

УДК 532.59

© 2002 г. О.Д. ШИШКИНА

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН ВЕРТИКАЛЬНЫМ ЦИЛИНДРОМ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ ПИКНОКЛИНЕ

Проведено лабораторное исследование амплитуд, модового состава и фазовой структуры внутренних волн, генерируемых вертикальным цилиндром в условиях приповерхностного пикноклина, представляющего собой слой стратифицированной жидкости, расположенный между двумя квазиоднородными слоями с соответствующими толщинами h_1 и h_2 ($h_2 = 2h_1$). Исследования проводили для критических, с точки зрения генерации внутренних волн, скоростей движения цилиндра. Рассмотрены различные примеры заглупления модели относительно пикноклина. Проанализированы зависимости модовой структуры и амплитудно-фазовых характеристик вынужденных внутренних волн от скорости движения и относительного заглупления модели. Исследовались параметры стационарных и нестационарных волновых систем.

Полученные данные позволяют прогнозировать параметры вынужденных волн и критические скорости движения при известных линейных размерах модели и характеристиках пикноклина.

Ключевые слова: внутренние волны, фаза, амплитуда, мода, движение цилиндра, пикноклин.

Экспериментальные исследования генерации внутренних волн в стратифицированной жидкости, в частности зависимость их модовой структуры и амплитудно-фазовых характеристик в ближней и дальней зонах от параметров стратификации и источника возмущения, активно проводились в течение последних десятилетий.

Серия экспериментов по исследованию волнообразования на границе раздела в двуслойной жидкости с однородными слоями различной плотности и толщины при движении модели надводного судна описана в [1]. Эта работа была одной из первых, где в лабораторных условиях наблюдался резонансный механизм генерации внутренних волн движущимся телом, т.е. максимальная амплитуда присоединенной внутренней волны наблюдалась в случае равенства скорости движения модели U и критической скорости волны c_0 на границе раздела слоев.

В [2] исследована модовая структура плоских внутренних волн при обтекании горизонтального цилиндра потоком трехслойной жидкости с экспоненциально стратифицированным средним слоем, заключенным между однородными слоями. Вертикальный профиль внутренних волн n -й моды описывался собственной функцией $W_n(z)$ краевой задачи [3,4]

$$\frac{d^2}{dz^2} W + k^2 \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) W = 0, \quad -H < z < 0$$

$$W_n(0) = W_n(-H) = 0$$

где H – глубина жидкости; k – волновое число внутренней волны; ω – частота внутренней волны; N – частота плавучести

$$N(z) = - \left(\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right)^{1/2}$$

где g – ускорение свободного падения; ρ и dp/dz – плотность и градиент плотности жидкости на горизонте z соответственно.

Преобладание каждой из трех низших внутренних мод в эксперименте обеспечивалось заглублением горизонтальной оси цилиндра на уровень нуля вертикального профиля соответствующей моды. Исследование механизма генерации внутренних мод выявило наличие ряда критических значений "внутреннего" числа Фруда $Fr^* = 1/(\pi n)$ (n – номер моды), при этом для $Fr < Fr^*$ невозможно появление моды с $n < n^*$. Исключение составляет только 1-я мода ($n = 1$).

Результаты исследования внутренних волн в следе за донной неровностью и препятствием, движущимся по свободной поверхности, описаны соответственно в [5] и [6]. Пространственные линейные внутренние волны в сверхкритическом потоке ($Fr^* > 1$) исследовались в [7]. Авторами наблюдался узкий V -образный волновой след за моделью надводного судна (см. также [8,9]), что качественно совпадало с теоретическими результатами, полученными в [10].

Экспериментальное исследование возмущений в экспоненциально стратифицированной жидкости за трехмерным донным препятствием было выполнено в [11–13]. В качестве препятствия была использована осесимметричная обтекаемая форма, режимы движения потока описывались числами Фруда $Fr_h = U/hN < 1$, где U – скорость набегания потока, h – высота препятствия.

Пространственная структура ближнего поля внутренних волн за сферой, движущейся горизонтально и равномерно в жидкости с экспоненциальной стратификацией, исследовалась в [14]. Методом теневой визуализации исследованы структура потока, обтекающего сферу, и гидродинамического следа в непосредственной близости от тела. Наблюдения подтвердили гипотезу, впервые высказанную в [11], о решающем влиянии стратификации на вертикальную структуру следа в диапазоне чисел Фруда $Fr \leq 1$.

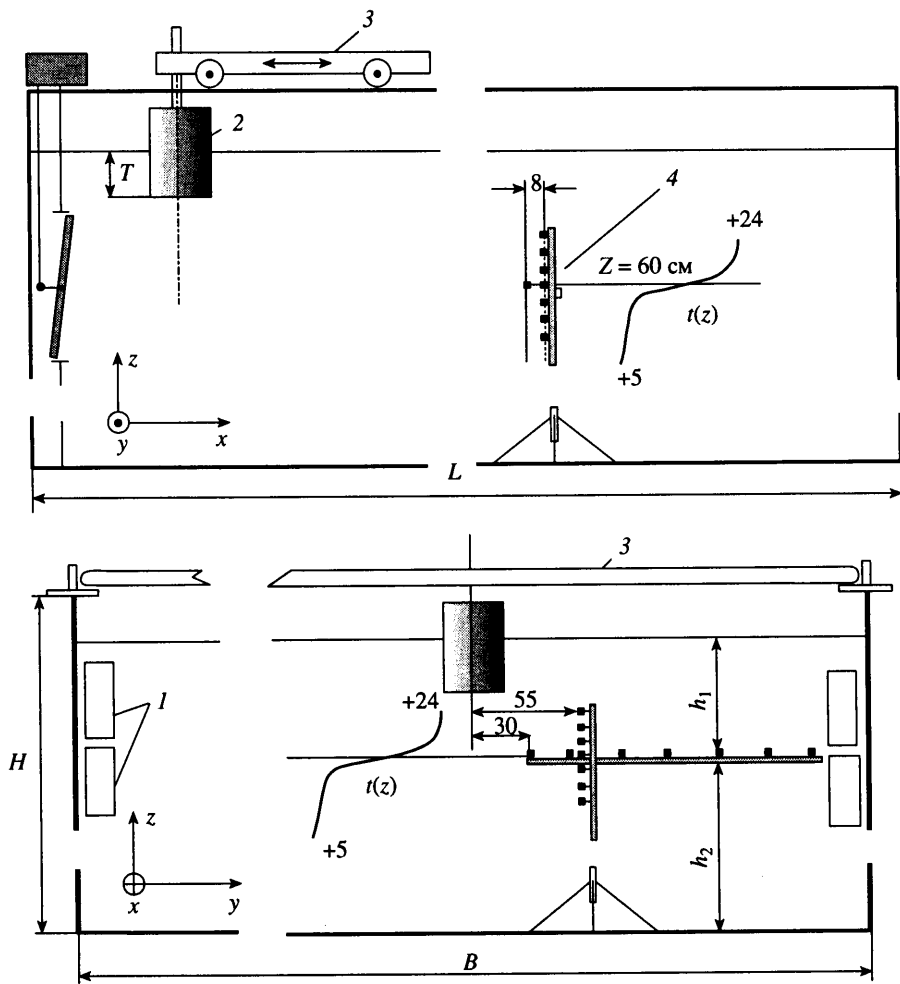
Фазовая картина волнового следа за сферой, движущейся в экспоненциально стратифицированной жидкости, в зависимости от числа Фруда Fr и Рейнольдса Re исследовалась в [15–17]. В [15, 16] наблюдалась противофаза внутренних волн в вертикальной плоскости относительно оси протяжки сферы. В [17] впервые отмечалось различие характеристик внутренних волн от тела и от его гидродинамического следа. Аналогичный вывод был сделан в [18] по результатам экспериментов по генерации волн в пикноклине. Здесь проводился также амплитудный и спектральный анализ трех низших внутренних мод волнового поля ($n = 1–3$) за сферой, движущейся горизонтально на различных глубинах относительно приповерхностного пикноклина. Результаты анализа показали, что моды внутренних волн распространяются независимо друг от друга согласно дисперсионному соотношению для каждой из них.

Пространственные внутренние волны в следе за сферой, движущейся в трехслойной жидкости со стратифицированным средним слоем, изучались в [19]. Были измерены горизонтальные углы распространения 1-й внутренней моды для различных значений Fr . Генерация внутренних волн определенной частоты обеспечивалась выбором заглубления сферы в нижнем однородном слое.

Лабораторных экспериментов по генерации внутренних волн телом достаточно большого водоизмещения в жидкости с нелинейным профилем стратификации ранее не проводили.

В данной работе экспериментально исследуются модовая структура, амплитудные и фазовые характеристики внутренних волн при движении вертикального цилиндра в жидкости с нелинейным профилем стратификации при вариациях скорости буксировки и заглубления цилиндра относительно приповерхностного пикноклина.

1. Описание серии экспериментов. В большом термостратифицированном бассейне ИПФ РАН [20] исследовалась структура поля вынужденных внутренних волн при горизонтальном равномерном движении вертикального цилиндра, пересекающего свободную поверхность и пикноклин.



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – теплообменники; 2 – модель; 3 – буксировочная тележка; 4 – система датчиков

Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. В бассейне с размерами $L \times B \times H = 18 \times 4 \times 2 \text{ м}^3$ с помощью системы бортовых теплообменников 1 создавалась горизонтально-однородная термостратификация.

Верхний слой h_1 первоначально однородной жидкости с температурой 10°C нагревался до температуры $22\text{--}24^\circ\text{C}$ при одновременном охлаждении нижних слоев h_2 до температуры $4\text{--}6^\circ\text{C}$. В результате работы системы на глубине $h = 0.3H$ формировался термоклин толщиной $0.15H$ с перепадом плотности между верхним и нижним квазиоднородными слоями $\Delta\rho = 2 \text{ кг/м}^3$.

В стратифицированной жидкости масштабное моделирование гидрофизических процессов по критерию Фруда может быть осуществлено с любым коэффициентом геометрического подобия (масштабом) $K_L = L_H/L_M$ (L_H – натурный, L_M – модельный размер) при одновременном изменении временного масштаба в $t_H/t_M = K_L^{1/2}$ раз и сохранении характерного перепада плотности $\Delta\rho$. Если стратификация плотности обусловлена в основном изменением температуры, масштабное моделирование означает вертикальное сжатие профиля температуры в K_L раз при сохранении полного

перепада температуры Δt . Для внутренних волн это выражается в сохранении амплитуды колебаний температуры и плотности, но в более высокочастотном диапазоне.

Моделирование в стратифицированном бассейне выполняется с коэффициентом геометрического подобия (масштабом) $K_L^{1/2} = L_H/L_M = 100$. При этом, согласно теории размерностей, обеспечивается моделирование и других физических величин: ускорения $a_H/a_M = 1$, скорости $U_H/U_M = K_L^{1/2}$ (включая фазовую и групповую скорости волн), длины волны $\lambda_H/\lambda_M = K_L$, частоты плавучести $N_H/N_M = K_L^{-1/2}$.

В вязких жидкостях моделирование по числу Фруда не обеспечивает одновременного равенства чисел Рейнольдса $Re = UD/\nu$, где D – диаметр цилиндра; ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости. Поэтому при испытании движущихся моделей принято соблюдать равенство чисел Фруда, обеспечивая при этом достаточно большие значения числа Рейнольдса $Re \sim 10^3\text{--}10^4$, соответствующие режиму автомательности. В данной серии экспериментов исследования проводили при $Re = 4 \cdot 10^3\text{--}10^4$.

Буксировка вертикального цилиндра 2 диаметром $D = 0.4$ м проводилась с помощью буксировочной тележки 3 с постоянной скоростью в диапазоне $U = 0.02\text{--}0.12$ м/с при значениях осадки T относительно глубины h центра пикноклина $T/h = 0.5\text{--}1.5$.

Измерение параметров внутренних волн проводили с помощью горизонтальной и вертикальной гирлянд термисторов 4. Горизонтальная гирлянда из восьми термисторов с интервалом 0.1 м располагалась перпендикулярно траектории движения цилиндра по одну сторону от продольной оси бассейна на глубине центра пикноклина $h = 0.6$ м. Первый датчик находился на расстоянии 0.1 м от модели, что позволяло практически полностью восстанавливать волновую картину в плане и анализировать фазовые характеристики внутренних волн.

Показания вертикальной гирлянды, состоявшей из шести термисторов с интервалом 0.05 м и расположенной в зоне пикноклина ($z = 0.51\text{--}0.71$ м), позволяли исследовать модовый состав вынужденного волнового поля.

2. Стационарное движение модели. Результаты исследований показали, что фазовая картина и модовая структура волнового поля не зависят от заглубления цилиндра и определяются лишь длинноволновыми дисперсионными параметрами моды (фазовой скоростью c_i).

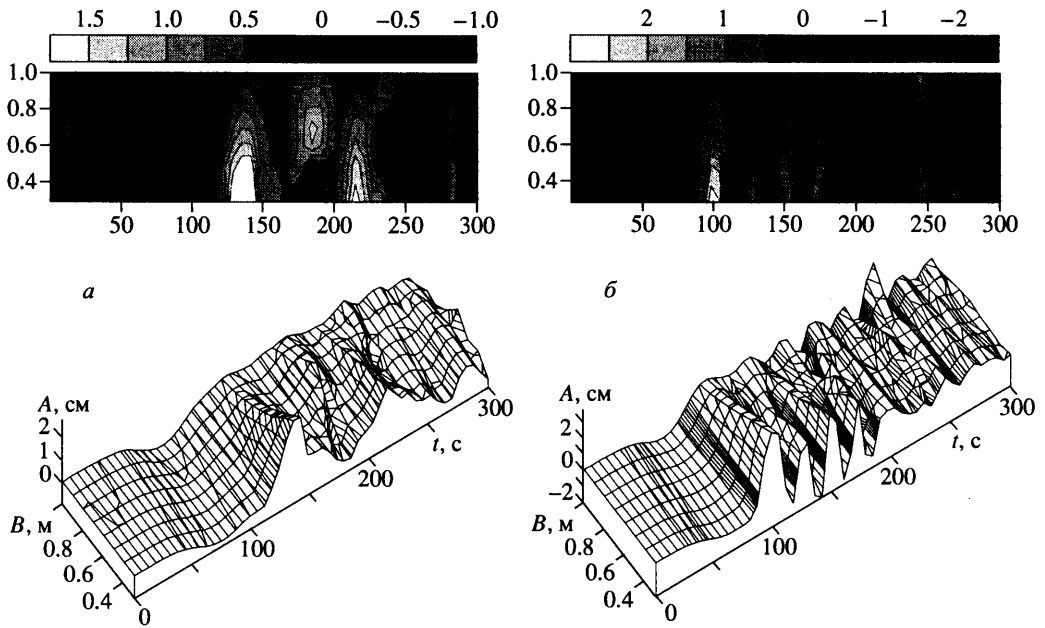
В случае равенства скорости буксировки цилиндра и фазовой скорости внутренних волн 2-й моды $U/c_2 = 1$ (фиг. 2, а) присоединенная волновая картина состоит из поперечных волн с углами распространения $\beta = 90^\circ$. Первая мода практически отсутствует при скоростях движения, меньших ее фазовой скорости, во всем диапазоне осадок модели.

При скорости движения цилиндра, равной фазовой скорости 1-й моды ($U/c_1 = 1$), волны следа представляют собой практически плоские фронты (фиг. 2, б). Выше по потоку наблюдается предвестник в виде уединенной волны длиной $6 - 8D$ (фиг. 3). При дальнейшем росте скорости движения цилиндра волновое движение вверх по потоку исчезает. Углы распространения волновых фронтов уменьшаются.

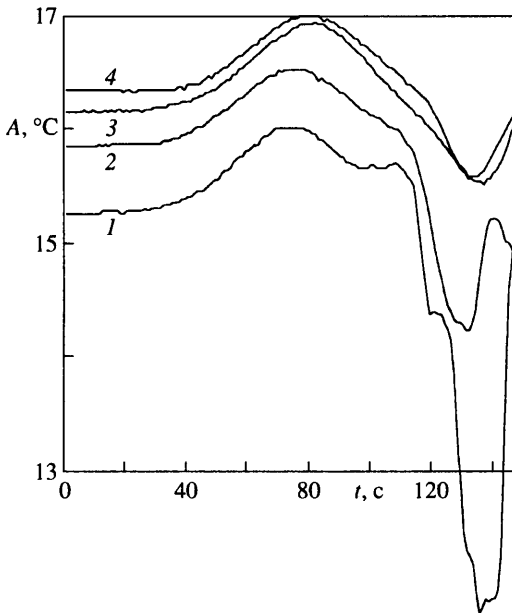
Амплитуда волн незначительно уменьшается поперек траектории движения тела во всем диапазоне скоростей движения цилиндра.

Анализ зависимости амплитуды волн от относительного заглубления цилиндра показал, что при буксировке тела вне пикноклина, когда осадка T не только меньше глубины его центра, но и меньше глубины его верхней границы ($T = 0.5h = 0.3$ м), амплитуда внутренних волн растет с увеличением скорости. Максимальное значение амплитуды внутренних волн наблюдалось при $U/c_1 = 1.75$.

При скорости буксировки тела, меньшей или равной фазовой скорости 2-й моды $U \leq c_2$, амплитуда внутренних волн практически не зависит от отношения T/h , однако имеется явная тенденция к увеличению амплитуды внутренних волн при движении

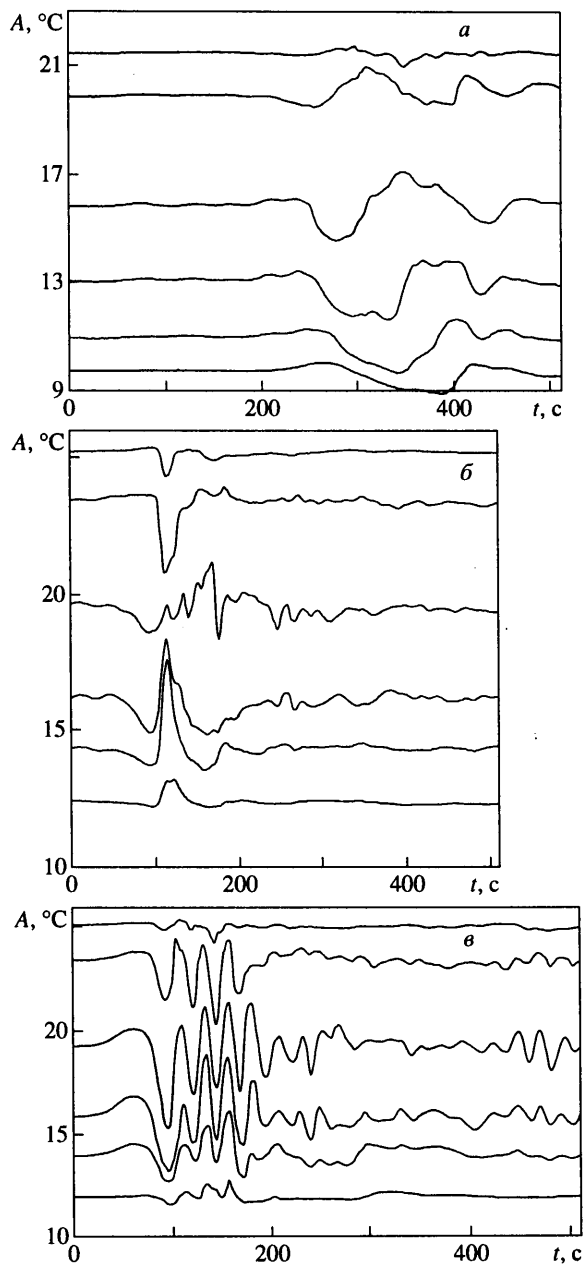


Фиг. 2. Картина волнового поля на горизонте максимального градиента плотности при $T/h = 0.83$: $a - U/c_2 = 1$, $b - U/c_1 = 1$



Фиг. 3. Профиль уединенной волны-предвестника: $y/R = 1.5; 2.5; 3.5; 4$ (линии 1–4)

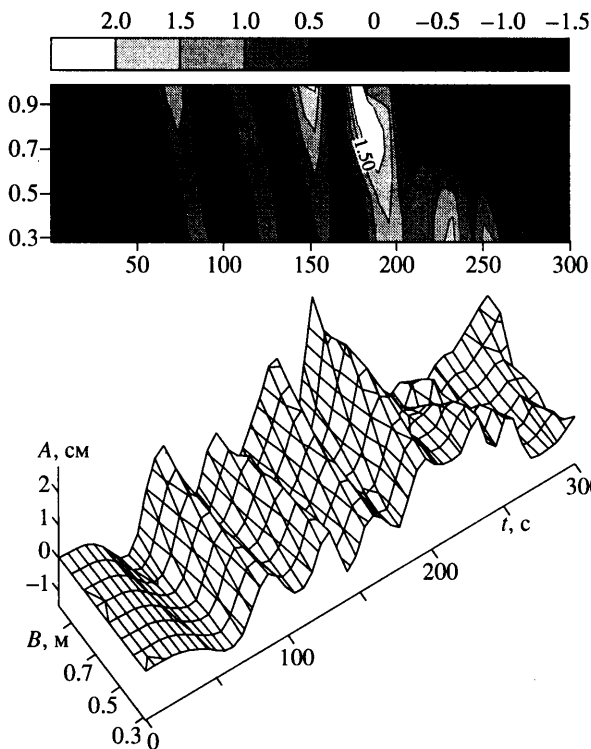
тела при пересечении им пикноклина. При этом вертикальная структура вынужденных внутренних волн типична для вертикального профиля второй моды. Когда осадка тела $T < h$, возмущения пикноклина представляют собой утолщение, при $T > h$ первая присоединенная вынужденная внутренняя волна – это сужение пикноклина (фиг. 4, а, б).



Фиг. 4. Вертикальная структура волнового поля: а – $T/h = 1.44$, $U/c_2 = 1$, б – $T/h = 0.83$, $U/c_2 = 1$, в – $T/h = 0.83$, $U/c_1 = 1$

С увеличением скорости тела наблюдается изменение структуры волнового поля. При скорости тела, равной фазовой скорости 1-й моды $U = c_1$, в следе возбуждаются внутренние волны 1-й моды. На фиг. 4,в приведена вертикальная структура волнового поля при скорости движения цилиндра $U/c_1 = 1$ для заглубления $T/h = 0.8$.

Если осадка тела T настолько больше h , что днищевая часть выходит за пределы термоклина, амплитуда внутренних волн практически равна амплитуде при движении тела над термоклином при $T/h = 0.5$. При скоростях движения тела $U > c_1$ зависимость



Фиг. 5. Нестационарная волновая картина на горизонте максимального градиента плотности при $T/h = 1.44$, $U/c_1 = 2$

амплитуды от T/h практически сохраняется для всех скоростей. Волны максимальной амплитуды наблюдаются при $T/h = 0.83$.

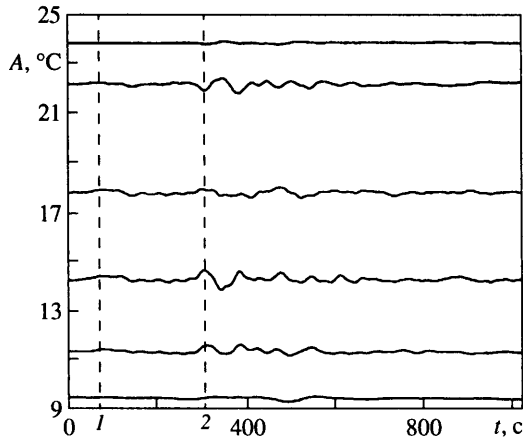
При $T/h > 1$ прослеживается тенденция увеличения амплитуды внутренних волн с дальнейшим ростом скорости. Волновая картина при $U/c_1 \gg 1$ не только не разрушается, а нарастает.

3. Нестационарное движение модели. Исследовали также нестационарное распространение волновой системы в случае остановки модели. Стационарную буксировку проводили на половине длины бассейна, после чего модель тормозили в течение короткого промежутка времени. Были выбраны два относительных заглубления модели $T/h = 0.83$ и 1.44 .

При $c_2 \leq U < c_1$ нестационарная волновая система затухала в процессе распространения. Наиболее интенсивные нестационарные волны наблюдали в случае преобладания 1-й моды в системе присоединенных волн $U \geq c_1$. В этом случае амплитуда нестационарных внутренних волн возрастала вдвое на расстоянии $3D$ от траектории модели по направлению стенок бассейна (фиг. 5).

В процессе распространения нестационарной волновой системы происходило независимое распространение внутренних мод (фиг. 6): головная волна имела структуру 1-й моды, а волновые движения с вертикальной структурой, характерной для 2-й моды, наблюдались с временной задержкой, соответствующей соотношению их фазовых скоростей.

Как уже упоминалось выше, вертикальная структура стационарных присоединенных волн 2-й моды зависит от заглубления днищевой части модели относительно пикноклина (утолщение при $T/h < 1$ и сужение при $T/h > 1$). После остановки модели вертикальная структура волнового движения 2-й моды зависит только от профиля стратификации.



Фиг. 6. Вертикальная структура нестационарного волнового следа при $T/h = 0.83$, $U/c_2 = 1$ (пунктиром отмечено прохождение 1-й и 2-й внутренних мод)

Заключение. Экспериментальная оценка поля внутренних волн, генерируемых при горизонтальном движении вертикального цилиндра, позволяет утверждать, что в диапазоне скоростей буксировки $c_2 \leq U \leq c_1$ могут генерироваться внутренние волны достаточно большой амплитуды (10–15% от заглубления тела T). Затухание амплитуды присоединенных внутренних волн поперек траектории движения модели составляет около 30% на расстоянии $3D$.

Наибольшее волновое возмущение возникает при осадке цилиндра, приблизительно равной глубине залегания пикноклина или несколько превосходящей эту глубину $T = (1-1.15)h$.

Результаты экспериментального исследования поля вынужденных внутренних волн показали, что при скоростях движения тела $U < c_2$ амплитуда волн практически не зависит от его заглубления. С увеличением скорости $c_2 < U < c_1$ амплитуда возмущений в пикноклине растет с заглублением тела относительно пикноклина ($T/h > 1$). Для скоростей $U \geq c_1$ в случае движения тела в приповерхностном слое над пикноклином ($T/h < 1$) амплитуда внутренних волн растет с ростом скорости. Если осадка тела велика ($T/h > 1$), амплитуда вынужденных волн практически не зависит от скорости.

Модовая структура поля внутренних волн не зависит от осадки цилиндра и определяется только его скоростью относительно линейного предела фазовой скорости соответствующей моды U/c_i (фазовым синхронизмом).

По модовой и амплитудно-фазовой структурам поля вынужденных внутренних волн можно с достаточной точностью судить о глубине подводной части цилиндра и скорости его движения.

Показано, что в случае остановки модели после достижения ею критической скорости, возбуждаемая система волн продолжает свое движение, внося изменения в фоновую гидрологическую картину. Амплитуда нестационарных внутренних волн возрастает в течение 3–4 начальных периодов. Так как амплитуды вынужденных волн в следе сравнимы с толщиной приповерхностного пикноклина, создаются физические предпосылки проявления нелинейных эффектов в ходе движения этих волн после остановки цилиндра.

Автор выражает благодарность В.В. Васильевой за участие в обсуждении результатов работы, а также В.В. Казакову, Д.П. Короткову и Б.В. Серину за помощь в выполнении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 99-05-54394) и INTAS (проект INTAS-2001-0025).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитина Е.А. Сопротивление судам в "мертвой воде" // Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение. 1959. № 1. С. 188–192.
2. Аксенов А.В., Можяев В.В., Скороваров В.Е. и др. Структура внутренних волн в трехслойной жидкости со стратифицированным средним слоем // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 3. С. 128–132.
3. Красс В. Внутренние волны. Л.: Гидрометеониздат, 1968. 272 с.
4. Миропольский Ю.З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Л.: Гидрометеониздат, 1981. 302 с.
5. Long R.R. Some aspects of the flow of stratified fluids. Pt 1 // Tellus. 1953. V. 5. № 1. P. 42–58.
6. Hunt J.C. R., Snyder W.H. Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill // J. Fluid Mech. 1980. V. 96. Pt 4. P. 671–704.
7. Ma H., Tulin M.P. Experimental study of ship internal waves: the supersonic case // J. Offshore Mech. Arctic Eng. 1993. V. 115. № 1. P. 16–22.
8. Simard A., Peltier W.R. Ship waves in the lee of isolated topography // J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. № 3. P. 587–609.
9. Watson G., Chapman R.D., Apel J.R. Measurements of the internal wave wake of a ship in a highly stratified sea loch // J. Geophys. Res. Ser. C. 1992. V. 97. № C.6. P. 9689–9703.
10. Miloh T., Tulin M.P., Zilman G. Dead-water effects of a ship moving in stratified seas // J. Offshore Mech. Arctic Eng. 1993. V. 115. № 2. P. 105–110.
11. Snyder W.H., Thompson R.S., Eskridge R.E. et al. The structure of strongly stratified flow over hills: dividing-streamline concept // J. Fluid Mech. 1985. V. 152. P. 249–288.
12. Castro I.P., Snyder W.H., Baines P.G. Obstacle drag in stratified flow // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1990. V. 429. № 1876. P. 119–140.
13. Vosper S.B., Castro I.P., Snyder W.H. et al. Experimental studies of strongly stratified flow past three-dimensional orography // J. Fluid Mech. 1999. V. 390. P. 223–249.
14. Сысоева Е.Я., Чашечкин Ю.Д. Пространственная структура следа за сферой в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1988. № 5. С. 59–65.
15. Макаров С.А., Чашечкин Ю.Д. Присоединенные внутренние волны в жидкости с экспоненциальным распределением плотности // ПМТФ. 1981. № 6. С. 47–54.
16. Беляев В.С., Макаров С.А., Чашечкин Ю.Д. Присоединенные внутренние волны: Препринт № 214. М.: ИПМ АН СССР, 1983. 73 с.
17. Hopfinger E.J., Flor J.-B., Chomas J.-M. et al. Internal waves generated by a moving sphere and its wake in a stratified fluid // Exp. Fluids. 1991. V. 11. № 4. P. 255–261.
18. Шишкина О.Д. Вынужденные внутренние волны и их влияние на сопротивление погруженных тел: Дис. ... канд. С.-Петербург: СПбГМТУ, 1995.
19. Аксенов А.В., Можяев В.В., Скороваров В.Е. и др. Структура внутренних корабельных волн в трехслойной жидкости со стратифицированным средним слоем // ПМТФ. 1989. № 1. С. 104–109.
20. Арабаджи В.В., Богатырев С.Д., Баханов В.В. и др. Лабораторное моделирование гидродинамических процессов в верхнем слое океана (большой термостратифицированный бассейн ИПФ РАН) // Приповерхностный слой океана: физические процессы и дистанционное зондирование. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. Т. 2. С. 231–251.

Нижний Новгород
E-mail: ols@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию
15.V.2001