

1981

# DYNAMICS OF A SMALL-SCALE OCEANIC FRONT UNDER WIND ACTION

SHAPIRO, GI

<http://hdl.handle.net/10026.1/11936>

---

IZVESTIYA AKADEMII NAUK SSSR FIZIKA ATMOSFERY I OKEANA

---

*All content in PEARL is protected by copyright law. Author manuscripts are made available in accordance with publisher policies. Please cite only the published version using the details provided on the item record or document. In the absence of an open licence (e.g. Creative Commons), permissions for further reuse of content should be sought from the publisher or author.*

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

---

ИЗВЕСТИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР

# ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

4

---

МОСКВА • 1984



УДК 551.465.11:551.468.16

## ДИНАМИКА МЕЛКОМАСШТАБНОГО ОКЕАНИЧЕСКОГО ФРОНТА, НАХОДЯЩЕГОСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЕТРА

ШАПИРО Г. И.

Предложена нестационарная модель динамики мелкомасштабного фронта в двуслойно-стратифицированной вязкой жидкости. Выведено уравнение, описывающее эволюцию фронтальной поверхности. Отмечена аналогия между движением океанического фронта под действием ветра и распространением ударной волны в вязком газе. Для ряда конкретных случаев получены аналитические решения, определяющие форму и наклон фронтальной поверхности и циркуляцию жидкости во фронтальной зоне.

Фронты в океане, т. е. в области резкого изменения какой-либо гидрофизической величины — температуры, солености, плотности, являются значительно более распространенным явлением, чем об этом думали еще 10 лет назад. Особенно это относится к прибрежным мезо- и мелкомасштабным фронтам, которые встречаются в среднем чаще, чем в открытом океане (см. [1]). Хотя фронтальная поверхность, разделяющая две водные массы с более или менее однородными свойствами, обычно слабо наклонена к горизонту (под углом  $2 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$  рад), фронты являются зонами интенсивного вертикального тепло- и массообмена [1, 2]. Фронты играют определенную роль в динамике прибрежных вод, определяют их биологическую продуктивность, гидрохимические характеристики и степень загрязненности [1, 2].

Плотностные мелкомасштабные фронты<sup>1</sup>, которым посвящена данная работа, возникают, например, вблизи устьев рек, отделяя более легкую пресную воду от более тяжелых соленых вод океана, а также в результате прибрежного апвеллинга в морях и озерах. К числу наиболее детальных измерений структуры океанических мелкомасштабных фронтов можно отнести наблюдения, проведенные Гарвином и Монком вблизи устья Коннектикут-Ривер. В этих измерениях слой легкой жидкости покрывал площадь  $\sim 50$  км<sup>2</sup>, а его толщина вблизи фронта составляла приблизительно 2 м. Гарвин [4] предложил стационарную модель мелкомасштабного плотностного фронта в вязкой жидкости, которая при соответствующем подборе входящих в эту модель параметров неплохо согласуется с измерениями [3]. К сожалению, эта модель не описывает эволюцию фронта во времени и не учитывает динамическое действие ветра. Нестационарная численная модель интрузионного мелкомасштабного фронта рассматривалась в [5]. Расчеты авторов [5] показали ряд интересных результатов, в частности выход профиля горизонтальной скорости на автотомельный режим.

Представляется полезным построение простой аналитической модели плотностного фронта, которая позволила бы прояснить механизм эволюции фронтальной зоны во времени и описывала бы основные черты циркуляции жидкости в окрестности фронта.

<sup>1</sup> К мелкомасштабным относят те фронты, на динамику которых вращение Земли не оказывает влияния.



## Модель фронта

Рассмотрим фронтальную область в несжимаемой, невращающейся вязкой двуслойной жидкости, которая схематично показана на рис. 1. Легкая жидкость (с плотностью  $\rho$ ) растекается под действием сил плавучести по поверхности тяжелой (с плотностью  $\rho_T = \rho(1 + \delta)$ ) жидкости. Растеканию препятствуют трение на границе раздела жидкостей и внутреннее трение в жидкости, обусловленное турбулентным переносом импульса. Касательное напряжение ветра  $T$  способствует или препятствует распространению фронта в зависимости от направления ветра.

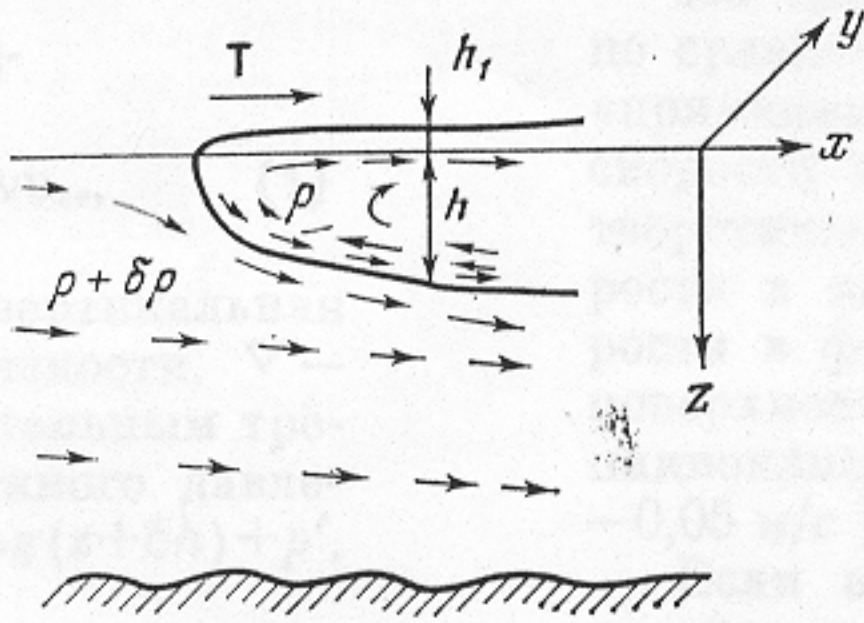


Рис. 1. Схематическое изображение фронтальной зоны и циркуляции жидкости в системе координат, неподвижной относительно дна

Мы рассмотрим только медленную, вязкую стадию эволюции фронта, когда циркуляционное движение во фронтальной зоне можно считать локально-квазистационарным, а инерционными силами можно пренебречь по сравнению с силами турбулентного трения.

Уравнение движения в верхнем слое запишем в виде

$$\begin{aligned} & \mathbf{u}_t + u\mathbf{u}_x + v\mathbf{u}_y + \\ & + w\mathbf{u}_z = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \mathbf{u}_{zz}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{u} = (u, v)$  — вектор горизонтальной составляющей,  $w$  — вертикальная составляющая скорости,  $\nu$  — эффективный коэффициент вязкости,  $\nabla$  — двумерный (в плоскости  $x, y$ ) оператор Гамильтона. Горизонтальным трением пренебрегаем по сравнению с вертикальным. Из истинного давления  $p$  удобно выделить гидростатическую составляющую  $p = \rho g(z + \delta h) + p'$ , где  $h(x, y, t)$  — глубина легкой жидкости.

Для оценки членов, входящих в уравнение (1), перейдем к безразмерным переменным

$$h = Hh', \quad z = Hz', \quad x = Lx', \quad y = Ly', \quad \mathbf{u} = U\mathbf{u}', \quad (2)$$

$$w = \alpha U w', \quad p' = \delta \rho g H \alpha^2 p'', \quad t = Lt' / U,$$

где  $H, T_0$  — масштабы толщины слоя легкой жидкости и напряжения ветра, а масштабы скорости  $U$ , длины  $L$  и угла наклона пикноклина  $\alpha$  определяются соотношениями

$$U = HT_0 / \rho \nu, \quad L = \delta \rho g H^2 / T_0, \quad \alpha = H / L. \quad (3)$$

В безразмерных переменных перед всеми членами в левой части (1) возникает множитель  $F^2 = U^2 / (\delta g H)$ , а перед членом с негидростатической составляющей давления  $p'$  — множитель  $\alpha^2$ . Отсюда видно, что при малых углах наклона пикноклина  $\alpha^2 \ll 1$  и малых плотностных числах Фруда<sup>2</sup>  $F^2 \ll 1$  давление можно считать гидростатическим, а в (1) остаются лишь 2 члена, выражающие баланс сил плавучести и трения

$$\delta g \nabla h - \nu \mathbf{u}_{zz} = 0. \quad (4)$$

Уравнение неразрывности для легкой жидкости удобно записать в проинтегрированном по высоте виде

$$\partial_t (h + h_1) + \nabla \int_{-h_1}^h \mathbf{u} dz = 0, \quad (5)$$

<sup>2</sup> Отметим, что условие  $F^2 \ll 1$  является количественным определением «вязкой стадии» эволюции фронта.



где  $h_1$  — возвышение свободной поверхности. В уравнении (5) мы пренебрегли переносом массы через границу раздела жидкостей вследствие диффузии и турбулентного вовлечения. Как известно, скорость вовлечения зависит от многих факторов и с трудом поддается расчету, но обычно она невелика. Например, по оценкам [4] в наблюдениях [3] скорость вовлечения составляла лишь  $4 \cdot 10^{-3} V$ , где  $V$  — скорость фронта относительно нижней жидкости.

Динамическим давлением со стороны тяжелой жидкости на легкую можно пренебречь по сравнению с гидростатическим, если  $\rho V^2 |\nabla h| \ll \delta \rho g H$ . Тогда из соображений гидростатики следует

$$h_1 = \delta h. \quad (6)$$

Уравнения (4)–(6) для трех неизвестных величин  $h(x, y, t)$ ,  $h_1(x, y, t)$ ,  $u(x, y, z, t)$  составляют замкнутую систему, для решения которой необходимо установить граничные условия. На свободной поверхности жидкости таким условием является непрерывность вертикального потока горизонтальной составляющей импульса

$$\rho \nu u_z |_{z=-h_1} = -T(x, y, t). \quad (7)$$

На границе раздела жидкостей при большой толщине нижнего слоя по сравнению с верхним весьма правдоподобным представляется условие «прилипания», когда скорость  $u$  на границе раздела считается равной скорости в глубине нижней жидкости. В пользу этого условия говорят теоретические оценки [4], результаты численных расчетов профилей скорости в интрузионных фронтах [5], а также измерения профилей скорости в фьордах [6]. Так, в фьорде Найт Инлет (Канада) скорость на поверхности верхнего распресненного слоя равнялась 0,32 м/с, в области пикноклина  $u=0$ , под пикноклином скорость менялась мало и составляла  $-0,05$  м/с [6].

Если нижняя жидкость перемещается относительно дна, то следует перейти в систему координат, движущуюся горизонтально вместе с нижней жидкостью. В этой системе координат условие прилипания записывается в виде

$$u |_{z=h} = 0. \quad (8)$$

Проинтегрировав уравнение (4) по  $z$  с учетом граничных условий (7), (8) и используя соотношение (6), получаем<sup>3</sup>

$$u(x, y, z, t) = \frac{\delta g}{2\nu} (z^2 - h^2) \nabla h + \left( \frac{\delta^2 g h}{\nu} \nabla h - \frac{T}{\rho \nu} \right) (z - h). \quad (9)$$

Подставив этот профиль скорости в (5), получим окончательное уравнение для  $h(x, y, t)$

$$\partial_t h + \nabla (A h^2) = \nabla (B h^3 \nabla h), \quad (10)$$

где

$$A = \frac{1 + \delta}{2\rho \nu} T, \quad B = \frac{(1 + \delta)^2 \delta g}{3\nu}.$$

Аналогичные, но более громоздкие уравнения получаются для  $h$ , если на границе раздела жидкостей принять используемое в некоторых расчетах условие трения со скольжением.

Уравнение (10) является основным для описания эволюции фронтальной зоны. После того как из этого уравнения при соответствующих граничных (по  $x, y$ ) и начальных условиях найдена функция  $h(x, y, t)$ , поле

<sup>3</sup> Интересно, что в отсутствие ветра (при  $T=0$ ) профиль скорости (9) в легкой жидкости всегда автомоделен: формулу (9) можно записать в виде  $u = u_0 F(z/h)$ , где  $u_0$  — скорость течения на поверхности. Этот вывод согласуется с результатами численных расчетов [5].



горизонтальной скорости  $u(x, y, z, t)$  находится по формуле (9). Поле вертикальной скорости  $w(x, y, z, t)$  определяется по  $u$  из уравнения несжимаемости.

### Структура фронтальной зоны

Рассмотрим некоторые конкретные ситуации, для которых уравнение (10) удастся решить аналитически. Везде ниже считаем движение двумерным, т. е.  $\partial/\partial y=0$ .

В отсутствие ветра (при  $T=0$ ) второй член в левой части уравнения (10) пропадает. В этом частном случае уравнение (10) переходит в уравнение нелинейной теплопроводности, возникающее в теории тепловых волн [7], при описании коллапса турбулентных пятен и вязкой интрузии в стратифицированной жидкости [8] и др. Пусть глубина  $h_\infty$  легкой жидкости вдали от фронта постоянна и, следовательно, нет притока легкой жидкости из бесконечности. Тогда уравнение (10) имеет автомодельное решение, вид которого находим методом, изложенным в [7]:

$$h=h_\infty f(\xi), \quad \xi = \frac{x}{(1+\delta)h_\infty \sqrt{h_\infty \frac{\delta g t}{3\nu}}}, \quad (11)$$

где  $f(\xi)$  — безразмерная форма фронтальной поверхности. Ее график показан на рис. 2, а. Если обозначить автомодельную координату фронта через  $\xi_\phi$  ( $\xi_\phi$  — число порядка единицы), то из (11) получаем закон движения фронта

$$x_\phi(t) = \xi_\phi h_\infty (1+\delta) \sqrt{\frac{\delta g h_\infty}{3\nu}} t. \quad (12)$$

Видно, что скорость фронта  $V=dx_\phi/dt$  уменьшается со временем. Профиль скорости, получающийся при подстановке (11) в (9), а также линии тока показаны на рис. 2, а в безразмерных переменных.

Анализ полученных выражений показывает, что скорость течения  $u_0$  на поверхности вблизи фронта приблизительно в 1,5 раза больше скорости фронта  $V$ , поэтому вблизи фронта образуется зона конвергенции. Легкая жидкость при подходе к фронту опускается (рис. 2, а), «подминая» под себя тяжелую, и обеспечивает поступательное движение фронта.

Если, как и раньше, ветер отсутствует, но имеется приток легкой жидкости из бесконечности, вызванный, например, речным стоком постоянной интенсивности  $Q$ , то уравнение (10) снова имеет автомодельное решение. В этом случае фронт движется с почти постоянной скоростью

$$x_\phi(t) = \xi_\phi \left[ \frac{\delta g (1+\delta)^2}{3\nu} \right]^{1/5} Q^{3/5} t^{4/5}. \quad (13)$$

Если бы нижняя жидкость была не однородной, а линейно-стратифицированной с частотой Вайсяля  $N$ , то вместо (13) было бы

$$x_\phi(t) = \text{const } N^{1/5} \nu^{-1/5} Q^{2/3} t^{5/6}. \quad (13a)$$

Полученная зависимость координаты фронта от  $Q$  и  $t$  полностью совпадает с результатами лабораторных экспериментов [9].

Рассмотрим структуру фронтальной зоны, когда касательное напряжение ветра  $T=\text{const} \neq 0$ . Вначале разберем случай стационарного неподвижного фронта, когда  $\partial h/\partial t=0$ . Проинтегрировав уравнение (10) по  $x$  и учтя, что  $h=0$  при  $x=0$ , получим

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{3T}{2(1+\delta)\delta\rho gh}. \quad (14)$$



Преобразуем формулу (14), выразив касательное напряжение  $T$  через скорость ветра  $u_v$  по формуле  $T$  (дин/см<sup>2</sup>) =  $2 \cdot 10^{-6} u_v^2$  (см<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>) и пренебрегая  $\delta$  по сравнению с 1:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = 3 \cdot 10^{-6} \frac{u_v^2}{\delta g h} = 2 \cdot 10^{-3} \frac{u_v^2}{\delta g h}, \quad (14a)$$

где  $u_v = \sqrt{T/\rho_a}$  — динамическая скорость ветра.

Эта формула, связывающая наклон изопикны с ветровым трением, согласуется с известными результатами [10], относящимися к ветровому

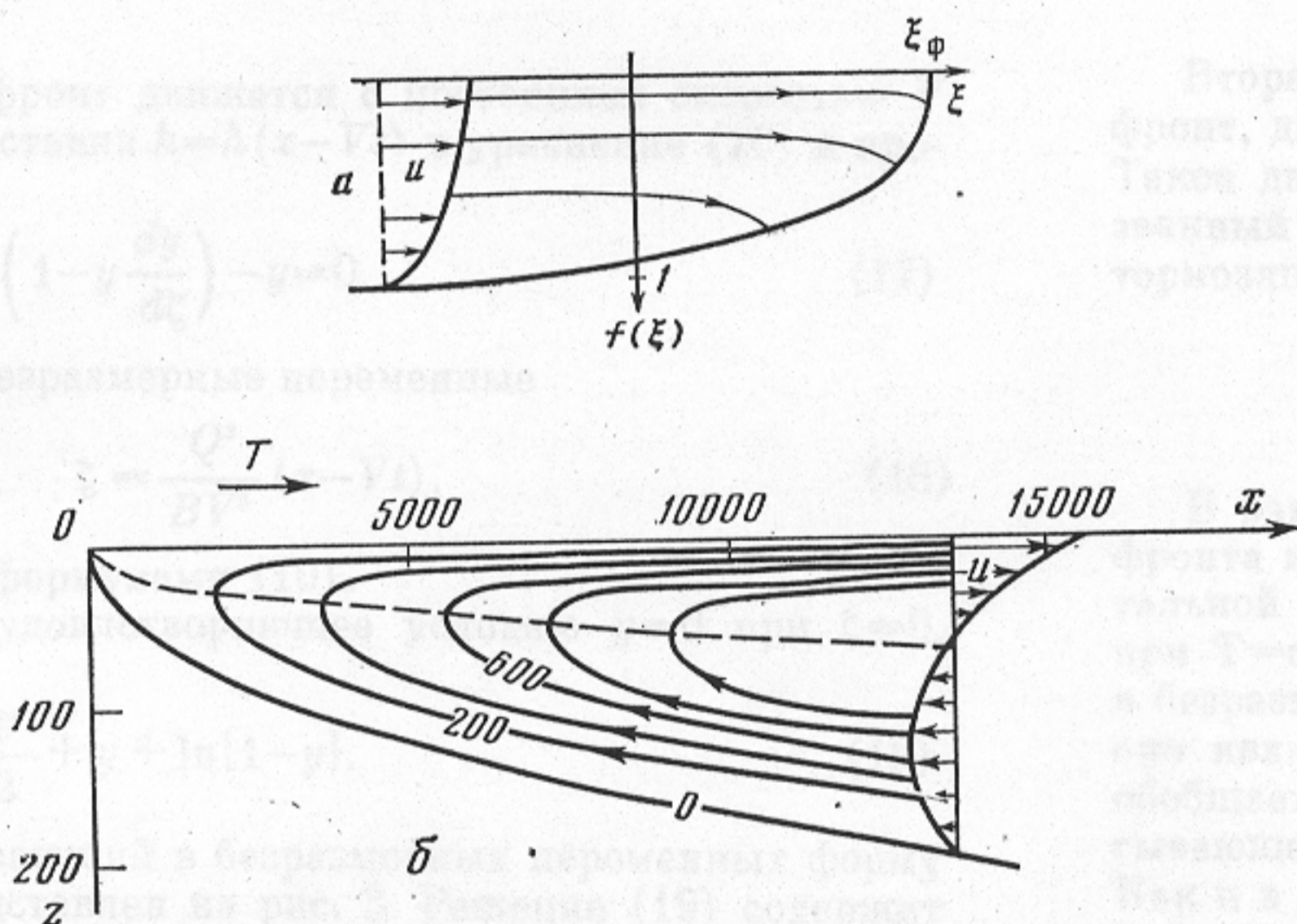


Рис. 2. Разрез фронтальной поверхности, профиль скорости и линии тока в системе координат, связанной с тяжелой жидкостью: а — в отсутствие ветра и притока легкой жидкости из бесконечности, б — при встречном ветре и стационарном положении фронта. Пунктирная линия отделяет области течения и противотечения

нагону в мелких морях. Разница, обусловленная наличием стратификации, состоит в том, что в формуле (14) фигурирует перепад плотности  $\delta\rho$  вместо  $\rho$  и текущая глубина пикноклина  $h$  вместо заданной глубины моря  $H$ . Формула (14) удобна для сравнения с опытными данными, поскольку в нее не входит коэффициент вязкости  $\nu$ .

Из формулы (14) получаем форму фронтальной поверхности

$$h(x) = \sqrt{\frac{3Tx}{(1+\delta)\delta\rho g}}. \quad (15)$$

Профиль горизонтальной скорости вычисляется подстановкой (15) в (9)

$$u(x, z) = \frac{Th}{4\rho\nu(1+\delta)} \left( \frac{z}{h} - 1 \right) \left( 3 \frac{z}{h} - 1 + 2\delta \right). \quad (16)$$

Заметим, что хотя здесь  $T \neq 0$ , профиль скорости автомоделен: максимальная скорость пропорциональна глубине  $h$ , а ее вертикальное распределение зависит только от относительной глубины  $z/h$ . В поверхностном слое течение направлено по ветру, на глубине  $z \approx \frac{1}{3}h$  горизонтальная скорость обращается в нуль, а ниже этой отметки возникает компенсационное противотечение. Вид фронтальной поверхности, линии тока и профиль горизонтальной скорости для этого случая показаны на рис. 2, б в безразмерных переменных.



Рассмотрим случай, когда фронт движется с постоянной скоростью  $V$  по ветру или против ветра. Подставив  $h=h(x-Vt)$  в уравнение (10) и проинтегрировав по  $x$ , получаем

$$y^2 \left( 1 - y \frac{dy}{d\xi} \right) - y = 0. \quad (17)$$

Здесь введены автомодельные безразмерные переменные

$$y = \frac{Q}{V} h, \quad \xi = \frac{Q^3}{BV^2} (x - Vt), \quad (18)$$

где  $Q=|A|$ ;  $A$  и  $B$  определены формулами (10).

Решение уравнения (17), удовлетворяющее условию  $y=0$  при  $\xi=0$ , имеет вид

$$\xi = \frac{y^2}{2} + y + \ln|1-y|. \quad (19)$$

График функции  $y(\xi)$ , показывающий в безразмерных переменных форму фронтальной поверхности, представлен на рис. 3. Решение (19) содержит

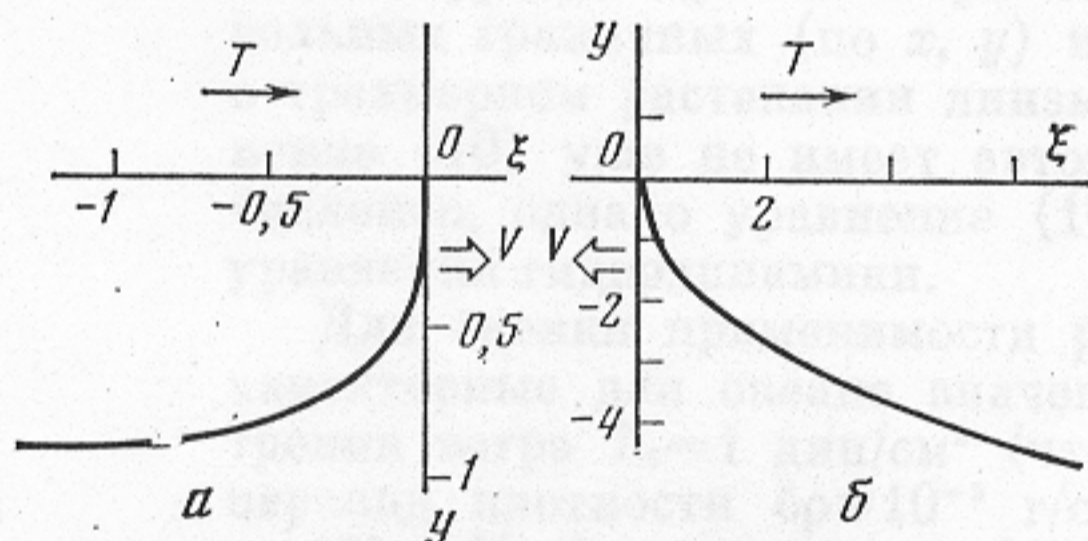


Рис. 3. Разрезы фронтальной поверхности при движении фронта с постоянной скоростью согласно формуле (19):  $a$  — по ветру,  $b$  — против ветра. Оси координат развернуты для удобства сравнения с рис. 1

две ветви. Первая ветвь решения (19), показанная на рис. 3,  $a$ , соответствует движению фронта по ветру. При удалении от фронта глубина легкой жидкости  $h$  стремится к постоянному значению  $h_\infty$ , т. е. изопикническая поверхность становится горизонтальной. При этом градиент гидростатического давления исчезает, и сила ветра уравновешивается внутренним (турбулентным) трением в жидкости. Скорость движения фронта определяется из формул (18), (19):

$$V = \frac{(1+\delta)Th_\infty}{2\rho\nu}. \quad (20)$$

Поле горизонтальной скорости находим подстановкой (18), (19) в (9):

$$u(x-vt, z) = \frac{3}{2} V \left( \frac{z}{h} - 1 \right) \left[ \left( \frac{z}{h} + 1 \right) \left( \frac{h}{h_\infty} - 1 \right) - \frac{4}{3} \frac{h}{h_\infty} \right]. \quad (21)$$

Для наглядности здесь не выписаны малые члены  $\sim\delta$ . Профиль скорости (21) не автомоделен, он изменяет свою форму от линейного (вдали от фронта) к параболическому. Скорость течения на поверхности, равная, согласно (21),

$$u_0 = \frac{3}{2} V \left( 1 + \frac{h}{3h_\infty} \right),$$

в полтора и более раз превышает скорость фронта  $V$ . Следовательно, у фронта образуется зона конвергенции и происходит опускание жидкости. Это подтверждается и расчетом поля вертикальной скорости  $w$ .



Вторая ветвь решения (19) изображена на рис. 3, б. Она описывает фронт, движущийся против ветра с постоянной скоростью, при этом  $V < 0$ . Такое движение возможно, если наклон фронтальной поверхности и вызванный этим градиент давления достаточно велики и преодолевают тормозящее действие ветра.

### Обсуждение результатов и сравнение с экспериментальными данными

В рамках рассмотренной модели, в которой ведущую роль в эволюции фронта играют силы плавучести и турбулентного трения, динамика фронтальной зоны полностью определяется уравнением (10). Интересно, что при  $T = \text{const}$  уравнение (10) даже в трехмерном случае можно записать в безразмерном виде, не содержащем никаких параметров. В этом смысле оно является универсальным. В двумерном варианте уравнение (10) обобщает хорошо известное в газовой динамике уравнение Бюргерса, описывающего структуру ударной волны, на случай нелинейной диссипации. Как и в уравнении Бюргерса, в уравнении (10) имеются член  $hh_x$ , описывающий нелинейное распространение «волны», и член с второй производной по  $x$ , описывающий «диффузионное» расплывание. Отличие этих уравнений состоит в том, что в уравнении Бюргерса коэффициент диссипации не зависит от искомой функции (линейная диссипация), а в уравнении (10) этот коэффициент является степенной функцией  $h$ , что приводит к более сильной нелинейности уравнения. Таким образом, движение океанического фронта аналогично ударной волне в среде с нелинейной диссипацией.

Уравнение (10) имеет ряд автомодельных решений. Эти решения показывают, что при движении фронта по ветру или при отсутствии ветра во фронтальной зоне происходит опускание легкой жидкости, а при движении фронта против ветра легкая жидкость поднимается. При произвольных граничных (по  $x, y$ ) и начальных условиях, например в задаче о трехмерном растекании линзы легкой воды под действием ветра, уравнение (10) уже не имеет автомодельных решений и его надо решать численно, однако уравнение (10) заметно проще, чем исходная система уравнений гидродинамики.

Для оценки применимости рассмотренной модели примем следующие характерные для океана значения физических параметров. Напряжение трения ветра  $T_0 = 1$  дин/см<sup>2</sup> (что соответствует скорости ветра  $u \approx 7$  м/с), перепад плотности  $\delta\rho \approx 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, вертикальный коэффициент вязкости  $\nu = 10^2$  см<sup>2</sup>/с (см. измерения [11]). Тогда условия  $\alpha \ll 1$ ,  $F^2 \ll 1$  выполняются, если  $10^{-2}$  м  $\ll H \ll 100$  м. При тех же параметрах и скорости фронта  $V = 0,1$  м/с динамическим давлением со стороны нижней жидкости можно пренебречь на глубинах  $H \gg 0,1$  м. Время установления поля скорости во фронтальной зоне  $t_v = H^2/\nu$  составляет 7 мин при  $H = 2$  м, 110 мин при  $H = 8$  м. Характерное время эволюции фронтальной поверхности  $t_\phi = \delta\rho^2 \nu g H / T_0^2$  значительно больше и при тех же глубинах составляет 6 и 22 ч. Эти оценки обосновывают допущения, сделанные при выводе уравнения (10), так что в океане этим уравнением можно пользоваться в достаточно широком диапазоне глубин — от долей до десятков метров.

Экспериментально наклон пикноклина под действием ветра в двуслойной жидкости исследовался в лабораторных опытах Ву [12], где была получена эмпирическая зависимость, связывающая наклон пикноклина  $s$  (в диапазоне  $s = 0,001 \div 0,008$ ) с глобальным числом Ричардсона  $Ri$ :

$$s = 5,4 \cdot 10^{-4} Ri^{-1} = 5,4 \cdot 10^{-4} \frac{u_*^2}{\delta g H}. \quad (22)$$

Здесь  $H$  — средняя глубина пикноклина, которая мало (не более 10%)



отличалась от локальной глубины  $h$ . Формула (22) совпадает с выведенной нами формулой (14а), за исключением разницы в числовом коэффициенте.

В природных условиях зависимость наклона пикноклина (точнее, термоклина) от силы ветра изучал Хеллстром [13] и предложил следующую эмпирическую зависимость:

$$s=0,037a \frac{u_6^{1,8}}{\delta\rho g H_0},$$

где  $u_6$  (м/с) — скорость ветра на высоте 6 м,  $H_0$  (см) — глубина пикноклина,  $\delta\rho$  (г/см<sup>3</sup>) — перепад плотности,  $a$  — безразмерный подгопочный коэффициент ( $a=1\div 1,5$ ). Если принять промежуточное значение  $a=1,3$ , то формулу Хеллстрёма, перенормированную на квадратичную зависимость от скорости ветра, можно записать в виде

$$s=3,2 \cdot 10^{-6} \frac{u_6^2}{\delta\rho g H} \quad (22a)$$

Если пренебречь различием скорости ветра на высотах 6 и 10 м, то формула (22а) полностью совпадает с выведенной теоретически формулой (14а).

Интересно отметить качественное согласие полученных результатов в частном случае стационарного фронта с моделью Гарвина [4]. Если в нашей формуле (14) заменить силу трения ветра  $T$  (которая у Гарвина не учитывалась) на эффективную силу трения со стороны нижней жидкости  $T_{эф} = C_f \rho V^2$  ( $C_f$  — коэффициент трения,  $V$  — скорость набегающей жидкости), то полученное выражение совпадает (за исключением узкой области у выхода пикноклина на поверхность) с формулой Гарвина (13).

Автор благодарит Г. И. Баренблатта, А. Г. Зацепина, Ю. А. Романова и К. Н. Федорова за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров К. Н., Кузьмина Н. П. Океанические фронты.— В кн.: Итоги науки и техники. Океанология. Т. 5. М.: ВИНТИ, 1979.
2. Bouman M. J. Introduction and historical perspective.— In: Oceanic fronts in coastal processes / Ed. Bouman M. J., Esaias W. E., Springer, 1978.
3. Garvine R. W., Monk J. D. Frontal structure of a river plume.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, № 15, p. 2215—2259.
4. Garvine R. W. Dynamics of small-scale oceanic fronts.— J. Phys. Oceanogr., 1974, v. 4, № 4, p. 557—569.
5. Kao T. W., Park C., Pao H. P. Inflows, density currents and fronts.— Phys. Fluids, 1978, v. 21, № 11, p. 1912—1922.
6. Farmer D. J., Smith D. Nonlinear internal waves in a fjord.— In: Hydrodynamics of estuaries and fjords / Ed. Nihoul J. C. J. Elsevier, 1978, p. 465—494.
7. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. М.: Гидрометеиздат, 1978. 208 с.
8. Баренблатт Г. И. Динамика турбулентных пятен и интрузии в устойчиво-стратифицированной жидкости.— Изв. АН СССР. ФАО, 1978, т. 14, № 2, с. 195—205.
9. Maxworthy T. Experimental and theoretical studies of horizontal jets in stratified fluid.— In: International symposium on stratified flows. Novosibirsk, 1972; N. Y., 1973.
10. Штокман В. Б. Ветровой нагон и горизонтальная циркуляция в замкнутом море небольшой глубины.— В кн.: Избранные труды по физике моря. М., 1970, с. 173—199.
11. Арсеньев С. А., Доброклонский С. В., Мамедов Р. М., Шелковников П. К. Прямые измерения характеристик мелкомасштабной морской турбулентности с неподвижной платформы в открытом море.— Изв. АН СССР. ФАО, 1975, т. 11, № 8, с. 845—850.



12. *Wu J.* A note on the slope of a density interface between two stably stratified fluids under wind.— *J. Fluid Mech.*, 1977, v. 8, № 2, p. 335—340.
13. *Hellström D.* Wind effect on lakes and rivers. *Ingen. Vetensk. Akad. Handl.*, 1941, v. 158, p. 1—188.

Академия наук СССР  
Институт океанологии

Поступила в редакцию  
28.I.1980,  
после доработки  
2.IX.1980

---

## DYNAMICS OF SMALL-SCALE OCEANIC FRONT UNDER WIND ACTION

SHAPIRO G.I.

A time-dependent model is proposed for the small-scale front dynamics in two-layer viscous fluid. An equation is obtained governing the evolution of the frontal interface. An analogy is noted between the motion of oceanic front under wind and the propagation of shock wave in a viscous gas. For a number of particular cases analytical solutions are obtained that describe the form and slope of frontal interface as well as fluid circulation in the frontal zone.

---