

УДК 551.465

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГРАДИЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ СО СЛОЕМ СКАЧКА ПЛОТНОСТИ

Н. К. Шелковников, С. М. Новочинский

(кафедра физики моря и вод суши)

Некоторые процессы, протекающие в реальных морях и океанах, можно исследовать с помощью модели двухслойной жидкости, на верхний, более легкий слой которой действует ветер [1—3]. В настоящей работе описываются результаты лабораторных опытов, проведенных на подобной модели для изучения особенностей нагонной циркуляции, пространственной изменчивости структуры слоя скачка плотности при наличии сдвига скорости и градиента давления, а также процесса вовлечения более плотной нетурбулизированной жидкости из нижнего слоя в верхний.

Опыты выполнялись в прямоугольном аэрогидроканале с размерами $400 \times 60 \times 25$ см, на одном конце которого устанавливался откос, имевший длину 270 см и уклон 0,03, а на другом, под углом 30° к поверхности воды, — волногаситель. Канал заполнялся до уровня 10 см подкрашенным водным раствором NaCl соленостью 12‰, а затем слоем пресной воды толщиной 8 см. Высота воздушного туннеля составляла 7 см. Максимальная скорость ветра, создаваемого всасывающим вентилятором, равнялась $2,7 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. В ходе опытов определялись: 1) средняя скорость ветра по всей высоте воздушного канала; 2) вертикальное распределение солености; 3) вертикальное распределение средней температуры; 4) амплитуда и частота поверхностного волнения; 5) средняя скорость течения.

Регистрация средней солености проводилась с помощью кондуктометрического метода измерения электропроводности воды. Датчик состоял из двух электродов диаметром 0,5 мм, впаянных в стеклянный корпус на расстоянии 1,5 мм друг от друга и включенных в одно из плеч моста переменного тока. Сигнал с измерительной диагонали моста подавался на усилитель, затем на фазовый детектор и регистрировался с помощью потенциометра КСП-4.

Тарировка датчика проводилась абсолютным методом, основанным на зависимости сопротивления зазора между электродами от концентрации солевого раствора при постоянной температуре. В диапазоне изменения солености от 6 до 12‰ характеристика датчика была близка к линейной. Чувствительность прибора равнялась $0,05\%$ на 1 мм шкалы самописца, а инерция — 0,1 с.

Вертикальное распределение температуры в воде определялось термометром сопротивления [4]. Чувствительным элементом датчика был термистор МТ-54 с сопротивлением 200—300 Ом. Сигнал регистрировался потенциометром КСП-4. Тарировка прибора проводилась в диапазоне температур $10\text{—}20^\circ \text{C}$, где характеристика датчика с ошибкой не более 0,5% может быть принята линейной [5]. Чувствительность определялась по тарировочному графику и равнялась $20 \text{ мм}/^\circ \text{C}$.

Так как в течение каждого опыта воздействие ветра приводило к охлаждению жидкости, была проведена оценка влияния этого охлаждения на электропроводность воды, а также на общую плотностную стратификацию. Измерения показали, что разница между температурами верхнего слоя в начале и конце опыта не превышала $0,6^\circ \text{C}$, а неод-

нородность по вертикали $0,3^{\circ}\text{C}$. Оказалось, что если пренебречь изменением температуры воды верхнего слоя в ходе опыта, то это приводит к ошибке не более $2,5\%$, а пренебрежение температурной стратификацией жидкости дает ошибку менее 1% . Поэтому в дальнейшем температура считалась постоянной.

Измеренная струнным волнографом высота ветровых волн не превышала $0,6$ см, и, следовательно, поверхностные волны практически не влияли на процессы вовлечения и перемешивания жидкостей.

Средняя скорость ветра \bar{V} измерялась нестандартной индукционной микровертушкой, лопасти которой имели диаметр $0,9$ см. Импульсы тока, индуцированные в вертушке, после усиления регистрировались частотомером Ф-599. Период осреднения был равен 100 с. Профили \bar{V} вдоль оси канала в средней его части, на расстояниях $1,5$ м от обоих концов, удовлетворяли логарифмической зависимости до относительной высоты $\sim 0,4$ над поверхностью воды. Это дало возможность определить динамическую скорость воздушного потока V_* , которая является основным параметром, характеризующим энергию ветра, передаваемую воде. Расчеты проводились по формуле $V_* = \frac{\kappa(\bar{V}_2 - \bar{V}_1)}{2,3(\lg Z_2 - \lg Z_1)}$, где $\kappa \approx 0,4$ — постоянная Кармана, \bar{V}_1 и \bar{V}_2 —

скорость ветра соответственно на горизонтах Z_1 и Z_2 , отсчитываемых от невозмущенной поверхности жидкости. Получено $V_* = 30$ см/с.

До начала опытов из-за диффузии соли между верхним пресным слоем и нижним соленым возникала переходная область — халоклин, толщина которого перед началом опытов обычно была около $2,5$ см. Под действием ветра в верхнем слое жидкости в течение примерно 10 мин устанавливалась дрейфовая циркуляция, нижний подкрашенный слой при этом оставался практически неподвижным. Средний уклон поверхности раздела жидкостей, возникший вследствие нагона, составлял $0,02$. После развития циркуляции в бассейне наблюдалось сжатие халоклина вблизи переднего уреза воды в области нагона, где его верхняя граница была очень резкой, и расширение халоклина у противоположной стороны канала в зоне апвеллинга, где граница халоклина была размытой. На рис. 1 представлены профили условной плотности жидкости σ на разных расстояниях от переднего уреза в области нагона. Из профилей σ видно, что толщина халоклина меняется от $\sim 1,5$ см на расстоянии $0,5$ м от уреза воды до ~ 4 см на расстоянии $2,2$ м, а градиент плотности убывает. Эти изменения, по-видимому, связаны с распреснением слоя скачка плотности по мере удаления от уреза воды.

Визуальные наблюдения показали, что по мере движения от переднего уреза воды вдоль оси канала происходило усиление бомбардировки слоя скачка плотности крупномасштабными вихрями, которая проявлялась в виде значительных искривлений поверхности раздела пресной и соленой воды. Все перечисленные выше явления практически отсутствовали в области апвеллинга и вблизи переднего уреза воды в области нагона. Это объясняется тем, что турбулизация перемещаемого ветром слоя в середине канала была более сильной, чем в зонах нагона и стога. Действительно, рассмотрим рис. 2, на котором представлены эпюры средней горизонтальной скорости течения \bar{U} вдоль оси канала. (Средняя скорость течения определялась с помощью окрашенных струй. При этом осреднение проводилось по серии из 15 измерений; относительная ошибка не превышала 15% .) Пунктиром на рисунке показаны профили течения в халоклине. Как видно из рис. 2, максимальная скорость градиентного течения увеличивалась с 1 см·с⁻¹

на расстоянии 0,5 м до 3 см/с на расстоянии 2,2 м от переднего уреза воды. Кроме того, из-за наклона поверхности раздела жидкостей и уменьшения вследствие этого глубины верхнего слоя ядро градиентного течения при движении над халоклином постепенно поднималось вверх с глубины 9 см на расстоянии 0,5 м от уреза воды до глубины 5 см на расстоянии 2,2 м.

Для сравнения следует сказать, что в ряде экспериментальных и теоретических работ [6—8] при изучении стационарной сгонно-нагонной циркуляции над откосом в однородной жидкости было установле-

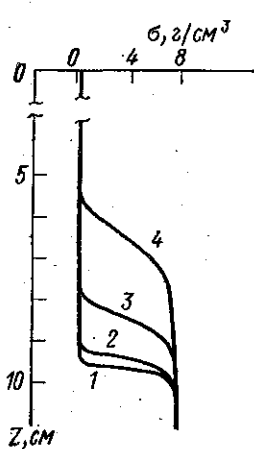


Рис. 1. Распределение средней плотности жидкости по глубине на различных расстояниях x от уреза воды: $x_1=0,5$ м, $H=11,5$ см (1), $x_2=1,1$ м, $H=12,5$ см (2), $x_3=1,5$ м, $H=13$ см (3), $x_4=2,2$ м, $H=14,5$ см (4); H — глубина бассейна в точке измерения

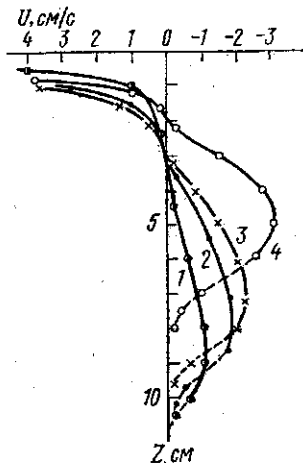


Рис. 2. Распределение средней горизонтальной скорости течения \bar{U} по глубине на различных расстояниях от уреза воды в зоне нагона. Обозначения кривых те же, что на рис. 1

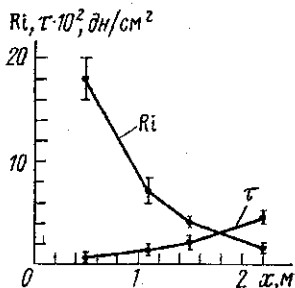


Рис. 3. Изменения градиентного числа Ричардсона Ri и турбулентного потока импульса τ в области верхней границы халоклина в зависимости от расстояния от уреза воды в зоне нагона

но, что при нагоне по мере удаления от уреза воды происходит заглубление ядра градиентного течения и как следствие этого опускание жидкости. В свою очередь, отмеченная в случае двухслойной жидкости особенность (подъем ядра градиентного течения при движении над халоклином) должна влиять как на процесс перемешивания через пограничную поверхность, так и на распределение вертикальной составляющей средней скорости течения, так как над верхней поверхностью халоклина должен происходить подъем жидкости. Из рис. 2 также видно, что профиль средней горизонтальной скорости \bar{U} в области слоя скачка плотности был близок к линейному. Выше он становился линейно-логарифмическим. Если учесть, что отклонение профиля от логарифмического непосредственно над халоклином невелико, то можно оценить динамическую скорость U_* градиентного течения над ним с помощью формулы (1), где вместо \bar{V}_1 и \bar{V}_2 следует брать скорости течения \bar{U}_1 и \bar{U}_2 соответственно на горизонтах Z_1 и Z_2 , отсчитываемых от точки перегиба линейной части графика.

Найденные значения U_* позволили вычислить значения турбулентного потока импульса $\tau = -\rho U_*^2$ (ρ — плотность воды) для каждого

из профилей U . График изменения τ в градиентном течении над поверхностью слоя скачка плотности приведен на рис. 3. Из графика видно, что динамическое воздействие потока на халоклин резко возрастало по мере увеличения расстояния от уреза воды. Кроме того, как показали визуальные наблюдения, проведенные с помощью красителя, турбулентное перемешивание распространялось на разные глубины от верхней границы слоя скачка плотности в зависимости от расстояния от уреза воды в зоне нагона. В то время как вблизи уреза перемешивание практически отсутствовало, на расстоянии 2,2 м оно охватывало слой порядка 1 см. Если предположить, что процесс перемешивания был связан главным образом с вовлечением нетурбулизированной жидкости из нижнего слоя в верхний турбулентный слой, то скорость этого вовлечения можно определить из соотношения $U_e = Q/\Delta\rho$ (здесь $\Delta\rho$ — разность плотностей между слоями, а Q — турбулентный поток массы, который вычисляется по формуле $Q = -U^3\rho/(\kappa gL)$, где g — ускорение силы тяжести, L — масштаб длины Монина—Обухова, определяемый для каждого из профилей средней продольной скорости течения жидкости в верхнем слое). Расчеты, выполненные с учетом этого предположения, показали, что скорость вовлечения возрастала почти на 2 порядка: от $3,6 \cdot 10^{-2}$ см/ч на расстоянии 0,5 м от переднего уреза воды до 1,6 см/ч на расстоянии 2,2 м от него. Чтобы объяснить такое резкое увеличение U_e , нами было проведено исследование изменения устойчивости на границе халоклина с верхним перемешиваемым ветром слоем вдоль оси канала. Для этого по профилям условной плотности и средней скорости течения были вычислены значения градиентного числа Ричардсона $Ri = \frac{g}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial z} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^{-2}$, характеризующего ус-

тойчивость исследуемой пограничной области. График изменения Ri в зависимости от расстояния от уреза воды в зоне нагона приведен на рис. 3, из которого видно, что при движении вдоль канала число Ri уменьшается от 18 на расстоянии 0,5 м от уреза до 1,5 на расстоянии 2,2 м. Такое значительное уменьшение устойчивости переходной области связано как с возможным распреснением слоя скачка плотности по мере удаления от уреза воды (см. рис. 1), так и с усилением динамического воздействия градиентного течения. Известно, что зависимость безразмерной скорости вовлечения $E = U_e/U_m$, где U_m — некоторый масштаб скорости, от параметров стратификации среды при перемешивании, вызываемом касательным напряжением трения на границе раздела турбулентной и нетурбулентной областей, описывается выражением $E = k Ri_*^{-1}$ [9], где k — эмпирический коэффициент, $Ri_* = \frac{g \Delta\rho H}{\rho U_m^2}$ — потоковое число Ричардсона, H — пространственный мас-

штаб, $\Delta\rho$ — разность плотностей между слоями. При расчете Ri_* в качестве H взято расстояние от поверхности раздела жидкостей до точки, где скорость градиентного течения максимальна, при этом за U_m принимались соответствующие значения динамической скорости жидкости в пограничной области. Вычисления показали, что соотношение $E = k Ri_*^{-1}$ довольно хорошо выполняется, если $k = 0,5$ ($130 \leq Ri_* \leq 650$). Это значение довольно близко к величине, полученной в работе [1], где использовалась аналогичная модель. Следует отметить, что в работе [3], где процесс вовлечения исследовался в кольцевом канале, было получено значение $k = 2,5$. Таким образом, можно сделать вывод, что скорость вовлечения в значительной мере определяется характером циркуляции жидкости в верхнем перемешанном слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шелковников Н. К., Алявдин Г. И. Океанология, 1982, 22, № 2, с. 196. [2] Wu J. J. Fluid Mech., 1973, 61, N 2, p. 275. [3] Kato H., Phillips O. M. J. Fluid Mech., 1969, 37, N 4, p. 643. [4] Шелковников Н. К. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1976, 17, № 2, с. 219. [5] Удалов Н. П. Полупроводниковые датчики. М.: Энергия, 1965, с. 240. [6] Фельзенбаум А. И. В кн.: Итоги науки. Гидрометеорология. 1968. М.: Изд-во ВИНТИ, 1970, с. 97. [7] Шелковников Н. К., Контобойцева Н. В., Новочинский С. М. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1980, 21, № 3, с. 53. [8] Vaines W. D., Knapp D. I. Proc. ASCE — J. Hydr. Div., 1965, HY 2, N 3, p. 205. [9] Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977, с. 321.

Поступила в редакцию
19.02.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 1

УДК 528.21/22

НОВОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СХОДИМОСТИ РЯДА ЛАПЛАСА НА ФИЗИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПЛАНЕТ

Н. А. Чуйкова

(ГАИШ)

Вопрос о сходимости на физической поверхности планеты разложения ее внешнего потенциала притяжения по сферическим функциям можно решить следующим образом: найти, при каких условиях степенной ряд Лапласа, абсолютно и равномерно сходящийся к потенциалу планеты всюду вне сферы, охватывающей массы планеты,

$$V(r, \varphi, \lambda) = f \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{r^{n+1}}, \quad (1)$$

где

$$A_n = \int \mu(r', \varphi', \lambda') P_n(\cos \gamma) r'^{n+2} dr' d \sin \varphi' d\lambda',$$

γ — угол, образованный радиус-векторами точек наблюдения (r, φ, λ) и интегрирования (r', φ', λ') , равномерно сходится и когда точка наблюдения находится внутри охватывающей сферы. В этом случае в силу теоремы единственности для аналитических функций этот ряд будет представлять собой потенциал планеты всюду в области вне физической поверхности.

О возможности решения такой задачи говорят два результата, полученные в теории потенциала [1]. 1). Если тело ограничено аналитической поверхностью и имеет плотность, представляющую аналитическую функцию координат, то внешний потенциал может быть аналитически продолжен внутрь тела. Поэтому если такое продолжение возможно вплоть до сферы с радиусом, равным минимальному радиусу поверхности тела, то в силу теоремы единственности разложение внешнего потенциала в степенной ряд (1) будет сходиться и представлять собой потенциал всюду в области вне поверхности тела. 2). Согласно методу выметания, внешний потенциал объемного тела всюду на и вне поверхности тела равен внешнему потенциалу простого слоя, полученного выметанием внутренних масс на поверхность тела. Поэтому если поверхностный слой тела имеет такую структуру, что он может быть получен выметанием масс, расположенных внутри сферы минимального