости от знака **q**_Σ в океане может наблюдаться либо холодный, либо теплый погрангслой. Теплый пограничный слой – устойчивый (гидростатический). При прогреве сверху и в отсутствии турбулентного перемешивания профиль температуры развивается во времени как в твердом теле и он определяется из уравнения теплопроводности:

$$\partial T/\partial t = k \partial^2 T/\partial z^2$$
 (12).

Решение этого уравнения при условии, что приток тепла через свободную поверхность $q_{\Sigma} = k \partial T(0, t) / \partial z = const$ и $T(z,0) = T(\infty, t) = T_w$ выражается в виде:

где **erfc**ξ – интеграл ошибок, ξ **= z/2(kt)**^{1/2} – универсальная переменная, определяющая продвижение тепловой волны, а **(k/4t)**^{1/2}-масштаб ее скорости.

Как уже было отмечено ранее, масштаб времени кондуктивного прогрева $\mathbf{t}_d = \mathbf{z}^2/4\mathbf{k}$. Т.о., скорость кондуктивного прогрева (охлаждения) быстро уменьшается с ростом глубины. Это играет важную роль при переходе от кондуктивного режима к конвективному в задаче Релея. Холодный пограничный слой – неустойчивый. Градиент температуры наблюдается в тонком приповерхностном слое, ниже которого образуются термики и происходит конвективное перемешивание

Лабораторные эксперименты по исследованию теплого и холодного погранслоев у границы раздела вода воздух, процессов свободной и вынужденной (ветровой) конвекции

Рис. 4 Схема лабораторной установки.

Условные обозначения: 1 - вентилятор; 2 - труба для создания равномерного потока воздуха над поверхностью воды ($\ell \approx$ 1,5 м); 3 - психрометр Ассмана; 4 - бассейн; 5 -



теплоизоляция; 6 - термодатчик; 7 - кронштейн; 8 - микрометрический винт.

Задачи эксперимента

1. Проверка закона

Nu = CRa^{1/3} или ∆T₀ = C^{-3/4}(gαk²/v)^{-1/4}q^{3/4};

- 2. Оценка толщины погранслоя и первичных простврем. масштабов свободн. конвекции;
- Установление закономерностей вынужденной конвекции и критериев перехода от свободной к вынужденной конвекции

Теплый пограничный слой



Холодный пограничный слой (1)



Рис. 6. Вертикальные профили температуры при охлаждении воды с поверхности

Холодный пограничный слой (2)



Рис. 7. Аналоговые записи флуктуаций температуры в условиях свободной конвекции ($q_z = -0,167 \frac{\kappa a \pi}{2}$): а) на уровне Z = 0,2 мм; б) на уровне Z = 3,1 мм.

Черты свободной конвекции (теневые изображения)

а) Вид сверху H=1см; Ra=2*10⁴

2 см





Эксперименты в бассейне из оргстекла 20*20*20 см с пенопластовой изоляцией на боковых стенках

Проверка зависимости **Nu = CRa^{1/3},** оценка толщины термического погранслоя и времени перемежаемости свободной конвекции

 $\Delta T_0 = C^{-3/4} (g \alpha k^2 / v)^{-1/4} q^{3/4}$ (Nu = CRa^{1/3}), где $C \approx 0.20$ -0.25.



1 Рис. 8. Зависимость $N_{LL} \cdot R_{CL} = f(R_{CL})$ в логарифмическом масштабе: сплошная линия соответствует уравнению регрес сии

$$lg(NURa) = -0,607 + + 1,33 lgRa,$$

пунктир соответствует измерениям Катсарос и др. (1977) (прямая экстраполирована нами для области малых <u>А</u>Т_о и $\mathcal{Q}_{\mathcal{I}}$). Считая, что в термическом погранслое толщиной δ_0 и перепадом т-ры ΔT_0 теплообмен происходит в кондуктивном режиме, имеем:

$$Nu = q\delta_0 / k\Delta T_0 = 1$$
 (14).

Воспользовавшись связью между ΔT_0 и **q**, получим:

$$\delta_0 = \mathbf{k} \Delta \mathbf{T}_0 / \mathbf{q} = (\mathbf{C}^3 \mathbf{g} \alpha / \mathbf{k}^2 \mathbf{v})^{-1/4} \mathbf{q}^{-1/4}$$
(15).

Полагая, что пограничный слой периодически

обрушивается и снова нарастает кондуктивным образом, получим оценку перемежаемости конвекции:

$$t_d = \delta_0^2 / 4k = 0.25 C^{-3/2} (v/g \alpha q)^{1/2}$$
 (16).

Вертикальная скорость термиков

Будем считать бассейн глубоким и рассматривать конвективное движение в области $H >> z >> \delta_0$, т.е. вдали от дна и от поверхностного пограничного слоя. Тогда можно полагать, что скорость вертикального конвективного движения **w** не зависит от молекулярных констант (**k**, **v**) и определяется потоком плавучести **B** = g α q и вертикальной координатой **z**. Тогда из соображений размерности имеем: **w** ~ (**Bz**)^{1/3} (17).



Неустойчивость Релея-Тейлора и иерархия масштабов конвекции

В природе и технике возникают ситуации когда слой более плотной жидкости толщиной h оказывается над слоем менее плотной, причем Ra_h>>Ra_{crit}. В этом случае развивается «бурная» конвективная неустойчивость, которая моделировалась в переворачивавшемся плоском бассейне (120*60*2 см³). На дно этого бассейна, заполненного пресной водой, заливался слой подкрашенной соленой воды толщиной h. Верх этого бассейна закрывался герметичной крышкой, а заполнялся он полностью (воздух отсутствовал). После этого он быстро переворачивался на 180⁰ вокруг продольной оси. Слой более соленой воды оказывался над более пресной и развивалась конвекция (рис.9).

Эксперимент в переворачивающемся бассейне



Рис. 4.15. Развитие конвективного движения при начальном дефиците плаву-рименты С. Н. Дикарева и А. Г. Зацепина [42]. Рис. 9.

s) t = 40c; s) t = 54c.

Конвекция Р-Т, иерархия масштабов движения (продолжение)



Рис. 10 Средняя глубина проникновения конвективных элементов \overline{h} (см) в зависимости от времени t (c) при $I_0 \simeq 0.5$ см²·с⁻² (1) и 12 см²·с⁻² (2)

Рис. 11)тносительная перемежаемость конвективных элементов в зависимости от средней глубины проникновения конвекции при $I_0 \simeq 0.5$ см²·с⁻² (1) и 12 см²·с⁻² (2)

Пренебрегая влиянием молекулярных констант (**k**, **v**) на движение, можно полагать,что скорость распространения фронта конвекции **w** определяется параметрами **l**₀ и **z**, где **l**₀ = **g**α**h**₀ – начальный запас плавучести в слое **h**₀. Из соображений размерности:

 $w = C_1(I_0)^{1/2}$.

Однако из анализа представленных на рис.10 данных следует, что **С**₁ – не константа. Скорее всего из за узости бассейна влиянием трения пренебр. нельзя и

$$C_1 = C_{10} Re$$
, где $Re = I_0^{1/2} d_0 / v$ (18).

Эти соображения нуждаются в проверке.

Из рис.11 можно заключить, что укрупнение конвективных элементов происходит скачками.

Это соответствует гипотезе Скворцова (1944) о формировании вторичных (турбулентных) погранслоев (**h**₁, **h**₂..), их неустойч. и образован. нов. яруса конв. с масшт.

эл-тов λ≈ (h₁, h₂..).

Вынужденная конвекция

Вынужденная конвекция происходит под влиянием ветрового обдува водной поверхности, когда в приповерхностном слое толщиной δ_1 генерируется сдвиговое течение неустойчивость которого порождает турбулентное перемешивание, осуществляющее вертикальный обмен теплом более эффективно, чем свободная конвекция.
Ветровое воздействие на водный слой удобно характеризовать турбулентным напряжением трения

$$\tau_a = \rho_a \langle \mathbf{u}' \mathbf{w}' \rangle = \rho_a C_d u_a^2$$
(19),

где ρ**a** ≈ 1.3*10-3 г/см3 – плотность возд., **u', w'** – пульсационные комп. скорости ветра (гориз. и верт., соотв.), **u**_a – скорость ветра вдали от поверхности, **C**_d- к-т сопротивл. водн. пов-ти. Приповерхн. слой воды где формируется сдвиг. течение можно характеризовать напряжением трения τ_w = ρ_wu^{*2}, где ρ_w – плотность воды, **u***- динамическая скор/ трения в воде. Из условия непрерывности передачи импульса из воздуха в воду τ_a= τ_w и, используя (19), получим:

$$u^* = (\rho_a C_d / \rho_w)^{1/2} u_a$$
 (20).

В приповерхностном водном слое сдвигового течения существует вязкий подслой толщиной δ₁, в котором импульс передается благодаря молекулярной вязкости **v**. Этот слой аналогичен приповерхностному слою молекулярной теплопроводности толщиной δ₀ в условиях свободной конвекции.



Поток тепла через гр. разд. вода-возд.: $\mathbf{q} \approx \mathbf{k} \Delta \mathbf{T}_0 / \delta_1$ Гипотеза: δ₁ ≈ **v/u***. Тогда $\Delta T_0 = C_2 qv/ku^* = C_3 Pr(q/u_a)$ (21), где **Pr = v/k ≈7** – число Прандтля. При $\delta_1 >> \delta_0$ реализуется свобная конвекция, при $\delta_1 << \delta_0$ – вынужденная. Переход осуществляется при $\delta_1 \leq \delta_0$, т.е., при **u**_a≥ **u**_{acrit}. Задача эксперимнта - проверить (21) и найти u_{acrit}

Экспериментальные исследования вынужденной конвекции



Рис. 12. Зависимость $\Delta T_0 = \mathcal{F}(q_{\Sigma})$ в режиме вынужденно конвекции при различных скоростях ветра над поверхностьк воды в бассейне: $A(0) - \mathcal{U}_0 = 0,7$ м/сек; $\overline{b}(x) - \mathcal{U}_0 = 1,2$ м/сек; $B(\Delta) - \mathcal{U}_0 = 1,8$ м/сек.

Q Kan/cm2MHH

Рис. 13. Отношение реально измеренного перепада температуры в холодном погранслое к рассчитанному для условий свободной конвекции при данном потоке тепла через границу раздела в зависимости от скорости ветра Проникающая конвекция и ее роль в формировании верхнего квазиоднородного слоя (ВКС)

Обычно конвекция происходит не в однородном, а в стратифицированном океане. В теплый сезон года океан прогревается сверху и в его верхней части (10-100м) образуется устойчивое распределение температуры. Волноветровое перемешивание и выхолаживание (суточное, сезонное) приводят к формированию ВКС. В свою очередь, характеристики ВКС (температура, толщина) влияют на процессы взаимодействия океана и атмосферы. Закономерности формирования ВКС исследовались в лабораторных условиях.

Схема лабораторного эксперимента



Рис. 14. Схематическое изображение установки.

- теплоизолированный бассейн, 2 термистор,
- з мотор с редуктором, 4 точечный источник света,
- 5 система линз, 6 экран, 7 кино или фотоаппарат.

Формирование ВКС при развитии проникающей термической конвекции в линейно-стратифицированном по температуре



 $\begin{array}{l} h(t)\partial T/\partial t = q = const \ (22) \\ \partial T/\partial t = \ (\partial T/\partial z)(\partial z/\partial t) = -G(\partial h/\partial t) \ (23) \end{array}$

 $h(t) - h(0) = (2qt/G)^{1/2} (24)$

Эта ф-ла позволяет оценивать глубину конвективного ВКС в условиях отсутствия турбулентного вовлечения (ТВ) жидкости из стратифицированного слоя в однородный.

Какой вклад в h(t) дает вовлечение? Можно показать, что с учетом TB h(t) – h(0) = $(1+(RC)^{1/2}(2qt/G)^{1/2}(25))$, где R – к-т вовлечения, C \approx 2. К-т вовлечения определяется уравнием: dU/dt = R(E-F) (26), где dU/dt –скорость изм. потенц энерг. стратиф., E – кин.эн турб. на нижн. гр. ВКС, F – унос энергии внутр. волнами.

Рис. 15. зменение вертикальных профилей температуры со временем. u - исходный профиль,1,2,3,4,5,6,7 - соответственно через 0,5; 2; 6; 13; 25,;38; 58 мин после начала конвекции. $Q_{D} = 6,2 \ 10^{-3} \text{кал/}$ см сек, $\left(\frac{dT}{dX}\right)_{0} = 0,42$ град/см.

Экспериментальная оценка коэффициента вовлечения



Рис. 16. Теневое изображение проникающей конвекции (**G** = 0.42 °C/см, **q** = 6.2*10⁻³ °C см/с)

Свободная конвекция создает очень маленькое турбулентное вовлечение!

Лекция №4. Методы создания стратификации. Турбулентное вовлечение в СЖ

Устойчивая плотностная стратификация в лаб. бассейне может быть температурной, соленостной, сахарной и т.д., а также многокомпонентной. Стратификацию можно создавать неск. способами. Первый способ – послойный залив. Сначала в бассейн заливается слой наименее плотной заливается (соленой) воды. Затем снизу аккуратно следующий слой более соленой воды и т.д. Т.о. можно создать ряд слоев разн. толщины. Если требуется создать линейную стратификацию (ЛС - пост. град. солености) можно сначала создать слоистую систему. Через интервал времени H²/4k >>t>>t_d = h²/4k, где h – начальная толщина каждого слоя, а H – общая толщина СЖ, из-за молекулярной диффузии стратификация из слоистой превратится в линейную, за исключением верхнего и нижнего погранслоев (рис. 18). Более быстрый способ созд. ЛС – двухбаковый метод (рис.19).



в линейную из-за молекулярной диффузии

Моделирование процесса формирования ВКС в океане вследствие турбулентного перемешивания

При практически повсеместном наличии устойчивой плотностной стратификации вод океана характерной его особенностью является образование верхнего квазиоднородного слоя (ВКС). Этот слой образуется в результате либо конвективного, либо турбулентного перемешивания, поддерживаемого напряжениями сдвига скорости и обрушением поверхностных волн (волноветровой турбулентностью), а иногда – совместным действием конвективного и турбулентного перемешивания.

- В лабораторных условиях процесс развития ВКС из-за турбулентного перемешивания моделировался двумя способами:
- А) с помощью вертикально колеблющихся решеток;
- Б) путем создания на поверхности тангенциального сдвига скорости (ветром, дифференциально вращающимся кольцевым диском в кольцевом сосуде).
- Мы рассмотрим результаты обоих типов экспериментов и применим полученные из этих экспериментов зависимости для описания закономерностей развития ВКС в Черном море в результате штормового

Перемешивание с помощью колеблющихся решеток



Рис. 20 Схема экспериментального бака с перемешивающей решеткой (a) и распределение плотности по вертикали, создаваемое перемешиванием (б): 1 — перемешанный турбулентный слой легкой жидкости, 2 — граница раздела, 3 — устойчивый слой тяжелой жидкости. Перемешивание с помощью колеблющихся решеток (1)

В экспериментах выполненных Тернером (1968) и его последователями было установлено, что под действием турбулентного перемешивания генерируемого колеблющейся решеткой в верхнем слое, его толщина увеличивается со временем за счет турбулентного вовлечения жидкости из нижнего слоя, причем скорость заглубления плотностной границы раздела (скорость турбулентного вовлечения – TB) $w_e = dh/dt$ определяется следующей безразмерной зависимостью: $w_e/u = f(Ri_0, Pe)$, где $Ri_0 = g'I/u^2 - число Ричардсона, Pe = uI/k - число Пекле,$ причем **u** – среднеквадратичная скорость турбулентных пульсаций в верхнем слое у плотностной границы, **l** – интегральный масштаб турбулентности, **g' = g** $\Delta \rho / \rho$ - редуцир. уск. св. падения , где $\Delta \rho / \rho$ = $\beta \Delta S$ ($\alpha \Delta T$) - относительный перепад плотности за счет перепада солености (температуры) через границу раздела между слоями, **k** – коэффициент мол. дифф. соли (тепла).

Путем измерения характеристик турб. под решеткой с квадратными ячейками , было установлено (Ксюкван, Хопфингер, 1976), что: $\mathbf{u} = \mathbf{C}_{\mathbf{m}} \omega^{1/2} \mathbf{s}^{3/2} \mathbf{z}^{-1}$, $\mathbf{I} = \gamma \mathbf{z}$ (27), где **m** - масштаб ячейки в решетке, ω - угловая частота колебаний, \mathbf{s} – размах колебаний, \mathbf{z} – расстояние от решетки, $\mathbf{C} \approx 0.3$, $\gamma \approx 0.1$ – эмпирич. константы при **m/d** = 5, где – размер стержней в решетке.

Перемешивание с помощью колеблющихся решеток (2)

Для температурной стратификации:

 $w_e/u = A_T Ri_0^{-1}$ (28).

Для соленостной стратификации:

$$w_e/u = A_s Ri_0^{-3/2}$$
 (29).

Т.о., показатель степени при **Ri**₀ зависит от молекулярных свойств (явл. ф-ей числа **Pe**). Поскольку **Pe**_s >> **Pe**_т >> 1, можно предположить по параметру **Pe**_s полную автомодельность (не проверено)



Рис.21 Сравнение скоростей вовлечения при перемешивании с помощью решетки через границы раздела плотности, созданные только разностью температур (•) или разностью соленостей (O). Безразмерные скорости перемешивания получены Тернером [383] и нанесены в логарифмическом масштабе по оси ординат. По оси абсцисс нанесены значения глобального числа Ричардсона, полученные с использованием масштабов длины l_1 и скорости u_1 , предложенных Томпсоном [343]. Все значения параметров потока представляют собой измеренные величины, которые, однако, подлежат проверке.

Перемешивание с помощью тангенциального сдвига скорости, приложенного к поверхности жидкости

В природных условиях тангенциальное напряжение трение на поверхности водоема создает ветер. В лабораторных можно воспользоваться более контролируемым источником сдвига скорости и турбулентности – движущейся пластиной. Като и Филлипс (1969) провели соответствующий эксперимент в кольцевом сосуде с вращающейся твердой крышкой, касающейся поверхности двуслойной жидкости (рис. 22).



Рис. 22. Схема эксперимента Като и Филлипса (1969) в кольцевом сосуде с вращающейся крышкой заполненном двуслойно-стратифицированной по солености жидкостью: а) вид сверху; б) вид сбоку. Буквой М обозначен электродвигатель, которым создавалось вращение диска.

Из соображений размерности следует: $\mathbf{E} = \mathbf{w}_{e}/\mathbf{u}_{*} = \mathbf{f}(\mathbf{Ri}_{*})$, где $\mathbf{Ri}_{*} = \mathbf{g'h}/\mathbf{u}_{*}^{2}$ – глобальное число Ричардсоне, основанное на динамической скорости трения у поверхности воды $\mathbf{u}_{*} = (\tau/\rho)^{1/2}$ (напряжение трение создаваемое вращающемся диском определялось с помощью динамометра). В эксперименте при различных параметрах **g'**, **u**_{*} определялось $\mathbf{w}_{e} = \mathbf{dh}/\mathbf{dt}$. Перемешивание с помощью тангенциального сдвига скорости, приложенного к поверхности жидкости (1)

$$E = w_e/u_* = 2.5(Ri_*)^{-1}$$
 (30)

 $g'w_eh \sim u_*^3$ (31),

т.е., скорость увеличения пот. эн. верхн. слоя пропорциональна потоку кинетической энергии турбулентности, генерируемой на пов-ти жидкости



Рис.23. 3. Скорости вовлечения, измеренные Като и Филлипсом [164] в турбулентном стратифицированном потоке, созданном поверхностным напряжением. Глобальное число Ричардсона определяется через скорость трения и толщину перемешанного слоя. Различные символы обозначают экспериментальные данные, полученные при различных начальных градиентах плотности и поверхностных напряжениях. Синтез результатов исследования закономерностей турбулентного вовлечения в СЖ



Рис. 9.4. Сравнение скоростей вовлечения в зависимости от глобального числа Ричардсона при различных методах генерации турбулентности. Масштабы перенесены с ранее приведенного графика только для кривой *I*, для всех остальных кривых масштаб произвольный. Кривая *I* – перемешивание с помощью решетки (рис. 9.2); *II* – поверхностное напряжение (рис. 9.3); *III* – донное течение на крутом склоне (рис. 6.7); *IV* – донное течение на пологом склоне (рис. 6.7); *V* – пределы при больших числах Ri_o.

Выхолаживание и углубление ВКС на Черном море при «норд-осте» вследствие турбулентного вовлечения

Из-за блокирующего влияния Кавказских гор, северо-восточный ветер ("нордост") западнее и восточнее Туапсе имеет неоднородное распределение скорости над российским сектором моря. В первую половину лета, при нордосте, интенсивное ветровое воздействие на верхний квазиоднородный слой (ВКС) приводит к быстрому его выхолаживанию за счет турбулентного вовлечения холодной воды из неглубоко расположенного термоклина. Спутниковые данные и судовые измерения, выполненные в конце июня – начале июля 2006 г., показали, что температура ВКС западнее Туапсе, в области действия сильного ветра, за двое суток понизилась на 7–10 °C, тогда как восточнее Туапсе, при слабом ветре, она практически не изменилась.

Описание феномена и выполненных наблюдений (1)



Рис. 20. Распределения скорости ветра над поверхностью Черного моря 27.06.06 по данным реанализа NMA (а) и температуры поверхности воды в северовостояной части Черного моря в тот же день – спутниковое изображение NOAA 17 (б).

Описание феномена и выполненных наблюдений (2)



Рис. 21. Распределения скорости ветра над поверхностью Черного моря 03.07.06 по данным реанализа NMA (а) и температуры поверхности воды в северовосточной части Черного моря в тот же день – спутниковое изображение NOAA 17 (б).

Описание феномена и выполненных наблюдений (3)



Рис. 22. Профили температуры, Т °C - красные линии и условной потенциальной плотности, sigma-θ – зеленые линии в северо-восточной части Черного моря до интенсивного ветрового воздействия (сплошные линии) и после него (пунктирные линии)

Выхолаживание и углубление ВКС за счет турб. Вовлечения



Рис.23. Схема заглубления и выхолаживания верхнего однородного слоя моря в результате турбулентного вовлечения холодной воды из области термоклина, в процессе интенсивного ветрового воздействия на поверхность моря (двухслойное приближение). Синяя волнистая линия – взволнованная поверхность моря, τ – напряжение трения ветра, U* - динамическая скорость трения в воде. Красные линии – вертикальные распределения температуры до ветрового воздействия (пунктир) и после него (сплошные линии). При этом ρ₀, T₀, h₀ – плотность, температура и толщина верхнего (над термоклиннного) слоя воды до ветрового воздействия, ρ₁, T₁, h₁ – те же характеристики после ветрового воздействия, ρ₂, T₂ – плотность и температура воды в нижнем слое (под термоклином).

Временной ход скорости ветра



Рис.24. Временной ход скорости ветра по данным NCEP (a) и по данным региональной атмосферной модели СКИРОН (б) в зоне сильных и слабых ветров в период 01-07.07.06. Точки на графиках – данные по модулю скорости ветра U_a взятые в четырех географических точках: (44° с.ш., 38° в.д.; 43° с.ш., 37° в.д.; 43° с.ш., 39° в.д.; 43° с.ш., 40° в.д.). Сплошными линиями на графиках изображены полиномиальные аппроксимации данных в области сильных (сплошные линии) и слабых (пунктир) ветров.

Формулировка модели (1)

Система уравнения состоит из уравн. баланса тепла и закона вовлечения:

$$(T_0 - T_2) H_0 = (T_1(t) - T_2) H_1(t)$$
(32)

$$W_E = dH/dt = 2.5 U_*^3/(gH \Delta \rho/\rho)$$
 (33)

Здесь $W_E = dH/dt$ – скорость заглубления верхнего слоя под влиянием турбулентного вовлечения, g – ускорение свободного падения, ρ *и H*– текущие значения плотности и толщины верхнего слоя, $\Delta \rho$ – текущий перепад плотности через термоклин, $a U_* = (\tau/\rho)^{0.5}$ – динамическая скорость трения в воде.

Формулировка модели (2)

Из (3.1) можно выразить величину $T_1(t)$ в виде:

$$T_1(t) = T_2 + (T_0 - T_2) H_0 / H_1(t)$$
(34)

где $H_1(t)$ - результат интегрирования (33).

Напряжение трения ветра *т* на поверхности моря определяется следующей балк-формулой:

$$\tau(t) = \rho_a C_d U_a(t)^2 \tag{35}$$

где $\rho_a = 1.29$ кг/м3 – плотность воздуха, U_a – скорость ветра (м/с) на высоте 10 м над водной поверхностью, C_d – безразм. коэф. трения водной поверхности, для оценки которого

Формулировка модели (3)

использовались аппроксимации – Кондо (36а) и Гарратта (36б):

$$C_d = (1.2 + U_a/V_2) * 10^{-3}$$
, где $V_2 = 40$ м/с при $U_a < 25$ м/с (36а),
 $C_d = (0.73 + U_a/V_l) * 10^{-3}$, где $V_l = 14.5$ м/с (36б)

Используя закон сохранения массы в перемешанном слое

$$(\rho_0 - \rho_2) H_0 = (\rho_1(t) - \rho_2) H_1(t)$$
(37)

Формулировка модели (4)

и считая, что изменение плотности перемешанного слоя $\Delta \rho$ в (37) определяется только температурой: $\Delta \rho / \rho = (\rho_0 - \rho_2) / \rho = \alpha (T_0 - T_2)$, где $\alpha = -2 \cdot 10^{-4} (^{\circ}C)^{-1}$, можно получить выражение для изменяющейся со временем толщины перемешанного слоя: $H_1(t) = H_0 + 2.5 \ (\rho_a/\rho)^{3/2} / (g\alpha(T_0 - T_2)H_0) \cdot \int U_a(t)^3 (C_d)^{3/2} dt$ (38)Расчет $H_1(t)$ по формуле (38) производился с учетом реальных данных изменения $U_a(t)$. Результаты расчета $H_1(t)$ и $T_1(t)$ по формуле (34) представлены на следующем слайде.

Проверка модели турбулентного вовлечения Като – Филлипса



Рис. 25. Временной ход аппроксимации модуля скорости ветра U_a по данным NCEP, а также расчетной толщины H_1 и температуры T_1 перемешанного слоя в зоне сильных ветров с использованием параметризаций турбулентного вовлечения Като-Филлипса и коэффициента трения морской поверхности C_d по формулам Кондо и Гаррата в период 01-07 июля 2006 г.

Сезонный цикл в океане



Рис. 26.

а — типичный годовой цикл нагревания и охлаждения поверхности моря в районе с малой адвекцией (субарктическая область Тихого океана); б — изменение температуры с глубиной в том же районе. Изотермы даны в °F. (Более детальное описание этой структуры имеется в работе [370].) $t(^{\circ}C) = 32 + ^{9}/_{5} t(^{\circ}F)$.

Лабораторное моделирование процесса формирования сезонного термоклина

Пусть турбулентное перемешивание колеблющейся решеткой сверху происходит при наличие потока тепла **q** сверху. Пусть **G**_{*} - поток турбулентн. энергии от решетки, **B** = $\mathbf{g}\alpha \mathbf{q}$ – поток плавучести. Турбулентная энергия по мере распространения от решетки вниз расходуется на размешивание поступающего тепла (плавучести) по всему турбулизированному слою. На это затрачивается работа. Эта работа увеличивается по мере углубления толщины слоя, но не может превысить потока турбулентной энергии. Следовательно, существует значение стационарной глубины слоя, определяющаяся уравнением:

Тогда: h_{st} = CG_{*}/B (40)

Лабораторное моделирование процесса формирования сезонного термоклина



Рис. 1. Типичная последовательность мгновенных профилей температуры, измеренных в одном из опытов: Q=8,8·10⁻² °C·см·с⁻¹, ω= =1,75 Гц; 0 – первоначальный профиль температуры, 1-4 – профили температуры соответственно через 60, 180, 360 и 480 с после начала опыта Лекция №5. Процессы внутреннего перемешивания.

Перемешивание в толще вод океана изучено хуже, чем вблизи его свободной поверхности. Оно также имеет большое значение, так как обеспечивает вертикальный и горизонтальный обмен в его стратифицированной толще, обеспечивает транспорт кислорода, необходимого для жизнедеятельности морских организмов. Там, где перемешиван, подавлено – жизнедеятельность кончается.

Пример – Черное море (рис. 28). В его мощном пикно-халоклине турбулентное перемешивание быстро ослабевает с глубиной и транспорт кислорода становится слабым, чтобы СЛИШКОМ обеспечить окисление продуктов метаболизма. В результате глубины 150 Μ ниже наблюдается безжизненная сероводородная среда.



Рис.28. Гидрологическая структура Черного моря.

Внутреннее перемешивание в морском пикноклине обеспечивается турбулентностью, генерируемой либо механически (сдвиговая неустойчивость течения, обрушение внутренних волн), либо конвективно (дифференц.-диффуз. конвекция). Проявляется в виде тонкой структуры на профилях **T(z)**, **S(z)** и ρ**(z)**.

Механическое перемешивание в линейностратифицированной жидкости (ЛСЖ.) Неустойчивость («слоистость»)турбулентности.



Рис. 29. Схема лаб. установки для эксперимента с перемешиванием ЛСЖ (соленостная стратификация) решетками из вертикальных стержней, колеблющихся горизонтально.
Результаты эксперимента (1)



Figure 2: The successive shadowgraph pictures of turbulent stratified fluid in the tank during one of the experimental runs with the step-like structure formation (N = 3.0 rad/s; A = 0.75 cm). A) t = 10 min; B) 30 min; B) 240 min; Γ) 633 min.

Результаты эксперимента (2)



Рис. 30. Зависимость начальной толщины слоев **H** от масштаба плавучести **U/N**, где **U** = **a**/4T – масштаб скорости колебания, **N** = [dρ/dz(g/ρ)]^{1/2} – частота плавучести (Вяйсяля-Брента).

Результаты эксперимента (3)





Ri = (Nd/U)² – число Ричардсона, **Re = Ud**/v - число Рейнольдса, **d** – диаметр стержней. Прямая на рис. 31 соотв. ур-ю: **Ri** ≈ **2***10⁻³**Re**. Выше прямой – расслоение, ниже – его нет.

Расслоение сдвигового стратифицированного течения



Рис. 32. Примеры расслоения сдвигового стратифицированного потока: **a)** арктическое море, сильная квазилинейная стратификация в верхнем 20-м слое из-за распреснения вод за счет таяния льда: сдвиг скорости создается в результате ветрового дрейфа ледяного массива; **б)** эксперимент в кольцевом бассейне с двумя однородными по солености слоями, разделенными плавным пикно-халоклином: сдвиг скорости создается разнонаправленными движениями слоев.

Теоретическое обоснование расслоения

В турбулентном стратифицированном течении вертикальный поток массы можно представить в виде:

 $F = K(d\rho/dz)$ (39),

где **К** – коэф. турб. обмена, **d**р/**dz** – верт. град. плотности.

Вертикальный обмен в стратифицированной жидкости определяется числом Ричардсона – **Ri** и, как правило, является степенной функцией этого параметра:

K ~ CRi⁻ⁿ **(40)**, где **n > 0**.

Если **n > 1**, то из **(40)** легко видеть, что поток массы **F** является убывающей ф-ей градиента плотности **d**р/**dz**.

Это означает, что если где-то в потоке градиент плотности локально увеличился, то поток массы через эту область уменьшился в результате чего градиент вырос еще больше.

Это - неустойчивая ситуация, и малое отклонение от равновесия приводит к дальнейшему росту отклонения. Поток стремиться разбиться на однородные турбулентные слои, разделенные резкими ступеньками с большим градиентом плотности через которые обмен осуществляется под влиянием молекулярных эффектов.

При **n** ≤ **1** неустойчивость отсутствует, поскольку локальные неоднородности градиента рассасываются. Такая ситуация реализуется в случае температурной стратификации, которая не расслаивается во всем возможном диапазоне изменения **Ri, Re.**

Дифференциально-диффузионная (Д-Д) конвекция

Д-Д конвекция обусловлена различием к-тов молекулярной теплопроводности k_t и диффузии соли k_s (k_t/k_s ≈ 10²). Она развивается в устойчиво стратифицированной по плотности жидкости когда либо соленостная, либо температурная стратификация вносит «неустойчивый» вклад в вертикальное распределение плотности.



Рис. 33. Иллюстрация двух возможных типов движения в жидкости с противоположно направленными вертикальными градиентами тепла и соли: *a* – солевой фонтан, *б* – колеблющаяся частица.

Два режима д-д конвекции

«Солевые пальцы» малые возмущения неустойчивы «Диффузия» малые возмущения устойчивы



Режим солевых пальцев – натурные наблюдения (1)

Cover. An image of optical microstruc-ture from an interface in the thermohaline staircase east of Barbados. Its location within the interface is shown in the temperature profile (right). The image is 10 cm in diameter and is a shadowgraph record of optical inhomogeneities over a 60cm horizontal path. The variability in temperature and salinity on centimeter scales distorts the projected light to create regions of light and shadow on the image. The nearly horizontal bands shown were observed wherever the temperature and salinity profiles were favorable to salt fingering. No vertical bands (the usual signature of salt fingers found in other staircases) were observed. These bands may be caused by salt fingers tilted by shear. The image was obtained with a shadowgraph profiler built by A. J. Williams (Woods Hole Oceanographic Institution (WHOI), Woods Hole, Mass.). The illustration was prepared by E. Kunze (WHOI). For more information, see the article "The Caribbe-

an Sheets and Layers Transects (C-SALT) Program" by Raymond W. Schmitt on p. 57.



Рис.34 Положение точки получения теневого изображения (см. рис. 35).

Режим солевых пальцев – натурные наблюдения (2)



Рис.35. Теневые изображения солевых пальцев (наклонные полосы) в области границы раздела между однородными слоями в ступенчатой структуре Карибского моря (см. рис. 34 и 36)

Рис.36. A thermohaline staircase from the C-SALT survey area east of Barbados. See Figure 2 for the station location.

Режим «солевых пальцев» в лаборатории (1)



Рис.37-38. Фото XLVIII (слева). Горизонтальное сечение слоя, охваченного «пальцевой» конвекцией между растворами сахара и соли, получено методом тепевой фотографии. «Пальцы» стремятся принять форму квадратов, ориентация которых постепенно меняется везде, кроме пограничной области (что видно в левой части рисунка) [314]. Фото XLIX (справа). Горизонтальное сечение границы раздела с «пальцевой» конвекцией для системы сахар — соль. В слое раздела существует сдвиг скорости. «Пальцы» превратились в тонкие слои, вытянутые в направ-

сдвиг скорости. «Пальцы» превратились в тонкие слои, вытянут лении сдвига (фото Линдена).

Режим «солевых пальцев» в лаборатории (2)



Рис.39-40. Фото XLIII (слева). Вертикальный разрез «солевых пальцев», помеченных добавлением флуоресцентного красителя у дна и освещенных лучом света из щелевого источника в плоскости снимка.

> Фото XLIV (справа). Формирование конвективных слоев в жидкости с гладким устойчивым градиентом солености при введении сверху раствора сахара, предварительно окрашенного темным красителем [326].

Потоки тепла и соли в режиме «солевых пальцев»

Считая, что конвекция в режиме солевых пальцев развивается по типу Релеевской термической конвекции, но с неустойчивым соленостным погранслоем запишем:

 $q_s = A_s(\beta \Delta S)^{4/3}$ (41).

Однако, множитель A_s зависит не только от молекулярных свойств, но и от плотностного соотношения $R_{\rho} = \alpha \Delta T / \beta \Delta S$. При этом отношение вертикальных потоков массы,

связанные с потоками тепла и соли, можно выразить в виде:

 $\alpha \mathbf{q}_{\mathrm{T}} / \beta \mathbf{q}_{\mathrm{s}} = \mathbf{f}(\mathbf{R}_{\rho})$ (42).

Лабораторные эксперименты по измерению потоков тепла и соли через границу раздела между слоем теплой и соленой воды сверху и холодной и пресной водой снизу показали, что:

α**qT/βqs** ≈ **0.56** при **10** > **R**ρ> **2**.

Таким образом, солевые пальцы являются достаточно эффективным механизмом переноса не только соли, но и тепла. Важно отметить, что Д-Д конвекция в обоих режимах приводит к усилению плотностной стратификации, поскольку работает за счет неустойчиво стратифицированного компонента

w ~ (β∆S)1/2.

а вертикальная скорость переноса

 $I \sim (\beta \Delta S) - 1/2,$

Эксперименты (лабораторные и численные показали, что солевые пальцы имеют форму квадратных ячеек, а под влиянием сдвига скорости преобразуются в почти горизонтальную структуру. Ширина пальца

Режим «диффузия» – натурные наблюдения:



Рис. 41. Профиль температуры в Северном Ледовитом океане, полученный с дрейфующей льдины Т₃ (а – весь профиль, б – увеличенный участок профиля). Отчетливо видны ступеньки, возникновение которых связано с механизмом двойной диффузии [246].

Чем определяется масштаб ступеньки при Д-Д конвекции в режиме диффузия?

Пусть поток плавучести, связанный с потоком тепла снизу **B** = gαq, а N_s = (gβdS/dz)^{-1/2} – частота плавучести, определяемая устойчивой соленостной стратификацией. Развитие нижнего слоя заканчивается, когда над соленостной границей раздела нарастает термический пограничный слой, теряющий устойчивость по критерию Релея. Можно показать, что:

$$H_{cr} \sim (vRa_{cr}/4k^2)^{1/4} B^{3/4} N_s^{-2}$$
 (41).

При этом связь между потоком тепла и перепадом температуры **ΔТ** имеет тот же вид, что при Релеевской конвекции:

 α q = A_T($\alpha \Delta$ T)^{4/3} (42), где A_T зависит от R ρ .

Чем определяется масштаб ступеньки при Д-Д конвекции в режиме диффузия?

Пусть поток плавучести, связанный с потоком тепла снизу **B** = gαq, a N_s = (gβdS/dz)^{-1/2} – частота плавучести, определяемая устойчивой соленостной стратификацией. Развитие нижнего слоя заканчивается, когда над соленостной гр. раздела нарастает термический пограничный слой, теряющий устойчивость по критерию Релея. Можно показать, что:

 $H_{cr} \sim (vRa_{cr}/4k^2)^{1/4} B^{3/4} Ns^{-2}$ (41).

При этом связь между потоком тепла и перепадом температуры **∆Т** имеет тот же вид, что при Релеевской конвекции:

$$\alpha \mathbf{q} = \mathbf{A}_{\mathrm{T}}(\alpha \Delta \mathbf{T})^{4/3}$$
 (42),

где A_T зависит от $R\rho$.

Потоки через диффузионную границу раздела



Рис.42 Измеренный поток тепла через границу раздела между двумя слоями жидкости – теплой соленой водой внизу и более холодной пресной вверху – отнесенный к рассчитанной величине для твердых плоских границ. Это отношение нанесено на график по оси ординат, а плотностное соотношение R_{ρ} – по оси абсцисс; разные обозначения относятся к экспериментам с различными скоростями нагрева на нижней границе. Три верхние точки на графике теперь считаются ненадежными [379].

Рис.43. Отношение изменений потенциальной энергии, вызывае» мых соответственно переносом соли и тепла через границу раздела между теплой и соленой водой внизу и более холодной и пресной ввер» ху, как функция плотностного соотношения R_0 [379].

Лабораторные эксперименты с плавучей теплой струей в однородной истратифицированной по солености жидкости



Рис.44. Геневая картина конвективного течения в однородной жидкости, $q = 20\,000$ BT/см², $\Delta T = 41.9$ K, Nu = 7,6, Ra = 830000, t = 10 мин

Рис.45. Геневая картина структуры конвективного течения над нагретым цилиндром в стратифицированной жидкости (нож и щель вертикальны). $\Lambda = 1300$ см, $T_{\rm K} = 7,2$ с, $\Delta T = 50,2$ K, q = 2300 Bt/m², Ra = 1 050 000, Nu = 7,7, t = 4,5 ч

Внутриводное ледообразование за счет двойной диффузии

жидкость. Нижний слой существенно более соленый, чем верхний, а температура обоих слоев чуть выше температуры ()замерзания Т_{f.} Тогда из-за более быстрого мол. теплообмена через плотностную гр. раздела верхний слой внизу может переохладиться и замерзнуть. Так образуется внутриводный лед в СЛО в области снежниц и в устьях северных рек, когда холодная речная вода натекает на морскую воду с отрицательной температурой.



Рис.46. Пример T,S диаграммы процесса контактного переохлаждения верхнего слоя вследствие дифференциального обмена через плотностной раздел между турбулентными слоями распресненной И соленой воды: 1 - линия температуры замерзания морской воды; 2 и 3 - начальное состояние верхнего и нижнего слоя, соответственно; 4 - переохлажденное состояние верхнего слоя, обусловленный неравенством K_T > K_S

Внутриводный лед (ВЛ) в натурных условиях

ВЛ в природе - ячеистый. Собственно льда в нем от 0.1 до 0.3 частей, остальное – вода между скелетными пластинами льда. В спокойных условиях он образует непрерывную прослойку толщиной до 10 см, отделяющую пресную воду от соленой. Эта прослойка не всплывает: она имеет нейтральную плавучесть за счет того, что вода между скелетными пластинами - соленая. В турбулентной среде продукция ВЛ может возрастать на порядки. кристаллы ВЛ всплывают к поверхности и образуют слой льда с хаотической крист. структ. толщиной 0(1 м).



Рис.47 Фотография внутриводного льда, обнаруженного в зоне контакта пресных и соленых вод (эстуарий р.Лена, фото Р.Ширмачер, Германия).

ВЛ в лабораторных условиях (схема установки)



ВЛ в лабораторных условиях в ламинарной водной среде (фотографии)



- B
- Рис. 49. Последовательные (с интервалом в 10 сек) фотографии (а,б,в,г) коралловидного внутриводного льда в двуслойной системе, образующегося при турбулизации нижнего слоя. T₁<0⁰C, S₁=0⁰/₀₀; T₂= - 5.2⁰C, S₂= 100⁰/₀₀. Белая стрелка указывает на плотностной раздел. Размер области - 25*19 см.

Лабораторные исследовани: тепло-массообмена через плотностную границу раздела между двумя турбулентными слоями

αΔT << βΔS, т.е., перепад солености вносит определяющий вклад в перепад плотности, а температура играет роль пассивной примеси

Рис. 50.

лабораторной Схема установки для моделирования тепло-массообмена через плотностной раздел между турбулентными слоями: 1 - бассейн; 2 - решетки; 3 шток; 4 - электромотор с редуктором и эксцентриком; 5 - лифт для перемещения микродатчиков; 6 положение плотностного раздела; 7 - микродатчики температуры и электропроводности; 8 - изолирующая шток трубка.



Три режима тепломассообмена через плотностную границу раздела между турбулентн. слоями

Было обнаружено, что в зависимости от значений определяющего безразмерного параметра – числа Ричардсона, реализуются три режима тепломассообмена между слоями: молекулярный: (Ri>100), молекулярно-турбулентный: (10<Ri<100) и турбулениный: (Ri<10).



Закономерности тепло-солеобмена между слоями (1)



Рис. 52. Зависимость безразмерной скорости вовлечения тепла и соли от числа Ричардсона; $U_T = dT/dt$)($H/\Delta T$), $U_s = dS/dt$)($H/\Delta S$) – скорость вовлечения тепла и соли, соответств., Ri = g'L/U², g' = g $\beta \Delta S$.

Закономерности тепло-солеобмена между слоями (2)

Оказалось, что при соленостной стратификации тепло при промежуточных значениях **Ri** переносится через гр. разд. Определяется законом «-1/2», а не законом «-1», как в случае чисто температурной стратификации. Различие между вовлечением тепла и соли значительно, потоки велики и можно ожидать быстрого переохлаждения верхнего слоя. При Ri>100, U_т/U_s ~100, т.е наступает режим тепло-масообмена при молекулярный котором При **Ri < 10 U_T ≈ U_s,** т.е. обмен потоки малы. турбулентный и переохлаждения верхнего СЛОЯ не происходит.

Закономерности тепло-солеобмена между слоями (3)



Рис. 53. . Зависимость K_T/K_S = U_T/U_S от числа Ричардсона Ri. А,Б,В - три режима обмена через плотностной раздел, соответствующие теневым изображениям на рис.I.3.2.



Рис. 54. ВЛ вследствие более интенсивного теплообмена через плотностную границу между турбулентными слоями. Верхний слой находится при температуре замерзания. При этом на нижней границе ледяного покрова в результате всплытия кристаллов ВЛ образуется слой льда толщиной **h**_i с хаотической кристаллической текстурой, Нужно рассчитать скорость ВЛ на основе закономерностей тепло-масообмена через плотн. гр. раздела между слоями.

Модель внутриводного ледообразования при турбулентно-молекулярном режиме обмена между перемешиваемыми слоями

$(H-h_f)dT/dt = F_T + (\lambda/c_p)(\rho_f/\rho)dh_f/dt$	(43)
$(H-h_f)dS/dt = F_S + (\rho_f/\rho)(S-S_f)dh_f/dt$	(44)
T + aS = 0	(45)
$F_{T} = U_{T} \Delta T = A_{1} U \cdot Ri^{-0.5},$	(46)
$F_S = U_S \Delta S = A_2 U \cdot Ri^{-1.5}$	(47)

Модель внутриводного ледообразования при турбулентно-молекулярном режиме обмена между перемешиваемыми слоями (2)

Решение системы (43)-(47) может быть представлено в виде (48) или (49)

 $dh_f/dt = V_f = BU\Delta S (\Delta T/\Delta S + 7a/Ri)/Ri^{0.5}$ (47)

$$V_{f} = B(g\beta L)^{0.5} (\Delta S)^{1.5} (\Delta T/\Delta S + 7a/Ri)/Ri$$
(48)

Здесь B = const, U, L – скорость турбулентных пульсаций и интегральный масштаб турбулентности, Δ T, Δ S – перепады температуры и солености через границу раздела, Ri = g $\beta\Delta$ SL/U² – число Ричардсона.

Модель внутриводного ледообразования при турбулентно-молекулярном режиме обмена между перемешиваемыми слоями (3)

Зависимости (48) и (49) демонстрируют сложную зависимость скорости ВЛ от числа Ричардсона и других параметров задачи. Важно отметить, что скорость ВЛ достигает максимума при определенном значении числа Ричардсона. При больших значениях числа Ричардсона скорость ВЛ убывает обратно пропорционально этому параметру.

Оценки скорости ВЛ согласно расчетам по модели

При оптимальных условиях скорость ВЛ $(V_{f max})$ может достигать 1 м/с. При этом $V_{f max}$ 2× достигается при значениях Ri = 10-20, тогда когда $U_T/U_S \approx C_2$

Скорость ВЛ при 2 молекулярнотурбулентном режиме обмена через пл. границу раздела может быть на 2 порядка больше чем в условиях чисто молекулярного обмена The rate of frazil ice formation versus the Richardson number



Рис. 55. Скорость ледообразования V_f как функция числа Ричардсона Ri (см. формулу (I.5.5)). 1: L = 1.5 см; $\Delta S = 35^{\circ}/_{00}$; $\Delta T/\Delta S = -a = -0.055$. 2: L = 15 см; $\Delta S = 35^{\circ}/_{00}$; $\Delta T/\Delta S = -a$. 3: L = 1.5 см; $\Delta S = 17.5^{\circ}/_{00}$; $\Delta T/\Delta S = -a$. 4: L = 1.5 см; $\Delta S = 35^{\circ}/_{00}$; $\Delta T/\Delta S = -a$.

Интрузионные процессы в стратифицированной жидкости



Механизмы формирования интрузий

- Локальное перемешивание (обрушение внутренних волн, сдвиговая неуст. течения) и коллапс - растекание перемешанных «пятен»
- Перемешивание придонного слоя на континентальном склоне («боковое» перемешивание) и внедрение перемешанной жидкости в окружающую
- Водообменные интрузии (трансфронтальные при наличии Д-Д конвекции и без, обмен через проливы, плотностн. течения на накл. дне и пр.)
- Д-Д интрузии
Тонкая термохалинная структура вод океана и ее интрузионное происхождение. Физические механизмы интрузий.

Тонкая структура – нерегулярные/регулярные слои и прослойки толщиной 0(1 м) – 0(10 м), выражающиеся на вертикальных профилях характеристик в виде уменьшения и увеличения градиента, или же изменения его знака (инверсии). Горизонтальная когерентность тонкой структуры достаточно высокая: h/l = 10⁻² – 10⁻⁴, где h – толщина слоя, I – его длина. Формирование тонкой структуры первооткрыватели ассоциировали с интрузиями (геолог.) – внедрением одной породы в другую.

Локальное перемешивание (обрушение внутренних волн, сдвиговая неустойчивость течения) и коллапс - растекание перемешанных «пятен»

Фоновые условия перемешивания и его энергетика



Механическое перемешивание вод в стратифицированном океане связано в основном со сдвигом скорости течения. Препятствует перемешиванию устойчивая стратификация вод. Основным безразмерным параметром, характеризующим условия перемешивания является «глобальное» число Ричардсона:

 $Ri = \langle N \rangle^2 H^2 / \langle \Delta U \rangle^2$

Условия перемешивания

В океанском пикноклине типичные условия:

$N \approx 3^* 10^{-3} c^{-1}$, $H \approx 1 \text{ km} = 10^5 \text{ cm}$, $\Delta U \approx 30 \text{ cm/c}$

Т.о., Ri ≈10² – супер устойчивая ситуация. Из-за этого возможно только локальное перемешивание, обусловленное сильными флуктуациями значения локального числа Ричардсона:

 $Ri_{I} = N(z)^{2}/(dU/dz)^{2}$

Неустойчивость развивается в результате взаимодействия ВВ и сдвигового течения при $Ri_{I} \leq 1$ (0.25), при этом верт. масштаб перемешивания: $h \leq N_{I}/(\Delta U_{I}) \approx 10-10^{3}$ см.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ И ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЧЕРНОМОРСКОМ АНТИЦИКЛОНИЧЕСКОМ ВИХРЕ



Рис. 57.

СПУТНИКОВОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ ПРИБРЕЖНОГО АНТИЦИКЛОНИЧЕСКОГО ВИХРЯ И ПОЛОЖЕНИЕ СТАНЦИЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ МИКРОСТРУКТУРЫ (ИЮНЬ 2004 г.)

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТЕМПЕРАТУРНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ – «ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ» НА СТАНЦИЯХ РАЗРЕЗА В ЧЕРНОМ МОРЕ ЧЕРЕЗ АНТИЦИКЛОНИЧЕСКИЙ ВИХРЬ

Рейс 66 НИС "Акванавт", станция 1772

14.07.2004 8:00





Рейс 66 НИС "Акванавт", станция 17

14.07.2004 5:00

ЦЕНТР АНТИЦИКЛОНА

ОБЛАСТЬ МАКСИМАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ **ГОРИЗОНТАЛЬНОГО** ПЕРЕНОСА-внешняя приферия





Коллапс локально перемешанных пятен (схема)



Δ**p** = ρ_oN²h²/12 (49) – движущая сила процесса растекания перемешанного пятна в ЛСЖ на уровне его плотности.

Рис. 59. Схема коллапса перемешанного пятна. Здесь $\rho(z)$ -вертикальное изменение плотности до локального перемешивания /а/, после локального перемешивания /б/. Стрелками обозначены градиенты избыточного давления $\Delta \rho$.

Коллапс перемешанных пятен: ускоренная и инерционная стадии растекания

 $\partial h/\partial t + div(h\mathbf{v}) = 0$ (50)

условие сохранения массы в пятне. Объем пятна V задан изначально и не изменяется при растекании (турбулентное вовлечение отсутствует). Каким балансом сил определяется скорость растекания?

1) стадия ускоренного растекания (силы сопротивления малы):

 $v = dr/dt \sim h_o N^2 t \ \mu \ r \sim h_o N^2 t^2 (51);$

Эта стадия заканчивается при $t=t_o$, причем $Nt_o = O(1)$.

2) стадия сопротивления формы или волнового сопротивления:

 $v = dr/dt \sim Nh$.

При этом число Фруда Fr = v/Nh = const; Поскольку для круглого пятна $h \sim V/r^2$, то $r \sim [VN(t-t_o)]^{1/3}$ (52).

Коллапс перемешанных пятен: модель Баренблатта для вязкой стадии растекания симметричного пятна

Стадия вязкого сопротивления: grad(ph/ρ_o)=-cv(v/h), отсюда
v=-(h/cv) grad(ph/ρ_o). Подставляя выражение для v и р в (50) для осесмметричного пятна получим:

 $\partial h/\partial t - (\kappa/r)\partial (r\partial h^5/\partial r) = 0$ (53).

Будем считать, что вязкая стадия начинается при t=t₁>>t_o, Nt₁>>1. Т.е., можно забыть о реальном распределении h(r,0) и считать, что h(r, t₁) =0 при $r \neq 0$, а $2\pi_0 \int_{\infty}^{\infty} h(r, t_1) r dr = V$. Решение (53) имеет вид:

 $r \sim [V^4 N^2 (t-t_1)/v]^{1/10}$ (54).

Это выражение, как и предыдущие (51)-(52), можно получить и из соображений размерности, полагая полную автомодельность по безразмерным параметрам задачи на каждой из стадий процесса.

Лабораторное исследование процесса коллапса симметричного перемешанного пятна (установка)



киноаппарат.

Растекание перемешанного пятна в ЛС (теневые фотографии)



Рис. 61. Фотографии теневого изображения коллапсирующего пятна в моменты времени $\tau = 23/a/, 42/6/, 300/в/.$

Закон растекания перемешанного пятна в ЛСЖ – «0.1»



ординатах.

Симметричная вязкая интрузия с постоянным притоком в ЛСЖ: автомодельное решение

 $\partial h/\partial t - (\kappa/r)\partial (r\partial h^5/\partial r) = 0$ (53),

при условии постоянной скорости роста объема пятна

 $d/dt(2\pi_0^{R(t)}h(r, t_1)rdr) = Q$ и

ограниченности его полного радиуса в любой момент времени t:

h =0 при г≥R(t)

Решение:

h = $(240v)^{1/5}N^{-2/5}Q^{1/5}f(\xi)$ (56),

где $\xi = (240v)^{1/10}N^{-1/5}Q^{-2/5}r/t^{1/2}$ - автомодельная переменная. При этом:

$$R(t) = \xi_0 R^* (Nt)^{1/2}$$
, a $R^* = v^{-1/10} N^{-3/10} Q^{2/5} (57)$

Условиями решения (56)-(57) являются: Fr² = (v/Nh)² << 1 и (h/R)² <<1.

Лабораторное исследование симметричной интрузии с пост. притоком в ЛСЖ (установка)



Рис. 63. Схема лабораторной установки: I - сосуд с интрузионной жидкостью, 2 - бюретка постоянного уровня, 3 - сливной отросток. 4 - стакан для слива.

Симметричная интрузия в ЛСЖ (фотографии) –1



Рис. 64. Осесимметричная интрузия – вид сбоку (N=0,87 с⁻¹, Q= =0,40 см³с⁻¹, t=1200 с). Трек, оставленный кристалликом марганцевокислого калия, показывает профиль скорости в зоне интрузии

Симметричная интрузия в ЛСЖ (фотографии)

Рис. 65. Фотографии осесимметричной интрузии в момент времени t=300 с и t=1500 с сверху (слева) и сбоку

(справа).





Экспериментальные закономерности растекания симметричных интрузий – 1



Экспериментальные закономерности растекания симметричных интрузий – 2



Экспериментальная зависимость радиуса интрузии от времени в безразмерном (автомодельном) виде



Д-Д симметричная интрузия в ЛСЖ



Рис. 68.

ричной термохалинной интрузии в начальной фазе растекания (*t*≈450 с) во втором эксперименте.



ГРис. 69. Конечное расслоение интрузионного объема в осесим-метричном случае (фото, вид сбоку) под действием солевых пальцев (t≈ 3400 с) во втором эксперименте.

Д-Д интрузионное расслоение на термохалинных фронтах (лабораторный эксперимент)



Puc. 70. Photograph showing the layers developed right across the tank in the experiment described in section 4. The dye indicates the motions in the layers.

Коллапс стратифицированных пятен в ЛСЖ (концептуальная схема)



Коллапс стратифицированных и однородн. пятен в ЛСЖ



Закономерности коллапса стратифицировнных пятен –1



Закономерности коллапса стратифицировнных пятен (двумерный случай)- 2

 $h_{k}/h_{0} = \gamma_{1}/\gamma_{0}$ (58)

 $I_{\rm k}/I_0 = (\gamma_1/\gamma_0)^{-1}$ (59)



Лекция №7. Плотностные течения на наклонном дне и их взаимодействие с пикноклином

Распространение и опускание плотных вод по наклонному океанскому дну является важным элементом водообмена шельфовой зоны, заливов, окраинных и внутренних бассейнов с открытым морем, а также вентиляции глубинных и придонных вод. Придонные плотностные (мутьевые) течения участвуют также в общем процессе в переносе осадочного вещества из береговой зоны моря в его глубинную часть.

По масштабу явления плотностные течения (ПТ) в морях и океанах можно разделить, как минимум, на два типа. Первый из них – это относительно крупномасштабные и квазистационарные течения. Их толщина значительно превосходит масштаб Экмана, а продолжительность существования много больше инерционного периода. Такие течения, за исключением погранслоев, геострофически сбалансированы, т.е. направленный вниз по склону компонент редуцированной силы тяжести (скатывающая сила) уравновешивается силой Кориолиса.

Описание ПТ - 1

Как правило, они образуются вследствие сезонных циклов выхолаживания или осолонения (уплотнения) вод шельфа, попадающих на континентальный склон, а также при водообмене океанов и морей с окраинными и средиземными бассейнами через проливы. На континентальном склоне эти течения распространяются практически вдоль изобат (линий постоянной глубины) и переносят более плотную воду на сотни и тысячи километров от источника ее образования.

Описание ПТ - 2

Хорошо известными примерами плотностных течений (ПТ) такого типа является распространение соленых средиземноморских вод вдоль континентального склона Иберийского полуострова, холодных арктических вод вдоль восточного континентального склона Гренландии и холодных антарктических вод вдоль восточного континентального склона Южной Америки.

Описание ПТ – 3

Второй тип – это короткопериодные и/или мелкомасштабные ПТ. Продолжительность их существования – меньше инерционного периода, а их характерная толщина не превышает экмановский масштаб. В динамике таких течений эффекты вращения Земли ПТ играют незначительную роль. Характерным примером второго типа являются мутьевые, или суспензионные потоки.

Зарождение мутьевых потоков чаще всего происходит в прибрежной зоне и носит пульсирующий, спорадический характер, так как они связаны либо с паводками, либо с сильными штормами. Взмученная и, вследствие этого, более плотная вода быстро сваливается вниз по наклонному дну, и в динамике такого течения определяющую роль, наряду со скатывающей силой, играют процессы турбулентного взвешивания и гравитационного оседания частиц твердой фазы, а также придонное трение и/или турбулентное вовлечение окружающих вод.

Пример мелкомасштабного плотностного течения в Балтике в районе Янтарного комбината



Рис. 76.

Описание ПТ – 4

В связи с очевидной сложностью исследования придонных ПТ в морских условиях существенное значение приобретают методы теоретического и лабораторного моделирования. С этих методов удается изучить физические ПОМОЩЬЮ закономерности явления и использовать их для интерпретации данных разрозненных и фрагментарных натурных наблюдений, а также для количественной оценки характеристик природных ПТ.

пикноклином.

Цель данной лекции заключается в демонстрации достаточно простых, но взаимно согласованных лабораторных и теоретических моделей процесса опускания более плотных вод по наклонному дну в невращающейся жидкости, т.е. моделей мелкомасштабных или короткопериодных ПТ в природных условиях. При этом моделирование ПТ производится как в однородной по плотности, так и в двухслойно-стратифицированной окружающей жидкости. В последнем случае моделируется взаимодействие придонного ПТ с «упирающимся» в дно

Лабораторные эксперименты с ПТ на наклонном дне

Бассейн из оргстекла длиной 100 см, шириной 25 см и высотой 30 см, закрытый герметичной крышкой с двумя краниками для выпуска воды или воздуха. Благодаря этому заполненный водой почти до самого верха бассейн может быть наклонен практически на любой угол в диапазоне 0–90⁰. В дне бассейна вблизи одной из торцевых стенок сделано щелевое отверстие шириной 1 см, которое используется как источник впуска более плотной воды.

Измеряется скорость сползания слоя более плотной воды, толщина этого слоя и его пространственная структура. На основе исходных данных, а также измеренной скорости движения фронта плотностного течения рассчитываются безразмерные параметры – числа Фруда и Рейнольдса для плотностного течения.
Определяющие безразмерные параметры:

число Рейнольдса $\mathbf{Re} = U \cdot H / v$,

число Фруда *Fr* = *U*/(*g*'*H*)^{0.5}

U –скорость распространения фронта плотностного течения вдоль наклонного дна,

H = q/U -характерная толщина плотностного течения,

 $v \approx 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ – кинематическая вязкость воды),

α - угол наклона дна. Параметры изменялись в следующих
пределах: *Re* =8–70, *Fr*=0.3–3.0, α = 5 – 60 °.

Лабораторные эксперименты с ПТ на наклонном дне - 2



Рис. 77. Ламинарный режим плотностного течения: а) без головы; б) с головой. Реализуется при малых значениях **Re** (<100) малых значениях **Fr** (<1).

Лабораторные эксперименты с ПТ на наклонном дне - 2



Рис. 78. Волновой режим ПТ. Наблюдается при **Fr > 1 и** α **> 10**°. Течение разбивается на квазипериодические волновые фронты. При малых **Re** - волны регулярные, ламинарные, при больших – становятся неустойчивыми, трехмерными, турбулентными. В этом случае волновой режим сопровождается интенсивным турбулентным вовлечением – его объем возрастает со временем существенно быстрее, чем это обусловлено притоком от источника. Появление волн обусловлено развитием сдвиговой неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (К-Г) на границе раздела ПТ с окружающей жидкостью.

Лабораторные эксперименты с ПТ на наклонном дне - 3



Рис. 79. Турбулентный режим ПТ. Реализуется при **Re > 200**. В отличие от волнового – «многоголового» режима, турбулентный режим характеризуется одной ярко выраженной головой которая активно взаимодействует с окружающейся жидкостью и осуществляет как вовлечение, так и де-вовлечение – сбрасывание «лишней» жидкости в окружающую в тыловой части. В лобовой части она создает сопротивление, которое ограничивает и стабилизирует скорость ПТ. Скорость продвижения головы меньше, чем самого ПТ.

Динамика ПТ с постоянным притоком в невращающейся жидкости

Как видно из приведенных выше примеров, существует несколько режимов ПТ.

Вязкий (ламинарный) режим «языка». Этот режим характеризуется малыми **Re и Fr**, отсутствием вовлечения (объем ПТ изменяется только за счет внешнего притока). Динамика ПТ определяется балансом скатывающей силы и вязкого трения о дно.

g'sinα = $v\partial^2 u/\partial z^2 \approx vU/h^2 = vU^3/q^2$, т.к. h = q/U.

Получаем: \rightarrow **U** \approx (g'q²sin α /v)^{1/3} (60).

Квазиламинарный режим с «головой». Характеризуется малыми Re, Fr ≈ 1 и небольшим вовлечением, которым можно, в первом приближении пренебречь. Динамика ПТ - баланс скатывающей силы и силы торможения жидкости в «голове».

g'sin α = 1/2 ∂ u²/ ∂ x ≈ 1/2U³/q, т.к. в голове x≈h =q/U.

Имеем:

$U \approx (2g'qsin\alpha)^{1/3}$ (61).

Турбулентный режим с «головой». Характеризуется дост. большими Re, и Fr ≈ 1, значительным вовлечением. Высота головы достигает максимального значения и вдольсклоновый градиент давления в ней является движущей силой, а сила торможения жидкости в голове балансирует движущую силу. Голова постоянно подпитывается за счет втекающей в нее с тыла жидкости ΠT.

 $1/2\partial u^2/\partial x = g'\partial h/\partial x$ $1/2U^3/q \approx g'.$

Получаем: U ≈ (2g'q)^{1/3} (62).

Диаграмма Re-Fr, характеризующая условия экспериментов



Рис. 80. Условия лаб. и числ. эксп. с ПТ на накл. дне в ОЖ. Кресты – лабораторные опыты, кружки – численный эксперимент.

Fr

Зависимость скорости квазиламинарного ПТ от теоретического масштаба U*= (2g'qsinα)^{1/3}



Рис. 81.

Турбулентные ПТ на наклонном дне в однородной жидкости

Одной из первейших задач эксперимента был выбор таких параметров опытов, при которых ПТ обладало бы свойствами полной автомодельности. В этом случае можно прилагать результаты опытов к природным плотностным течениям, характеризующимся другими значениями безразмерных параметров задачи. То, что турбулентное ПТ может опускаться по наклонному дну в автомодельном режиме, было показано в ряде работ. Для реализации автомодельного режима ПТ должно характеризоваться большим значением числа Рейнольдса (Re>200), а угол наклона дна в бассейне должен превышать 20°. В таком случае, скорость U распространения головы ПТ вниз по склону определяется формулой: $U = C(g'q_{a})^{1/3}$ (62)

Здесь g'- ускорение редуцированной силы тяжести, рассчитываемое по перепаду плотности между плотностным течением и окружающей жидкостью, **q**_o – двумерный расход источника ПТ, а C ≈ 1.5 безразмерная эмпирическая константа. Примечательно, что в эту формулу не входит функция угла наклона дна. Получается, что при достаточно больших значениях угла наклона дна и числа Рейнольдса **Re = q_0/v_r** где v – кинематическая вязкость, внутренние параметры (скорость распространения, высота головы и пр.) ПТ определяются только степенной комбинацией внешних параметров g' и q_o. Их значения можно оценить, например, для черноморских условий.

Опыты с турбулентными ПТ

Было выполнено 30 опытов с придонными ПТ в бассейне 150*12*40 см³, заполненном однородной жидкостью при различных значениях удельного расхода источника q = Q/L(Q – объемный расход источника, а L – протяженность щелевого источника поперек бассейна); редуцированного ускорения свободного падения ($g' = g \Delta \rho_0 / \rho_0$, $\Delta \rho_0 = \rho_0 \beta (S_1 - \rho_0)$ S_0) – перепад плотности между водой из источника с соленостью S₀ и водой в бассейне (верхний слой) с соленостью **S**₁, β – коэффициент соленостного сжатия, **g** – ускорение свободного падения) и угла α - наклона дна бассейна к горизонтали.

Определяющие размерные параметры изменялись в диапазонах: q =2.1–3.3 см²/с; g' =0.7–23 см/с², α = 300. При этом определяющие безразмерные параметры, число Рейнольдса Re = $U \cdot H / v$ и число Фруда Fr = $U / (g' H \cos \alpha)^{1/2}$ (U – измеренная скорость фронта ПТ, $v \approx 10^{-2}$ см²/с – кинематическая вязкость воды) изменялись в следующих пределах: **Re =210–330, Fr=0.4–1.2.**

В опытах измерялись длина и толщина ПТ («тело» и «голова» отдельно) как функция времени, распределение плотности по вертикали (отождествляемого с распределением красителя) с помощью сканирующего оптического датчика.

Экспериментальное подтверждение автомодельности процесса распространения ПТ



Рис. 82. Зависимость скорости плотностного течения U_1 от $(g'_1 q_0)^{1/3}$

Псевдо-двумерное распределение безразмерной концентрации красителя С/С0 в гравитационном течении, отражающее его плотностную структуру.



Результаты обработки данных оптического датчика.

На рисунке видно, что ПТ можно условно разделить на две части: «головную», в которой происходит активное взаимодействие потока с окружающей жидкостью, и "хвостовую", в которой это взаимодействие значительно менее выражено. ПТ и в "голове", и за ней, является непрерывно стратифицированным, причем плотность жидкости возрастает с глубиной до самого дна. Этот результат позволяет сделать два вывода:

1) двухслойное приближение, наиболее часто используемое при теоретическом описании ПТ в однородной окружающей жидкости, не всегда оправдано;

2) непрерывная стратификация плотностного течения предопределяет его расслоение при взаимодействии со стратифицированной окружающей средой и образование интрузий на различных изопикнических уровнях.

Взаимодействие ПТ со скачком плотности (резким пикноклином).

B двухслойно стратифицированной жидкости реализуются три типа «поведения» придонного плотностного течения. Первый из них ($S_{\theta} >> S_2$) характеризуется тем, что плотностное течение практически «не замечает» границы раздела плотности в жидкости (слоя скачка) и сохраняет свой придонный характер. Второй тип ($S_0 > S_2$) – наиболее интересный и сложный, характерен тем, что плотностное течение «расщепляется» при взаимодействии с пикноклином на две части, одна из которых проникает в пикноклин в виде интрузии, а другая продолжает распространяться вниз по наклонному дну. Третий тип ($S_1 < S_0 < S_2$) характеризуется отрывом исходного плотностного течения от дна и его превращением в интрузию, распространяющуюся в зоне пикноклина.

Иллюстрация режима взаимодействия ПТ с резким пикноклином при $S_{\theta} > S_2$ (сверху) и $S_{\theta} >> S_2$ (снизу)



Рис. 84.

Результаты опытов

Было установлено, что степень трансформации вод ПТ, отрывающихся от дна и превращающихся во внутрипикноклинную интрузию, выражается в виде безразмерного параметра V_i/V_{θ} (где V_i – объем трансформированных вод, превратившихся в интрузию, а V_{θ} – объем вод ПТ, поступивших из источника за время опыта) и зависит от величины определяющего безразмерного параметра $P = (S_0 - S_1)/(S_2 - S_1)$. На рис. 4 видно, что при 0 < P < 1, V_1/V_0 имеет приблизительно постоянное и максимальное значение (близкое к 4-5 в условиях данной серии опытов). При P > 1, V_i/V_0 является убывающей функцией Р. В свою очередь, степень прохождения вод ПТ в нижний слой, выраженная в виде безразмерного параметра V_2/V_0 (где V_2 – объем прошедших через пикноклин вод ПТ), равна нулю при 0 < P < 1 и является возрастающей функцией этого параметра при P > 0 (рис. 84).

Зависимость отношений V_i/V_2 , V_i/V_0 и V_2/V_0 от безразмерного параметра P



 V_{θ} - объем вод *ПТ* из источника, V_i - объем вод трансформировавшихся во внутрипикноклинную интрузию, V_2 - объем вод *ПТ* прошедших в нижний слой.



Рис. 86.

Приложение результатов опытов к черноморским условиям



Рис.87 (28). Гидрологическая структура Черного моря.

Оценка параметра *Р* для ПТ, образованного попаданием на крутой континентальный склон Черного моря соленых средиземноморских вод через пролив Босфор, показывает, что *P* ≈ 6 (при S₀ = 36‰ S₁ = 18‰ S₂ = 21‰). Используя данные лабораторного эксперимента получаем, что для условий Черного моря $V_i/V_0 = 3-4$, а $V_i/V_2 = 4-6$. Это означает, что воды средиземноморского происхождения должны активно вовлекаться в пикноклин Ч.м. и порождать интрузии, объем которых в несколько раз превышает объем вод ПТ. Эта оценка вполне согласуется с данными натурных наблюдений.

Численные эксперименты с ПТ в 2-слойной жидкости на XZ-модели



Рис. 88. Уравнения Навье-Стокса в приближении Буссинеска, расчетные сетки от **301 x 111** до **701 x 321**

Примеры расчетов



u₀=2.0 см/с, h₀=50.0 см, Δρ₀=0.001 г/см³, Fr=0.283 Δρ_{bot}=0.0015 г/см³ Δρ_{flow}=0.0017 г/см³

Δρ_{flow}=0.002 г/см³

Рис. 89.

Δρ_{flow}=0.0021 г/см³

Лекция №8.

Однородная вращающаяся жидкость – ОВЖ

- •Инерционные колебания;
- •основные уравнения;
- •потенциальный вихрь;
- •колонки Тейлора-Праудмена;
- •экмановский пограничный слой;
- •свободная конвекция

Влияние вращения Земли на динамику вод океана на пространственных масштабах более 10-100 км и на временных масштабах порядка суток и более определяющим наряду с влиянием является стратификации. Вместе с тем, между плотностной стратификацией и вращением существует определенная аналогия.

Основным размерным параметром, стратификацию характеризующим ВОД плавучести (Вяйсялячастота является Брента) N = [dp/dz(g/p)]^{1/2}, являющаяся частотой свободных колебаний частицы жидкости, смещенной вверх или ВНИЗ относительно положения равновесия.

Основным размерным параметром, характеризующим вращение Земли является параметр Кориолиса **f** = $2\Omega \sin \varphi$, где Ω - угловая частота вращения Земли, а ф - широта места. Параметр Кориолиса является частотой свободных колебаний частицы во вращающейся однородной жидкости – частотой инерционного колебания.

Основные уравнения для ОВЖ

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)$$
(63)
$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z}\right)$$
(64)
$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g$$
(65)
$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$
(66)

Уравнения динамики в безразмерном виде: основные параметры подобия

 $\partial u/\partial t + u \partial u/\partial x - fv = -1/\rho \partial p/\partial x + v \partial^2 u/\partial z^2$ (67),

где, **v** – кинематическая (для лабораторного бассейна) или же **A_z -** эффективная вертикальная (для океана) вязкость. Обезразмерим это уравнения, используя следующие размерные параметры задачи:

- U масштаб горизонтальной скорости,
- L горизонтальный масштаб длины,
- Н глубина жидкости,
- 1/f масштаб времени,
- ΔP масштаб перепада давления на масштабе L.

Получим: $u = u'U, v = v'U, t = t'/f, x = x'L, p = p'\Delta P, z = z'H.$ Подставляя в (67), получим уравнение в безразмерных переменных :

 $\partial u'/\partial t' + U/(fL)u'\partial u'/\partial x' = -\Delta P/fUL\partial p'/\partial x' + v/(fH^2)\partial^2 u'/\partial z'^2$ (68). Здесь U/fL = Ro – число Россби, . v/(fH²) = E – число Экмана, △P/fUL – безразмерный перепад давления по горизонтали (пока его не конкретизируем). Величина этих безразмерных параметров определяет относит. вклад соответствующих членов уравнения в баланс сил. При малой величине какоголибо параметра относительно других, членом уравнения при нем можно пренебречь.

Инерционные колебания

v/(fH²) = E << 1 △P/fUL << 1. Тогда членами в правой части уравнений (63) и (64) можно пренебречь.

$$\frac{du}{dt} = fv \qquad u = V_i \sin(ft) \qquad (69)$$
$$\frac{dv}{dt} = -fu \qquad v = V_i \cos(ft) \qquad (70)$$
$$V_i^2 = u^2 + v^2 \quad R_i = \frac{V_i}{f} \qquad (71)$$



Пример:

$$f=10^{-4}$$
 с⁻¹, $V_i=30$ сm/с $R_i=3$ км

Аналогия со стратифицированной жидкостью

В линейно-стратифицированной жидкости при ее

перемешивании колеблющимися стержнями масштаб слоя

определялся соотношением:

 $H \sim U/N$.

В ОВЖ – радиус инерционного колебания

R = U/f

Стратификация ограничивает движение по вертикали, а

вращение – по горизонтали.

Лагранжевые дрифтеры со спутниковой связью как средство исследования динамики ВКС



спутник

Приемная

антенна

Проявление инерционных колебаний на траектории движения дрифтера верхнего слоя в Черном море



Рис. 90.

Спектр компонент лагранжевой скорости течений в Черном море (дрифтерные данные)



Рис. 91.
Определение потенциального вихря и условие его сохранения

Введем относительную завихренность

 $\omega = \operatorname{curl}_{z} V = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$

Пусть эффекты трения по прежнему отсутствуют, **A_z =0**. Тогда, дифференцируя (63) и (64) по **у** и по **х**, соответственно, и, вычитая из второго первое, получим:

 $d/dt(\omega+f) + (\omega+f)(\partial u/\partial x + \partial v/\partial y) = d/dt(\omega+f) - (\omega+f) (\partial w/\partial z) = 0 (70)$

- уравнение для относительной завихренности в ОВЖ без трения:

Можно показать, что при условии обращения в нуль вертикальной скорости на дне

$$\partial w/\partial z = -(1/H)dH/dt$$
 (71).

Подставляя (71) в (70), получим:

d/dt (ω +f) + [(ω +f)/H]dH/dt =0, или: d/dt [(ω +f)/H)] = 0 (72) Выражение (72) является законом сохранения

потенциальной завихренности

 $\mathsf{P} = [(\omega + \mathsf{f})/\mathsf{H})]$

в невязкой ОВЖ. Используя его можно определять знак и величину относительной завихренности ω, возникающей в потоке из-за растяжения, или сжатия вихревых линий в условиях изменяющейся глубины жидкости Н. В случае постоянного f, при уменьшении глубины, относительная завихренность становится отрицательной (антициклонической) а при ее увеличении – положительной (циклонической).

Вихревые колонки Праудмена-Тейлора – яркий пример стремления к вертикальной однородности (двумерности) течения в ОВЖ

Если на дно бассейна с ОВЖ поместить небольшое препятствие, напр. в виде цилиндрич. шайбы, и слегка изменить скорость вращения бассейна, то возникнет течение, набегающее на препятствие. При этом над препятствием разовьется баротропный антициклонический вихрь (Рис.93) относительную частоту вращения которого ω можно определить используя закон сохранения потенциального вихря в ОВЖ: $\omega = - fh/H$, где h – высота препятствия, а **Н** – толщина слоя жидкости в сосуде. Если это не препятствие, а каверна (впадина), то вихрь над ней является циклоническим: $\omega = + \text{ fh/H.}$ В океане вихри над горами и впадинами – очень распространенное явление, имеющее промысловое значение.



Рис. 94.

Эффекты трения – экмановский пограничный слой (Ekman, 1905) $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v} = 0; \rho, A_z = const; H \to \infty$ $fv + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0$ $u = V_0 \exp^{-az} \cos(\pi / 4 + az)$ (73) $\int v + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0$ $v = V_0 \exp^{-az} \sin(\pi / 4 + az)$ (74) $a = \sqrt{\frac{f}{2A}} \quad V_0 = \frac{\tau}{\sqrt{\rho^2 fA}} \quad H_E = \frac{\pi}{a} = \sqrt{\frac{2\pi^2 A_z}{f}} \quad (75)$

Пример: t=1 dyn/cm², f=10⁻⁴ c⁻¹, A_z =10 cm²/s \longrightarrow V_0 =30 cm/s, H_E =13 m Так как характерная глубина океана – неск. километров, то $H_E/H <<1$ и в толще океана эффектами трения можно пренебрегать и использовать закон сохранения потенциального вихря.

Интегральный экмановский перенос

$$M_{Ex} = \int_{-H>>H_E}^{0} (\rho u) dz \qquad M_{Ey} = \int_{-H>>H_E}^{0} (\rho v) dz \qquad (76)$$

Используя экмановские решения (73) и (74) и, подставляя их в (76), получим:

$$M_{Ex} = \frac{\tau_{yz}}{f} \qquad M_{Ey} = -\frac{\tau_{xz}}{f} \qquad \vec{M}_E = \frac{(\tau \times k)}{f} \qquad (77)$$

М_Е – интегральный экмановский перенос, направлен перпендикулярно к направлению ветрового воздействия (в Северном полушарии)

Спинап в лабораторном бассейне (раскрутка жидкости в придонном экмановском слое)



Рис. 95. Схема раскрутки жидкости в бассейне при внезапном увеличении скорости вращения от частоты Ω на ΔΩ (<< Ω). Здесь **H** – толщина слоя жидкости, h_e - придонного экмановского слоя, стрелки – направление движения жид-ти.

Условие твердотельного вращения – баланс между силой давления обусловленной искривлением свободной поверхности и центробежной силой. При этом:

$$H(r) = (\Omega r)^2/2g$$
 (79).

Раскрутка воды в лабораторном бассейне происходит в придонном экмановском слое $h_e \sim (v/f)^{1/2} = 1-2$ мм. Там нарушается баланс сил: центробежная сила и сила Кориолиса, направленные от центра к стенкам не уравновешиваются силой давления, обусловленной искривлением свободной поверхности и направленной от стенок к центру.

импульса снизу, движется к стенкам, затем поднимается вверх и возвращается к центру во всей толще. Можно показать, что для раскрутки жидкости до твердотельного вращения при ускорении (замедлении) вращения от частоты Ω на ΔΩ (<< Ω) требуется время, определяемой масштабом:

Благодаря этому, жидкость у дна, ускоренная передачей

 $\tau = H/(f_V)^{1/2}$ (78).

Бпротропный вихрь – интрузия в ОВЖ

В твердотельно вращающуюся жидкость, ламинарно и с постоянным расходом, внедряется извне жидкость той же плотности из вертикального источника, близкого к точечному и расположенного на дне в центре бассейна. Поступающая в бассейн жидкость обладает практически нулевым моментом вращения, из закона сохранения которого следует, что азимутальная скорость течения в ней V = -0.5 fr, где r радиальная координата, а **f** - параметр Кориолиса. В центре бассейна образуется баротропный антициклонический вихрь, эволюция которого определяется не только интрузией жидкости извне, но и эффектами трения.

Вертикально однородные (баротропные) вихревые структуры в ОВЖ – аналог плотностных интрузий (схема установки)



- Рис. 93. Стадии эволюции баротропного вихря-интрузии:
- а) стадия формирования ядра вихря;
- б) и в) стадия стационарногоядра и растекания жидкости впридонном экмановском слое;
- г) релаксация вихря после
 окончания работы источника.
 Вверху каждого рисунка вид
 сбоку, внизу вид сверху.
- На рис. в) и г) вид сверху, наблюдаются треки бумажных пелеток, дающие представление о азимутальной скорости течения в вихре и вне его.



Влияние придонного трения на динамику баротропного вихря-интрузии над горизонтальным дном

Будем считать, что в момент времени t = 0 в центре бассейна

на его оси включается точечный баротропный источник массы с объемным расходом Q. При этом ламинарно (т.е. без перемешивания) втекающая масса жидкости той же плотности, что и у жидкости в бассейне, образует осесимметричный цилиндр - "ядро" вихря-интрузии, занимающий всю толщу жидкости высотой Н и расширяющийся в радиальном направлении. Из условия неразрывности и баротропности во всем слое вращающейся жидкости возникает дивергентное течение с радиальной компонентой скорости:

U = Q/(2πrH) (при r> 0) (80)
 Используя условие сохранения объема втекающей жидкости, получим зависимость радиуса R ядра вихря-интрузии от времени t:

 $R = (Qt/pH)^{1/2}$ (81)

В силу сохранения нулевого момента вращения, при r<R (т.е. внутри ядра) интрузионная жидкость вращается антициклонически с азимутальной скоростью

$$V = -0.5*fr$$

Выражения (81-82) получены при пренебрежении трением. Это может быть приемлимым лишь на начальной стадии развития антициклонической циркуляции в бассейне. С ее появлением вблизи дна возникает вязкий пограничный слой Экмана, который вызывает "спинап" и ограничивает рост скорости азимутального течения. При этом в придонном экмановском слое происходит радиальный дивергентный перенос жидкости с расходом:

 $Q_e = -2\pi r h_e V = -2\pi r (v/f)^{1/2} V$ (83) Здесь $h_e = (v/f)^{1/2} << H$ - масштаб толщины экмановского пограничного слоя, V - скорость азимутального течения вне экмановского погранслоя. Подставляя в (83) выражение (82) для V внутри ядра вихряинтрузии, получим:

 $Q_e = \pi r^2 (\nu f)^{1/2}$ (84)

Очевидно, что при определенном значении $\mathbf{r} = \mathbf{R}_1$ расход \mathbf{Q}_e становится равным расходу \mathbf{Q} жидкости, поступающей извне в ядро вихря-интрузии и радиальный рост ядра должен прекратиться.

Из условия $\mathbf{Q}_{e} = \mathbf{Q}$ получим выражение для предельного радиуса \mathbf{R}_{1} ядра вихря-интрузии:

 $\mathbf{R}_1 = (\mathbf{Q}^2 / \pi^2 \mathbf{v} \mathbf{f})^{1/4}$ (85)

Зависимость диаметра ядра баротропного вихря – интрузии от масштаба $D_1 = 2R_1 = 2(Q^2/\pi^2 v f)^{1/4}$



Рис. 96.

Свободная конвекция во вращающейся жидкости

В невращающейся жидкости свободная конвекция возникает при нагреве слоя снизу или его охлаждении сверху. Режим конвекции характеризуется значением числа Релея $Ra = (\Delta \rho / \rho)gH^3/k_V$ (при постоянном значении числа Прандтля Pr = v/k). Конвективное движение реализуется при Ra > Ra_{crit}. Оно развивается вследствие неустойчивости термического погранслоя в котором передача тепла идет молекулярным путем. При этом толщина пограничного слоя

 $\delta_0 = \mathbf{k} \Delta \mathbf{T}_0 / \mathbf{q} = (\mathbf{C}^3 \mathbf{g} \alpha / \mathbf{k}^2 \mathbf{v})^{-1/4} \mathbf{q}^{-1/4}$.

Во вращающейся жидкости конвективное движение зависит не только от Ra, но и от $E = v/(fH^2)$ – числа Экмана. Исторически сложилось, что в теории конвекции во вращающейся жидкости используют число Тейлора, **Та = Е**⁻². Чем быстрее вращение (больше значение **Та**), тем выше число **Ra**crit при котором начинается конвекция (рис. 97) и тем более ламинарный (упорядоченный) режим конвекции реализуется.

Структура конвективных движений во вращающейся жидкости существенно отличается OT невращающейся. Она имеет вид циклонических вихрей с вертикальной осью, поскольку при конвергентном движении сила Кориолиса порождает именно циклонические вихри (рис.98). Чем быстрее более упорядоченной является вращение, тем вихревая структура и тем больше кол-во вихрей на единицу площади (**рис. 99-100**).

Влияние вращения на конвекцию становится определяющим, когда $\mathbf{h}_{e} < \delta_{0}$. При $\mathbf{h}_{e} >> \delta_{0}$ это влияние становится ничтожным. Поскольку в лаб. бассейне на вращающейся платформе $\mathbf{h}_{e} = 1-2$ мм, а $\delta_{0} = 2-3$ мм, то влияние вращения на конвекцию проявляется в полной мере.

Зависимость критического числа Релея от числа Тейлора



Рис. 97. Сплошная линия – предсказание линейной теории, значки – экспериментальные точки.

Фотографии структуры свободной конвекции во вращающейся жидкости - 1



Рис. 98. Свободная конвекция при Ra = 2*10^{8,} Ta = 7*10⁷.

Фотографии структуры свободной конвекции во вращающейся жидкости - 2



Рис. 99. Свободная конвекция при Ra = 7*10^{7,} Ta = 6*10⁸.

Зависимость числа конвективных вихрей на единице площади от числа Тейлора



Рис. 100

Лекция №9. Влияние изменения параметра Кориолиса с широтой (планетарного бетаэффекта) на динамику вод океана

Рассмотрим свободные колебания в однородном океане при учете наличия широтного градиента параметра Кориолиса. Для простоты будем считать, что $\partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{y} = \beta = \beta$ const – широтный градиент f на β - плоскости (приближение приемлемое для средних широт). Вспомним, что в условиях **f = const**, частица, которую толкнули горизонтально со скоростью U, испытывает инерционные колебания, двигаясь по кругу с радиусом $R_i = U/f$.

При наличии β колебания перестают быть круговыми. При движении на север **f** увеличивается а **R**_i уменьшается, а при движении на юг **f** уменьшается, а **R**_i увеличивается. В результате траектория движения имеет вид циклоиды и при этом частица смещается на запад см. рис. 101.

север

Рис. 101. Траектория свободного колебания на β плоскости



Оценка скорости смещения частицы на запад из-за β - эффекта

Будем считать, что скорость смещения частицы на запад зависит от \mathbf{R}_i и β . Из соображений размерности следует, что $\mathbf{U}_{\beta} \sim \beta \mathbf{R}_i^2$. Пусть $\mathbf{R}_i = 3$ км ($\mathbf{U} = 30$ см/с, $\mathbf{f} = 10^{-4}$ с⁻¹), $\beta = 10^{-1}$ ¹³см⁻¹с⁻¹. Тогда получим: $\mathbf{U}_{\beta} = 10^{-2}$ см/с.

Естественно, что это значение так мало, что им можно пренебречь для инерционных колебаний. Но если амплитуда свободного колебания в 10 или более раз больше, то **U**_β≥ **1см/с.** Такие масштабы движения типичны для бароклинных волн Кибеля-Россби.

Вихри-интрузии в ОВЖ при наличии βэффекта

В лабораторных условиях в ОВЖ можно изучать влияние β - эффекта на динамику используя наклонное дно. Из закона сохранения потенциального вихря в ОВЖ следует, что:

$P = (f+\omega)/H = const.$

Следовательно, в невязком приближении можно

моделировать изменение f изменением H.

Схема эксперимента с баротропным вихреминтрузией на наклонном дне в ОВЖ

Рассмотрим эволюцию вихря интрузии с постоянным притоком в ОВЖ на конусе вершина которого находится в центре бассейна и смотрит вверх (рис. 102). В этом случае направление на север соответствует направлению от стенок к центру бассейна, а движение на запад соответствует антициклоническому движению.



he scheme of the experimental set-up (sloping bottom).

- rotating platform.
- 2 organic glass tank ($50*50*45 \text{ cm}^3$).
- 3 conic bottom
- 4,5 central and lateral sources
- 6 Mariotte bottle
- 7 the video camera.
- 8 the TV-set.

Результаты эксперимента





При этом скорость расширения ядра вихря вокруг источника:

 $R = (Qt/\pi H)^{1/2}$.

 $V_r = dR/dt = 0.5(Q/\pi Ht)^{1/2}$.

интрузии происходят по закону:

Как уже отмечалось, первоначальное (пока эффекты

придонного трения малы) развитие баротропного вихря-

Из-за бета-эффекта, с ростом радиуса вихря все сильнее

начнет проявляться скорость западного дрейфа

 $\mathsf{U}_{\beta} \thicksim \beta_{\mathsf{T}} \mathsf{R}^2,$

где β_{T} = $H\partial P/\partial r = (\partial H/\partial r)f/H = ftg\alpha/H, tg\alpha$ - наклон направляющей конуса к горизонтали.

Очевидно, что при некотором значении **t***, значение **U**_β станет равным **V**_r, а затем и превысит его. Вихрь не сможет удерживаться над источником, сойдет с него, а на его месте будет образовываться другой вихрь и т.д. В результате образуется цепочка вихрей, дрейфующих в антициклоническом (западном) направлении (Рис.103.).

Результаты эксперимента

0 cone, $g' = 0 \text{ cm/s}^2$ 0.8 b 0 00 0.6 Cm/s 0.4 0 0 0.2 0 0.05 0.15 0.2 0.25 0.1 0 15 0 cm/s^2 cone, q' = 12 a Ó 00 9 cm D. 6 3 0 2 0 1 3 Dt, cm

eV.

Используя приведенные

соотношения, получим:

t* =H(π/4Qf2tg2α)^{1/3} и

 $R^* = (Q/2\pi ftg\alpha)^{1/3}$.

Бета-эффект как основной механизм формирования асимметрии общей циркуляции вод океана (интенсивных западных пограничных течений)



Figure 11.7 Sketch of the major surface currents in the North Atlantic. Values are transport in units of 10⁶ m³/s. After Sverdrup, Johnson, and Fleming (1942: fig. 187).

Рис. 104. Гольфстрим

Генерируемая ветром общая циркуляция вод в Северной Атлантике в средних широтах имеет антициклонический знак. Это означает, что у берегов Северной Америки (на западе)течение направлено на север, а у берегов Африки (на востоке) – на юг. При этом циркуляция вод асимметрична: на западе – узкое интенсивное течение (Гольфстрим), а на востоке – широкое и слабое.

Основной причиной этого является бета-эффект. На западе, в силу сохранения потенциального вихря, двигающиеся на север в общем антициклоническом круговороте воды приобретают антициклоническую завихренность. Тем самым она усиливается и это выражается в формировании Гольфстрима. На востоке двигающиеся на юг воды приобретают циклоническую завихренность и антициклоническая завихренность общей циркуляции там ослабляется, а течение – «расплывается». Структура течения с бета-эффектом складывается из симметричной составляющей, на которую наложен вихревой диполь (см. рис. 105.).
Асимметрия общей циркуляции ОВЖ над наклонным дном в лабораторном бассейне



Рис. 105.

Влияние планетарного бета-эффекта на динамику вод океана: свердруповский баланс (1)

Рассмотрим стационарное движение при малых значениях числа Россби U/fL= Ro << 1. Тогда членами в правой части уравнений (63) и (64) можно пренебречь. Градиент давления, являющийся основной движущей силой течений вне пограничных слоев трения будем учитывать, т.е $\Delta P/fUL \sim 1$. При этом к поверхности моря приложено напряжение трения ветра τ. Такая задача была рассмотрена Свердрупом (1947) с приложением к Тихому океану.

$$\partial p/\partial x = f\rho v + \rho A_z \partial^2 u/\partial z^2 = f\rho v + \rho \partial \tau_{xz}/\partial z$$
 (86),

где τ_{xz} (0) = τ_x – напряжение трения ветра на пов-ти океана в широтном направлении, а τ_{xz} (–H>>H_E) = 0.

$$\partial p/\partial y = -f\rho u + \rho A_z \partial^2 v/\partial z^2 = -f\rho u + \rho \partial \tau_{vz}/\partial z$$
 (87),

где τ_{yz} (0) = τ_y – напряжение трения ветра на пов-ти океана в меридиональном направлении, τ_{yz} (–H>>H_E) = 0.

Интегрирование (86) и (87) по вертикали от поверхности до глубины – Н с учетом выражений (76)-(77) для интегрального экмановского переноса получим: $\partial P/\partial x = fM_v + \tau_x$ (86), где $\partial P/\partial x = _{H>>HE} \int (\partial p/\partial x) dz$ (88) $\partial P/\partial y = -fM_x + \tau_v$ (86), где $\partial P/\partial y = _{H>>HE} \int^0 (\partial p/\partial y) dz$ (89) Осуществив перекрестное дифференцирование (88) - по у, (89) – по х и, вычитая из одного другое, получим:

 $f(\partial M_x/\partial x + \partial M_y/\partial y) + (\partial f/\partial y)M_y = \partial \tau_x/\partial y - \partial \tau_y/\partial x = rot \tau (90)$

Влияние планетарного бета-эффекта на динамику вод океана: свердруповский баланс (2)

Используя уравнение неразрывности и считая, что

w(0) = w(-H) =0 (**w(z)** – вертикальная скорость) Свердруп получил, что:

 $\partial M_x / \partial x + \partial M_y / \partial y = 0.$

В этом случае уравнение (90) имеет вид ($\partial f/\partial y$)M_y = rot τ , или:

 $\beta M_y = rot \tau$ (91),

где $\beta = \partial f / \partial y$ – широтный градиент **f** (β -эффект).

Соотношение (91) именуется свердруповским балансом. Из него следует, что из-за β - эффекта завихренность напряжения трения ветра порождает меридиональный перенос вод океана. *До сих пор не экспериментально не установлено, выполняется ли (91)?*

Вместе с тем, представим себе, что β-эффект отсутствует (условие характерное для лабораторного бассейна на вращающейся платформе). Можно ли раскрутить в нем жидкость, создавая на поверхности завихренность напряжения трения (ветром, или дифференциально вращающемся диском)? Очевидно, что можно. Чем же в таком случае балансируется rot τ ?

Из (90) следует, что при $\beta = 0$ выполняется баланс:

 $f(\partial M_x/\partial x + \partial M_y/\partial y) = rot \tau$ (92),

который легко привести к виду:

 $w(0) - w(-H) = -rot\tau / \rho f (93),$

учитывая, что:

 $\partial M_x / \partial x + \partial M_y / \partial y = -\rho[w(0) - w(-H)]$ (94).

Из (93) следует, что при **rot**τ **≠0** либо **w(0)**, либо **w(- H)**, либо они оба отличны от нуля.

Экмановская накачка циркуляции в ОВЖ (1)

Рассмотрим ситуацию, когда к поверхности твердотельно вращающейся однородной жидкости в цилиндрическом бассейне осесимметрично приложено касательное напряжение трения характеризуемое значением завихренности rot τ = const >0 (циклонически завихренный ветер). Это вызовет появление дивергентного экмановского переноса в приповерхностном слое трения за счет которого вода из центральной области бассейна будет двигаться к боковой стенке.

В этом случае из (93) следует, что $w(0) \approx - rot\tau / \rho f$, поскольку вначале раскрутки $w(-H) \approx 0$ при $H >> H_{F}$. Это означает, что в центральной части бассейна, толщина слоя жидкости должна убывать со временем, а у стенок возрастать. В результате этого появится радиальный градиент давления, направленный от центра бассейна к боковой стенке. Этот градиент породит азимутальное циклоническое течение охватывающее всю толщу жидкости. По мере увеличения градиента давления скорость течения будет возрастать, но до какого предела?

Предел этот определяется эффектом торможения жидкости в придонном экмановском слое. Там возникнет конвергентное движение воды от боковых стенок к центру бассейна и, как результат, вертикальная скорость w(-H) в центральной части бассейна, направленная вверх. Когда эта скорость сравняется по модулю с вертикальной скоростью на поверхности, положение поверхности стабилизируется т.е.:

$$w(0) = 0, w(-H) = rot\tau / \rho f$$

и раскрутка жидкости в бассейне прекратится (см. рис.106).

Экмановская накачка циркуляции в ОВЖ (2)

Рис. 106. Схема раскрутки ОВЖ до стац. состояния в цилиндрическом бассейне под действием (синяя стрелка сверху) осесимметричного ветрового воздействия с циклоническим ротором. Штрихпунктир – невозмущенная поверхность.



Стратифицированная вращающаяся жидкость (СВЖ)

Стратификация препятствует баротропизации. Вихри и течения в океане, как правило, являются бароклинными, т.е., зависят от глубины. Поскольку наиболее важным источником циркуляции вод океана является ветровое воздействие, течения являются наиболее интенсивными поверхности и затухают с глубиной. Соотношение V между вертикальным H и горизонтальным L масштабами течения определяется соотношением между N и f: $H/L \sim f/N = 10^{-1} - 10^{-2}$.

Фундаментальным масштабом в СВЖ является радиус деформации Кибеля-Россби: Rd = NH₀/f, где H0 глубина стратифицированного слоя океана (~1 км). Физически R_d – расстояние на котором длинные бароклинные волны ($c \sim NH_0$) схватываются вращением. Соответственно, масштаб мезомасштабных движений бароклинных вихрей и волн Россби-Блиновой в океане и в атмосфере L≥ R_d. При этом L< R_d для субмезомасштабных движений.

Геострофический баланс

$$t \gg \frac{1}{f}: \frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = \frac{dw}{dt} = 0; A_z = 0$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = fv \qquad v = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \qquad v = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^{0} g\rho(z)dz - \frac{g}{f} \frac{\partial\zeta}{\partial x}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -fu \qquad u = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \qquad u = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-H}^{0} g\rho(z)dz - \frac{g}{f} \frac{\partial\zeta}{\partial y}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g \qquad p = p_a + \int_{-H}^{\zeta} g\rho(z)dz \qquad u_s = -\frac{g}{f} \frac{\partial\zeta}{\partial y} \qquad v_s = \frac{g}{f} \frac{\partial\zeta}{\partial x}$$

Пример:

$$f=10^{-4} \text{ c}^{-1}, g=10^3 \text{ cm/s}^2, \frac{\partial \zeta}{\partial y} = 3cm/10km \implies u_s = 30 \text{ cm/s}$$

Баротропная и бароклинная неустойчивости

Геострофические течения в стратифицированном случаях океане BO МНОГИХ являются неустойчивыми. Широко распространены два неустойчивости: баротропная типа (обусловленная горизонтального наличием сдвига скорости) и бароклинная (обусловленная скорости). сдвига наличием вертикального Благодаря бароклинной неустойчивости течение становится меандрирующим.

Иногда меандры достигают большой амплитуды. В этом случае они могут превратиться в вихри, которые разрывают генеральный поток и производят горизонтальное перемешивание – трансфронтальный Необходимым условием развития обмен. бароклинной неустойчивости является L > R_d, где L есть ширина течения, а $R_d = NH/f = (g'H)^{0.5}/f$ бароклинный радиус деформации. Типичная длина волны меандраг $\lambda \approx 2\pi R_d$, а радиус мезомасштабного вихря R_e≈ πR_d

Бароклинная неустойчивость океанских течений, формирование меандров и мезомасштабных вихрей





МЕЗОМАСШТАБНАЯ ДИНАМИКА ЧЕРНОГО МОРЯ: ВЛИЯНИЕ НА ВОДООБМЕН В СИСТЕМЕ «ШЕЛЬФ-ГЛУБОКИЙ БАССЕЙН» И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗООПЛАНКТОНА

А.Г. Зацепин, Е.Г. Арашкевич, А.И. Гинзбург, В.В. Кременецкий, А.Г. Тимонин

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, E-mail: zatsepin@ocean.ru

Конференция «Фундаментальные проблемы океанологии», 27-28 ноября 2008, Москва

Гидрологическая структура Черного моря



Крупномасштабная циркуляция и мезомасштабная динамика вод Черного моря





Международный дрифтерный эксперимент в Черном море (1999-2003) Журбас, Зацепин и др., 2004; Poulain, Barbatini, Motyzhev, Zatsepin, 2005 Мезомасштабная вихревая динамика вод в Черном море Гинзбург, Зацепин, Кременецкий, Пиотух, 2008

The closed-like cyclonic basin-scale circulation (Rim current) and lateral mixing produced by mesoscale eddies effectively contribute to the homogenizing of thermohaline characteristics at the isopycnic surfaces

Район исследования и судовые станции



43

42.5

36

37

38

Longitude (East)

39

40

НИС «Акванавт»

Обсуждаемые вопросы

- Взаимодействие крупномасштабной и мезомасштабной вихревой динамики вод Черного моря и их зависимость от ветрового воздействия
- Влияние режима течения на водообмен в системе «шельф – глубокое море» и пространственное распределение зоопланктона

Скорость экмановской накачки (W_E 10⁶ м/с) на поверхности Черного моря по данным NCEP



 $W_E = curl \tau / (\rho f) = -\nabla_H M_E / \rho_w$

Положительные величины W_E (красный) – циклоническая завихренность ветра

Отрицательные величины W_E (синий) – антициклоническая завихренность ветра



Геострофические течения, возбуждаемые положительной экмановской накачкой в двуслойной жидкости



fU=1/ ρ δP/ δ y - геострофический баланс U₁=g/f δξ/ δ y ≅ - ($\Delta \rho$ g/f ρ_1) δ h₁/ δ y U₂=(g/f ρ)($\Delta \rho$ δ h₁/ δ y+ ρ_1 δ ξ/ δ y)≅0 внутригодовая изменчивость скорости экмановской накачки <W_E>10⁶ м/с (а) и вдольбереговой компоненты геострофической скорости <V_g> м/с на поверхности (б) в С-В части Черного моря



Коэффициент корреляции между <W_E> и <V_g> как функция временного интервала осреднения W_E перед выполнением судового разреза

Коэффициент корреляции достигает максимума при временном интервале осреднения близком к одному месяцу. Этот временной период можно рассматривать как характерное время приспособления ОЧТ к изменяющемуся уровню экмановской накачки





Лабораторное моделирование влияния периодически изменяющейся экмановской накачки на режим в двуслойной вращающейся







Схема бароклинной циркуляции возбуждаемой положительной экмановской накачкой: (а) – вид сбоку; (б) – вид сверху.

Значения определяющих безразмерных параметров для Черного моря и лабораторной модели

Безразмерные	Черное море	Лабораторная молель
$\theta = h_0 / H$	$(0.5-1)*10^{-1}$	$(0.7-1.4)*10^{-1}$
$Bu_0 = (R_d/L_o)^2$	$(0.6-2)*10^{-2}$	~10-2
L_S/R_d	0.5-5	1-8
$E = \nu/(f h_0^2)$	(0.01-1)*10-4	~10-3
$Fr_{Rim} = U_{Rim} / (g'h_0)^{0.5}$	(0.4-2.0)*10-1	(0.3-3.0)*10-1

возбуждаемого экмановской накачкой на стадии его релаксации



Развитое прибрежное течение перед окончанием ветрового воздействия

на 17-й день



на 4-й день релаксации

на 45-й день

Влияние изменчивости экмановской накачки на ОЧТ и мезомасштабную вихревую динамику



Сильная экмановская накачка и обусловленная ей интенсификация ОЧТ (ноябрь 2000)



Zatsepin et al., 2002

Слабая экмановская накачка, деградация ОЧТ и образование мезомасштабных вихрей (октябрь 2001)



Zatsepin et al., 2002

распределение зоопланктона



Выводы (1)

Значительные вариации экмановской накачки с периодом более одного месяца могут приводить к изменению режима течения от доминирования вдольбереговой струи ОЧТ при сильной накачке до доминирования мезомасштабных вихрей при слабой накачке. Вследствие внутригодовой изменчивости экмановской накачки (ее усиления зимой и ослабления летом) для зимы более типично доминирование вдольбереговой струи ОЧТ. а для лета - доминирование мезомасштабных вихрей. Тем не менее, смена режимов течения может происходить многократно в годовом цикле.

Выводы (2)

Режим течения влияет на пространственное распределение зоопланктона. При интенсивном ОЧТ подавленном поперечном обмене возникает И неравномерное распределение зоопланктона обилием прибрежных видов в шельфовой зоне и открытоморских видов в глубоководной части моря. При слабом и меандрирующем ОЧТ, в условиях интенсивного поперечного обмена распределение зоопланктона является более равномерным: прибрежные виды наблюдаются не только B шельфовой, но и в глубоководной части моря И наоборот, открытоморские – не только R глубоководной, но и в шельфовой зоне.