

УДК 551.46

ЧЕГО НЕ ХВАТАЕТ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ СТРАТИФИКАЦИИ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА?

В. И. Шрيرا¹, Р. Б. Альмелах²*

¹ Keele University, Staffordshire, UK

² Misurata University, Misurata, Libya

В работе рассматривается вопрос о принципиальной возможности восстановления основных параметров верхнего квазиоднородного слоя океана (его толщины, усреднённой по слою вихревой вязкости и стратификации пикноклина под ним) с использованием теоретической модели в предположении, что скорость течения на поверхности и напряжение ветра известны из наблюдений. Для этого мы рассмотрим динамику течения Экмана в новой двухслойной модели верхнего слоя океана, состоящего из двух слоёв с сильно различающейся постоянной вихревой вязкостью. Наличие стратификации проявляется в подавлении турбулентности и, следовательно, в намного меньшем значении вихревой вязкости по сравнению с усреднённой вихревой вязкостью ν_{e1} в квазиоднородном слое. В рамках этой двухслойной модели было выведено и проанализировано общее решение, выраженное через функцию Грина. Было установлено, что спектральная составляющая частоты ω течения Экмана на поверхности «ощущает» присутствие стратифицированного слоя, когда глубина квазиоднородного слоя d меньше или сравнима с масштабом Экмана $\sqrt{2\nu_{e1}/(f + \omega)}$, где f — параметр Кориолиса. Таким образом, в условиях сильного ветра, приводящего к большой вихревой вязкости ν_{e1} , глубину перемешанного слоя можно (в принципе) определить из наблюдений скорости ветра и скорости течения на поверхности. Мы пришли к выводу, что для восстановления параметров перемешанного слоя из данных о скорости ветра и скорости течения на поверхности теоретическая модель должна быть расширена с учётом эффектов стокова дрейфа из-за поверхностных волн и возможности интенсивного перемешивания на нижней границе перемешанного слоя.

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее заметными особенностями деятельного слоя океана являются квазиоднородный слой и сезонный пикноклин (см., например, [1, 2]). В перемешанном слое между свободной поверхностью океана и сезонным пикноклином температура и солёность распределены практически однородно, что привело к появлению термина «перемешанный», или «квазиоднородный», слой. На глубину перемешанного слоя воздействуют различные физические процессы, влияющие на стратификацию на нижней границе этого слоя, в том числе ветер, турбулентное перемешивание, радиационный нагрев и охлаждение. Толщина перемешанного слоя меняется в зависимости от внешнего воздействия. Весной и летом имеет место сильная сезонная стратификация, перемешанный слой относительно мелкий, в то время как он глубже и менее выражен осенью и намного глубже зимой. Сезонный пикноклин исчезает зимой, а перемешанный слой расширяется до основного пикноклина. Типичная глубина сезонного пикноклина колеблется от 20 до 200 м. На более высоких широтах глубина перемешанного слоя увеличивается в результате более сильных ветров и охлаждения к полюсу.

Перемешанный слой — это слой, находящийся в непосредственном контакте с атмосферой и наиболее активный при взаимодействии океана и атмосферы. Между этим слоем и атмосферой весьма значительный обмен импульсом и теплом. Правильное моделирование этого процесса и мониторинг его фактического состояния имеют решающее значение для прогноза погоды и моделирования климата. Теплосодержание перемешанного слоя составляет один из основных

* v.i.shrira@keele.ac.uk

параметров при моделировании ураганов [3–5]. Существует обширная литература по теоретическим, численным и экспериментальным исследованиям разнообразных физических процессов в перемешанном слое, обзор которых дан в монографии [2]. Однако в настоящее время ряд фундаментальных вопросов остаётся открытым, что делает точность моделирования динамики перемешанного слоя неудовлетворительной, особенно для многих областей применения, связанных с неквазигеострофическими процессами.

Существующие методы измерения (см., например, [2]) в основном представляют собой контактные наблюдения в точке, которые слишком дороги и имеют слишком разрежённое пространственное покрытие. В то же время быстро развиваются методы дистанционного зондирования (как со спутников, см., например, [6, 7], так и наземные) с отличным пространственным покрытием. Среди методов дистанционного зондирования с берега особо отметим использование высокочастотного (ВЧ) радара, который позволяет восстановить поля скорости течения на поверхности с высокой точностью и хорошим разрешением на расстоянии от берега до нескольких сотен километров.

Поскольку электромагнитные волны, используемые во всех методах дистанционного зондирования, не могут эффективно проникать вглубь воды, нужны теоретические модели, связывающие поверхностные течения с основными параметрами перемешанного слоя. В литературе были выдвинуты две идеи.

В работе [8] было показано, что сильные квазиинерционные колебания (обычно регистрируемые береговыми высокочастотными радаром) тесно связаны с наличием неглубокой стратификации плотности. Однако в настоящее время этот метод дистанционного зондирования стратификации верхнего слоя океана является достаточно грубым и не позволяет определить количественно ни глубину пикноклина, ни силу стратификации, а только факт её наличия. Ещё одно его неудобство — это зависимость от возникновения резких изменений ветра, необходимого для генерации квазиинерционных колебаний.

Метод, предложенный в статье [9], основан на ключевом предположении, что перемешанный слой реагирует на воздействие ветра как единое целое. С помощью дистанционного восстановления скорости течения на поверхности с помощью берегового ВЧ радара и одновременного использования данных о ветровом напряжении удалось получить хорошую оценку глубины перемешанного слоя для конкретных условий эксперимента, проведённого в Эгейском море. Тем не менее такие модели (slab models), как известно, очень грубые, и вопрос, в какой степени их предсказания могут быть обоснованы за пределами весьма специфических условий эксперимента, остаётся неразрешённым.

Таким образом, с этой точки зрения очень желательно добиться лучшего понимания связей между напряжением ветра и скоростью течения на поверхности, которую предположительно можно измерить дистанционно с разумной точностью, и глубиной перемешанного слоя и плотностной стратификации под ним. Разумеется, кроме конкретного прикладного аспекта этот неразрешённый вопрос представляет большой интерес уже сам по себе.

В данной работе мы пытаемся описать передачу импульса в верхнем слое океана с помощью обобщения модели Экмана. В моделях типа экмановской турбулентность характеризуется единственным параметром — вихревой вязкостью ν_e , которая, в принципе, может зависеть как от глубины, так и от времени. Хорошо известно, что стратификация плотности сильно подавляет турбулентность (см., например, [10, 11]), что делает вихревую вязкость в пикноклине гораздо слабее, чем в перемешанном слое (см., например, [12–14]). На основе этого были сформулированы однослойные модели с постоянной вихревой вязкостью в перемешанном слое и нулевой вязкостью под ним (см., например, [15, 16]). Были предприняты попытки применения различных граничных условий на нижней границе перемешанного слоя. В работе [17] было проведено сравнение

нескольких вариантов с наблюдениями. Удивительно, что анализ имеющихся данных не показал убедительного преимущества использования исчезающе малого сдвигового напряжения на нижней границе перемешанного слоя — наиболее естественного граничного условия на границе раздела — над двумя другими, менее обоснованными вариантами (условием непроскальзывания или сочетанием этого условия с удалением границы раздела). Причин может быть несколько, и мы обсудим их ниже. Очевидно, остаётся открытым вопрос о том, что является правильной моделью для течений Экмана в перемешанном слое. В качестве первого шага мы принимаем простейшую двухслойную модель: два слоя с двумя значительно отличающимися постоянными значениями вихревой вязкости. Хотя такой подход является очевидным упрощением, это значительный шаг вперед по сравнению с моделями типа *slab models*.

Вторая неразрешённая проблема, представляющая большой интерес, заключается в том, как вертикальная структура стратификации проявляется в поверхностном течении при переменном ветре. В каких условиях можно ожидать её заметных проявлений? В каких условиях мы можем использовать проявления стратификации поверхности для дистанционного зондирования глубины перемешанного слоя? Известно, что при прохождении ураганов перемешанный слой резко углубляется. Можем ли мы объяснить это явление в рамках парадигмы модели типа экмановской и связать его с динамикой поверхностного течения? Нам не известны какие-либо работы, рассматривающие эти вопросы.

Конкретные открытые вопросы, которые мы стремимся выяснить, следующие.

1) При каких условиях и с какой точностью двухслойная модель Экмана может быть хорошо аппроксимирована однослойной моделью Экмана с соответствующими граничными условиями на нижней границе перемешанного слоя? Каковы соответствующие граничные условия?

2) Каково влияние стратификации на поверхностные течения Экмана, вызванные переменным ветром? Какие характеристики течения Экмана в приповерхностном слое зависят от толщины перемешанного слоя? Насколько чувствительно приповерхностное течение Экмана к скачку вязкости и, следовательно, к степени стратификации в стратифицированном слое?

3) При каких условиях могут возникнуть заметные поверхностные проявления наличия стратификации? Как эти проявления зависят от рассматриваемых временных масштабов?

4) Можно ли найти глубину перемешанного слоя, имея только данные наблюдений поверхностных течений и напряжения ветра? Можно ли оценить силу стратификации в пикноклине?

Для решения вышеуказанных вопросов мы моделируем динамику перемешанного слоя, вызванную общим, зависящим от времени ветровым воздействием, сосредоточившись на передаче импульса к верхнему слою океана в рамках уравнений Навье—Стокса с зависящей от глубины вихревой вязкостью. Модель является обобщением классической однослойной модели Экмана с постоянной вихревой вязкостью. Здесь мы рассмотрим два слоя. Верхний слой имеет глубину d и постоянную вихревую вязкость ν_{e1} ; предполагается, что он моделирует перемешанный слой. Второй слой характеризуется другой постоянной вихревой вязкостью, ν_{e2} . Предполагается, что нижний слой стратифицирован; поскольку стратификация подавляет турбулентность, вихревая вязкость там много меньше, чем в верхнем слое, т. е. $\nu_{e1} \gg \nu_{e2}$.

Чтобы сосредоточиться на эффектах, связанных с наличием стратификации, мы принимаем простейшую модель перемешанного слоя, в которой предполагается, что вихревая вязкость должна быть постоянной как по глубине, так и во времени. Это может быть оправдано, если понимать ν_{e1} как усреднённую по слою вязкость и не учитывать слишком быстрые колебания ветра. Поскольку нас в первую очередь интересуют процессы в перемешанном слое, а передача импульса вглубь океана очень мала, без большой потери общности можно предположить, что второй слой бесконечно глубокий, как показано на рис. 1. Мы оставляем в стороне вопрос о конкретном соотношении между степенью стратификации во втором слое, характеризуемой частотой

Брента—Вайсяля N , и вихревой вязкостью ν_{e2} . Можно использовать любое из широко используемых эмпирических соотношений $\nu_{e2}(N)$, но, избегая обсуждения их достоинств, мы просто допустим, что значение ν_{e2} известно и полностью определяется величиной N . Согласно наблюдениям вихревая вязкость в перемешанном слое находится в диапазоне от $O(10^{-4})$ до $O(10^{-1})$ м²/с (см. табл. 1), в то время как в пикноклине вихревая вязкость намного меньше, от $O(10^{-6})$ до $O(10^{-4})$ м²/с. Таблица также даёт представление об изменчивости толщины перемешанного слоя.

Статья построена следующим образом. В разделе 1 дана формулировка математической модели: краткое описание уравнений и граничных условий, которые определяют течения Экмана, вызванные изменяющимся во времени ветром. В разделе 2 представлено общее решение, выраженное через функцию Грина, для произвольной зависимости сдвигового напряжения ветра от времени. В разделе 3 проведено сравнение предсказания новой двухслойной модели с однослойными решениями, полученными в работах [16, 18] с точки зрения дистанционного зондирования. Наконец, в заключительном разделе представлены резюме и обсуждение.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Начнём с формулировки модели Экмана для двухслойной жидкости. В ней предполагается, что жидкость состоит из двух слоёв, как показано на рис. 1: верхний слой с толщиной d прилегает к поверхности; предполагается, что он моделирует перемешанный слой с большой вихревой вязкостью ν_{e1} . Второй слой с вихревой вязкостью ν_{e2} , подавленной стратификацией, берётся бесконечным, т. к., как будет показано ниже, горизонтальное движение, вызванное переменным ветром, не проникает далеко в стратифицированную жидкость и, следовательно, в нашем контексте толщину стратифицированной жидкости можно без потери общности считать бесконечной. Для горизонтального равномерного движения уравнения Навье—Стокса (в декартовой системе отсчёта, в которой ось z направлена вниз и $z = 0$ на невозмущённой поверхности океана, а оси x и y направлены на восток и север соответственно) могут быть точно приведены к виду

$$\frac{\partial \mathbf{U}_1}{\partial t} + i f \mathbf{U}_1 = \nu_{e1} \frac{\partial^2 \mathbf{U}_1}{\partial z^2}, \quad 0 \leq z \leq d; \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}_2}{\partial t} + i f \mathbf{U}_2 = \nu_{e2} \frac{\partial^2 \mathbf{U}_2}{\partial z^2}, \quad d \leq z < \infty, \quad (1b)$$

где $\mathbf{U}_1 = u_1 + iv_1$ и $\mathbf{U}_2 = u_2 + iv_2$ — усреднённые по Рейнольдсу горизонтальные комплексные скорости в перемешанном и нижнем стратифицированном слое соответственно, $f = 2\Omega \sin \phi$ — параметр Кориолиса (Ω и ϕ — частота вращения Земли и широта соответственно), t — время. Здесь, как и в случае стандартной парадигмы Экмана, чтобы получить замкнутые уравнения для усреднённого потока Рейнольдса, мы параметризуем напряжения Рейнольдса, принимая гипотезу Буссинеска, т. е. предполагаем, что напряжения Рейнольдса пропорциональны усреднённому градиенту скорости Рейнольдса с одним скалярным коэффициентом вихревой вязкости $\nu_{ej}(z, t)$ ($j = 1, 2$), постоянным в каждом слое.

Движение должно удовлетворять требованию непрерывности напряжения на поверхности ($z = 0$) и на границе раздела ($z = d$), скорости на границе раздела тоже должны быть непрерывными; нижнее граничное условие затухания движения на бесконечности замыкает совокупность граничных условий:

$$\nu_{e1} \frac{\partial \mathbf{U}_1(z, t)}{\partial z} = - \frac{\boldsymbol{\tau}(t)}{\rho} \quad \text{при } z = 0; \quad (2a)$$

$$\mathbf{U}_1(z, t) = \mathbf{U}_2(z, t) \quad \text{при } z = d; \quad (2b)$$

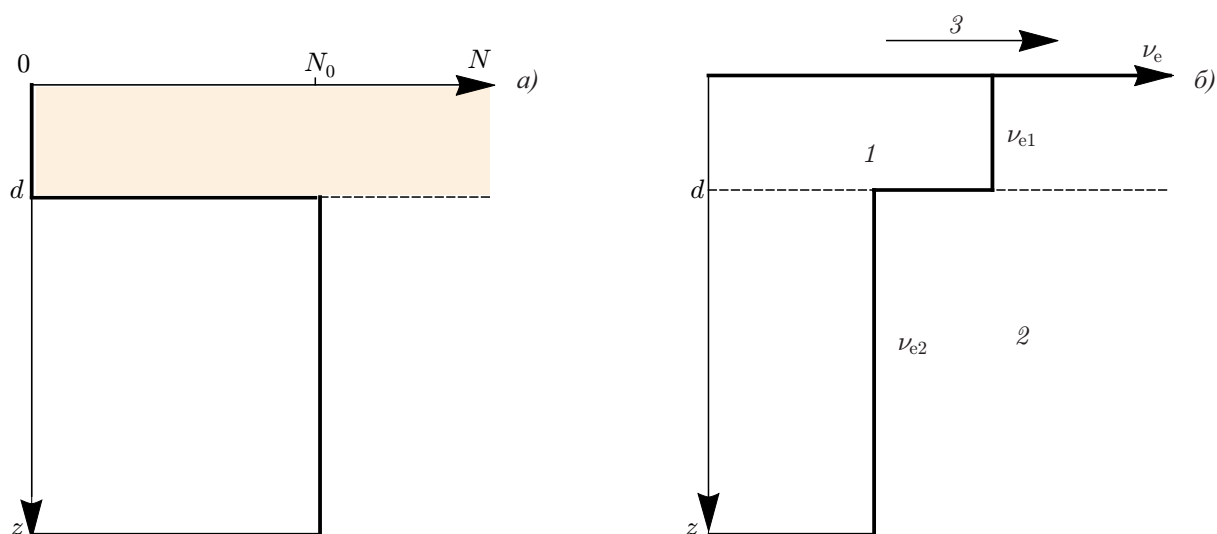


Рис. 1. (а) Схема предполагаемого профиля стратификации $N(z)$. (б) Модельный профиль вязкости $\nu_e(z)$: 1 — перемешанный слой, 2 — стратифицированный слой, 3 — направление ветра; температура и солёность однородны в вертикальном направлении

Таблица 1. Значения вихревой вязкости [17]

Расположение	Глубина слоя, м	$\nu_e, 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$	Источник
датские воды Северного моря	0 ÷ 15	1,9 ÷ 3,8	все течения
Северный Ледовитый океан		160	подо льдом
датские воды		250 ÷ 1 500	все течения
течение Курошио	0 ÷ 200	680 ÷ 7 500	все течения
Японское море	0 ÷ 200	150 ÷ 1 460	все течения
Северо-Сибирский шельф	0 ÷ 60	0 ÷ 1 000	приливные течения
Северное море	0 ÷ 31	75 ÷ 1 720	сильные приливные течения
тропический Атлантический океан	0 ÷ 50	320	колебания температуры
Северо-Сибирский шельф	0 ÷ 60	10 ÷ 400	приливные течения
Атлантический океан (50° ю. ш. – 10° с. ш.)	0 ÷ 200	7 ÷ 50	ветровые течения
Японское море	0 ÷ 10	100	приливные течения
Северный Ледовитый океан	0 ÷ 100	23,8	дрейф льда
Северный Атлантический океан	0 ÷ 4	146	колебания температуры
	4 ÷ 8	96	
	8 ÷ 12	47	
открытый океан	0 ÷ 10	150 ÷ 225	поверхность
озеро Гурон	30	65 ÷ 160	ветровые течения
тропический Атлантический океан	0 ÷ 12	420 ± 84	колебания температуры
тропический Атлантический океан	0 ÷ 10	62	колебания температуры
	10 ÷ 20	68	
	20 ÷ 30	85	
тропический Атлантический океан	0 ÷ 12	480	колебания температуры
	20 ÷ 50	265	

$$\nu_{e1} \frac{\partial \mathbf{U}_1(z, t)}{\partial z} = \nu_{e2} \frac{\partial \mathbf{U}_2(z, t)}{\partial z} \quad \text{при } z = d; \tag{2в}$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}_2(z, t)}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z \rightarrow \infty, \tag{2г}$$

где $\tau(t)$ — ветровое напряжение, ρ — плотность воды на поверхности. Вышеуказанная система уравнений составляет математическую основу нашего дальнейшего анализа.

2. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ

2.1. Вывод уравнений

В этом разделе мы решаем уравнения движения (1), используя преобразование Фурье по t

$$\tilde{\mathbf{U}}_j(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{U}_j(z, t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (j = 1, 2), \tag{3}$$

которое переводит дифференциальные уравнения в частных производных (1) в обыкновенные дифференциальные уравнения относительно z :

$$i(f + \omega)\tilde{\mathbf{U}}_1(z, \omega) - \nu_{e1} \frac{d^2 \tilde{\mathbf{U}}_1(z, \omega)}{dz^2} = 0, \quad i(f + \omega)\tilde{\mathbf{U}}_2(z, \omega) - \nu_{e2} \frac{d^2 \tilde{\mathbf{U}}_2(z, \omega)}{dz^2} = 0. \tag{4}$$

Используя фурье-преобразованные граничные условия

$$\nu_{e1} \frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}_1(z, \omega)}{\partial z} = -\frac{\tau(\omega)}{\rho} \quad \text{при } z = 0; \tag{5а}$$

$$\tilde{\mathbf{U}}_1(z, \omega) = \tilde{\mathbf{U}}_2(z, \omega) \quad \text{при } z = d; \tag{5б}$$

$$\nu_{e1} \frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}_1(z, \omega)}{\partial z} = \nu_{e2} \frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}_2(z, \omega)}{\partial z} \quad \text{при } z = d; \tag{5в}$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}_2(z, \omega)}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z \rightarrow \infty, \tag{5г}$$

ищем решения для $\tilde{\mathbf{U}}_1(z, \omega)$ и $\tilde{\mathbf{U}}_2(z, \omega)$ в виде

$$\tilde{\mathbf{U}}_1(z, \omega) = \tau(\omega)\mathbf{K}_1(z, \omega), \quad \tilde{\mathbf{U}}_2(z, \omega) = \tau(\omega)\mathbf{K}_2(z, \omega). \tag{6}$$

Тогда общее решение уравнений (1) как функции от z и t задаётся обратным преобразованием Фурье

$$\mathbf{U}_j(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{U}}_j(z, \omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad j = 1, 2. \tag{7}$$

Общее решение уравнений движения в представлении Фурье (4) можно записать в виде

$$\tilde{\mathbf{U}}_1(z, \omega) = A \exp[(1 + i)z/\delta_1(\omega)] + B \exp[-(1 + i)z/\delta_1(\omega)], \tag{8а}$$

$$\tilde{\mathbf{U}}_2(z, \omega) = c_1 \exp[(1 + i)z/\delta_2(\omega)] + c_2 \exp[-(1 + i)z/\delta_2(\omega)], \tag{8б}$$

где

$$\delta_1(\omega) = \sqrt{\frac{2\nu_{e1}}{f + \omega}}, \quad \delta_2(\omega) = \sqrt{\frac{2\nu_{e2}}{f + \omega}}.$$

Величины $\delta_1(\omega)$ и $\delta_2(\omega)$ — зависящие от частоты масштабы Экмана для первого и второго слоёв; они определяют, насколько глубоко проникает в слой возмущение частоты ω . Как правило, $\delta_2(\omega) \ll \delta_1(\omega)$, при этом масштаб $\delta_2(\omega)$ настолько мал, что оправдано предположение о бесконечности стратифицированного слоя.

Применяя преобразованные граничные условия на поверхности и на бесконечности, общее решение для каждого слоя в пространстве Фурье можно переписать как

$$\tilde{U}_1 = 2B \operatorname{ch}[(1+i)z/\delta_1(\omega)] + \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{\rho \sqrt{\nu_{e1}} \sqrt{f + \omega}} \exp[-(1+i)z/\delta_1(\omega)] \quad (9)$$

и

$$\tilde{U}_2(z, \omega) = c_2 \exp[-(1+i)z/\delta_2(\omega)]. \quad (10)$$

Неопределённые пока произвольные постоянные B и c_2 находятся из граничных условий на внутренней границе:

$$B = \frac{(\sqrt{\nu_{e1}} + \sqrt{\nu_{e2}}) \tau(\omega) \exp(-i\pi/4) \exp[(1+i)d/\delta_1(\omega)]}{2\rho \sqrt{\nu_{e1}} \sqrt{f + \omega} \{ \sqrt{\nu_{e2}} \operatorname{ch}[(1+i)d/\delta_1(\omega)] + \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(\omega)] \}}, \quad (11a)$$

$$c_2 = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4) \exp[(1+i)d/\delta_2(\omega)]}{\rho \sqrt{f + \omega} \{ \sqrt{\nu_{e2}} \operatorname{ch}[(1+i)d/\delta_1(\omega)] + \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(\omega)] \}}. \quad (11b)$$

Наконец, общее решение в верхнем и нижнем слоях принимает следующий вид:

$$U_1(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}_1(z, \omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad U_2(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}_2(z, \omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (12)$$

где

$$\tilde{U}_1(z, \omega) = \frac{\exp(-i\pi/4) \tau(\omega) \{ \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{ch}[(1+i)(d-z)/\delta_1(\omega)] + \sqrt{\nu_{e2}} \operatorname{sh}[(1+i)(d-z)/\delta_1(\omega)] \}}{\rho \sqrt{\nu_{e1}} \sqrt{f + \omega} \{ \sqrt{\nu_{e2}} \operatorname{ch}[(1+i)d/\delta_1(\omega)] + \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(\omega)] \}}, \quad (13)$$

$$\tilde{U}_2(z, \omega) = \frac{\exp(-i\pi/4) \tau(\omega) \exp[(1+i)(d-z)/\delta_2(\omega)]}{\rho \sqrt{f + \omega} \{ \sqrt{\nu_{e2}} \operatorname{ch}[(1+i)d/\delta_1(\omega)] + \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(\omega)] \}}. \quad (14)$$

В пределе $\nu_{e2} \rightarrow 0$ приведённое выше решение стремится к однослойному решению с граничным условием $\partial U/\partial z = 0$ в нижней части перемешанного слоя, которое было выведено в работе [16]. Ниже мы проанализируем важные частные случаи и возможные выводы на основе полученного выше решения.

2.2. Конкретные режимы, быстрый ($\omega \gg f$) и медленный ($\omega \ll f$) временные масштабы

Пока мы не использовали какие-либо явные предположения относительно малости ν_{e2} по сравнению с ν_{e1} (хотя и сделали неявное предположение, положив толщину стратифицированного слоя бесконечной). Здесь мы рассмотрим случай $\nu_{e2}/\nu_{e1} \ll 1$ и, в частности, исследуем поведение экмановского отклика в пределе $\nu_{e2}/\nu_{e1} \rightarrow 0$. В этом разделе мы также рассмотрим конкретные режимы, где толщина перемешанного слоя мала или велика по сравнению с зависящими от частоты масштабам Экмана.

2.2.1. Общий случай

Для $\nu_{e1} \gg \nu_{e2}$ постоянные B и c_2 уравнения (11) можно упростить:

$$B = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4) \exp[(1+i)d/\delta_1(\omega)]}{2\rho\sqrt{f+\omega} \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(\omega)]}, \quad c_2 = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4) \exp[(1+i)d/\delta_2(\omega)]}{\rho\sqrt{f+\omega} \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(\omega)]}, \quad (15)$$

так что общее решение в верхнем и нижнем слоях в представлении Фурье принимает вид

$$\tilde{U}_1(z, \omega) = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4) \operatorname{ch}[(1+i)(d-z)/\delta_1(\omega)]}{\rho\sqrt{\nu_{e1}} \sqrt{f+\omega} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(\omega)]}, \quad (16)$$

$$\tilde{U}_2(z, \omega) = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4) \exp[(1+i)(d-z)/\delta_2(\omega)]}{\rho\sqrt{\nu_{e1}} \sqrt{f+\omega} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(\omega)]}. \quad (17)$$

Получаемая передаточная функция в верхнем слое такая же, как и в однослойной модели Эллиота и Гилла [16], со сдвигом скорости, равным нулю при $z = d$ [16]. Отметим, что решение в модели Эллиота и Гилла [16], полученное в предположении полного подавления турбулентности в стратифицированном слое и, следовательно, исчезновения там вихревой вязкости, выведено в явном виде для случая резкого усиления ветра в работе [15].

2.2.2. Мелкий перемешанный слой ($z, d \ll \delta_1(\omega)$)

Решение в верхнем слое \tilde{U}_1 с произвольными величинами ν_{e1} и ν_{e2} имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{U}_1(z, \omega) &= \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4) \left[\sqrt{\nu_{e1}} + \sqrt{\nu_{e2}/\nu_{e1}} \exp(i\pi/4) (d-z) \sqrt{f+\omega} \right]}{\rho\sqrt{\nu_{e1}} \sqrt{f+\omega} \left[\sqrt{\nu_{e2}} + \exp(i\pi/4) d \sqrt{f+\omega} \right]} = \\ &= \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4) \left[\sqrt{\nu_{e1}} + (1+i) \sqrt{\nu_{e2}} (d-z)/\delta_1(\omega) \right]}{\rho\sqrt{\nu_{e1}} \sqrt{f+\omega} \left[\sqrt{\nu_{e2}} + \exp(i\pi/4) d \sqrt{f+\omega} \right]}. \end{aligned} \quad (18)$$

При $\nu_{e1} \gg \nu_{e2}$ выражение для $\tilde{U}_1(z, \omega)$ можно упростить:

$$\tilde{U}_1(z, \omega) = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{\rho\sqrt{f+\omega} \left[\sqrt{\nu_{e2}} + \exp(i\pi/4) d \sqrt{f+\omega} \right]}. \quad (19)$$

Для мелкого перемешанного слоя ($d/\delta_1 \ll 1$) поток во втором слое не чувствителен к присутствию перемешанного слоя, и мы получаем решение Экмана для однослойного океана с вязкостью ν_{e2} :

$$\tilde{U}_2 = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{\rho\sqrt{\nu_{e2}(f+\omega)}} \exp\left[-(1+i)z\sqrt{\frac{f+\omega}{2\nu_{e2}}}\right], \quad \tilde{U}_2|_{z=0} = 2B, \quad B = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{2\rho\sqrt{\nu_{e2}(f+\omega)}}. \quad (20)$$

Для медленных временных масштабов ($\omega \ll f$) решение можно упростить ещё больше:

$$\tilde{U}_1 = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{\rho\sqrt{\nu_{e2}f}}, \quad \tilde{U}_2 = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{\rho\sqrt{\nu_{e2}f}} \exp\left[-(1+i)z\sqrt{\frac{f}{2\nu_{e1}}}\right]. \quad (21)$$

2.2.3. Глубокий перемешанный слой ($d \gg \delta_1$)

Передаточная функция для верхнего слоя принимает вид

$$\tilde{U}_1(z, \omega) = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{\rho \sqrt{\nu_{e1}(f + \omega)}} \exp \left[-(1+i)z \sqrt{\frac{f + \omega}{2\nu_{e1}}} \right], \quad \left(B = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{\rho \sqrt{\nu_{e1}(f + \omega)}} \right), \quad (22)$$

который совпадает с видом функции передачи в классической однослойной модели Экмана. Для быстрых процессов ($\omega \gg f$) влияние вращения незначительно и поток можно считать однонаправленным. Передаточная функция для нижнего слоя, как и ожидалось, исчезающе мала:

$$\tilde{U}_2(z, \omega) = \frac{\tau(\omega) \exp(-i\pi/4)}{\rho \sqrt{\nu_{e1}(f + \omega)}} \frac{\exp[(1+i)(d-z)/\delta_2(\omega)]}{\exp[(1+i)d/\delta_1(\omega)]}. \quad (23)$$

2.3. Стационарное решение

Полезно подробнее рассмотреть стационарные решения как простейший случай общего решения, которое обсуждалось выше. Для постоянного ветра ($\tau = \tau_0$) общее решение, описывающее течение Экмана, упрощается:

$$U_1(z) = \frac{\tau_0 \exp(-i\pi/4) \{ \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{ch}[(1+i)(d-z)/\delta_1(0)] + \sqrt{\nu_{e2}} \operatorname{sh}[(1+i)(d-z)/\delta_1(0)] \}}{\rho \sqrt{\nu_{e1}f} \{ \sqrt{\nu_{e2}} \operatorname{ch}[(1+i)d/\delta_1(0)] + \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(0)] \}}, \quad (24a)$$

$$U_2(z) = \frac{\tau_0 \exp(-i\pi/4) \exp[(1+i)(d-z)/\delta_2(0)]}{\rho \sqrt{f} \left(\sqrt{\nu_{e2}} \operatorname{ch}[(1+i)d/\delta_1(0)] + \sqrt{\nu_{e1}} \operatorname{sh}[(1+i)d/\delta_1(0)] \right)}. \quad (24b)$$

При $d \ll \delta_1(0)$ уравнение для течения Экмана на поверхности $z = 0$ (скорость течения на поверхности U_1 и угол отклонения течения Φ относительно направления ветра) принимает вид

$$U_1(0) = \frac{\tau_0 \exp(-i\pi/2)}{\rho f d} \left[1 - \frac{\exp(-i\pi/4) \sqrt{\nu_{e2}}}{d \sqrt{f}} \right], \quad \Phi = \operatorname{arctg}^{-1} \left(d \sqrt{\frac{2f}{\nu_{e2}}} - 1 \right). \quad (25)$$

На рис. 2 показана чувствительность установившегося течения Экмана на поверхности к безразмерной глубине перемешанного слоя $\tilde{d} = d/\delta_1$. Поскольку δ_1 зависит от ветра как U_{10}^2 , или, что то же самое, u_*^2 , поверхностные течения чувствительны к стратификации только при сильных ветрах, когда $d/\delta_1 \leq 1$; здесь U_{10} — скорость ветра на высоте 10 м над невозмущённой поверхностью моря. Типичные примеры распределений компонентов скорости u, v показаны на рис. 3. Решение (24) и рис. 3 наиболее чётко иллюстрируют тот факт, что течения Экмана ведут себя не так, как предполагается в slab-моделях; также это видно из общего решения. Таким образом, если мы интересуемся агеострофическими движениями Экмана, то возможность использования slab-моделей проблематична.

2.4. Сравнение с однослойными моделями

Решение, найденное и проанализированное в предыдущем разделе, даёт полное описание экмановских течений, вызванных заданным, зависящим от времени ветром в рамках двухслойной модели. Чтобы понять, как поверхностные течения зависят от параметров верхнего слоя океана и возможно ли найти эти параметры методом дистанционного зондирования, мы должны

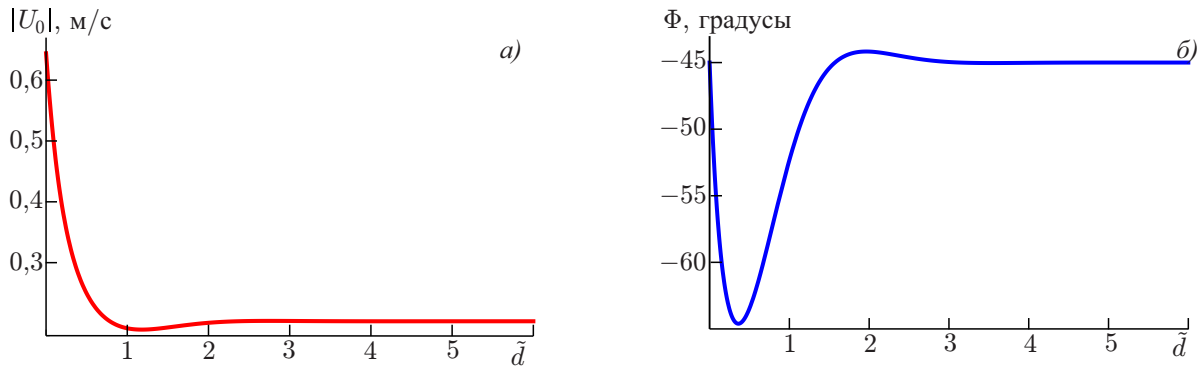


Рис. 2. Зависимости характеристик установившегося течения Экмана на поверхности океана U_0 от безразмерной глубины перемешанного слоя $\tilde{d} = d/\delta_1$: (а) скорость поверхностного течения; (б) отклонение направления течения на поверхности относительно ветра. Значения параметров: $\nu_{e1} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ (что соответствует скорости ветра 10 м/с), $\nu_{e2} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\rho = 1027 \text{ кг/м}^3$, $\tau_0 = 0,175 \text{ Н/м}^2$

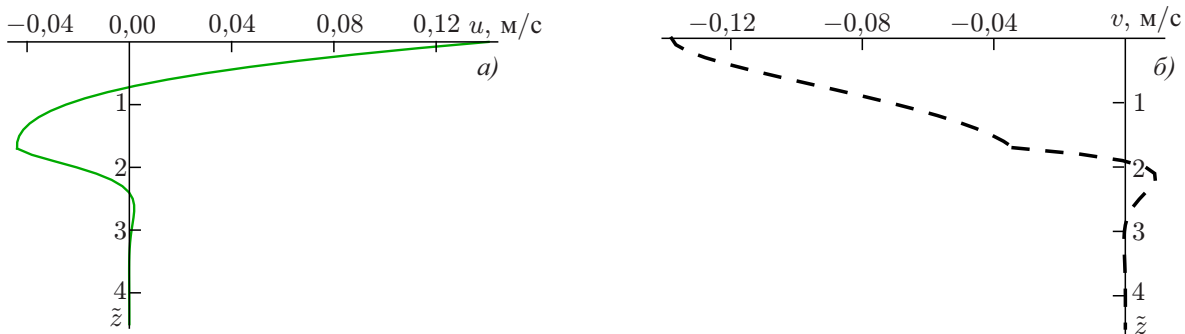


Рис. 3. Зависимость x - и y -компонент скорости от $\tilde{z} = z/\delta_1$ при $\tilde{d} = 1,7$. Значения параметров следующие: $\nu_{e1} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, $\nu_{e2} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\rho = 1027 \text{ кг/м}^3$, $\tau_0 = 0,175 \text{ Н/м}^2$

сравнить предсказания нашей двухслойной модели с предсказаниями имеющихся, гораздо более простых, однослойных моделей. В этом разделе мы сравним предсказания нашей двухслойной модели и известных однослойных моделей: модели Элипота и Гилла [16], которая предполагает бесконечно сильную стратификацию ($\nu_{e2} = 0$), и классической модели Экмана без стратификации, с постоянной вязкостью и бесконечной глубиной океана.

На рис. 4 и 5 показана чувствительность вертикальных профилей скорости к интенсивности стратификации, характеризуемой ν_{e2} , и к вихревой вязкости в перемешанном слое ν_{e1} . Рисунки построены для безразмерной глубины перемешанного слоя $\tilde{d} = d/\delta_1 = 1$. На рис. 4а, б и в, г показана чувствительность профилей скорости к стратификации для двух выборочных значений вязкости в перемешанном слое ν_{e1} , равных $5 \cdot 10^{-3}$ и $7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ соответственно. Отметим, что \tilde{z} — нормированная глубина ($\tilde{z} = z/\delta_1$).

Как и ожидалось, предсказания двухслойной модели находятся между предсказаниями модели Элипота и Гилла [16], которая соответствует бесконечно сильной стратификации во втором слое, и классической модели Экмана [18], которая отвечает бесконечной глубине перемешанного слоя. Можно видеть, что в целом зависимость от ν_{e2} относительно слабая (см. рис. 4), но эффект наличия стратификации является достаточно устойчивым для широкого диапазона стратификаций. Хотя графики на рис. 4 построены для единственного значения безразмерной глубины перемешанного слоя ($\tilde{d} = 1$), эти выводы верны для любых $\tilde{d} = O(1)$. На рис. 5 изображена зависимость скорости течения на поверхности от безразмерной глубины перемешанного слоя \tilde{d} .

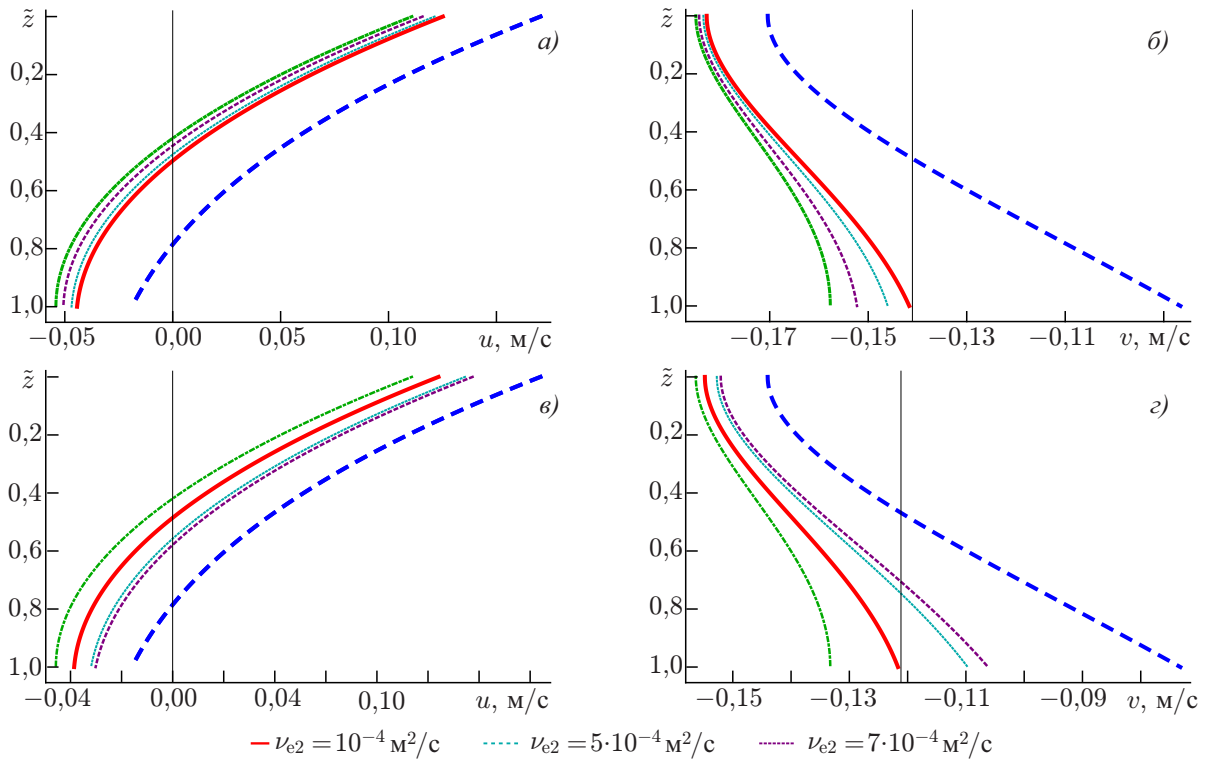


Рис. 4. Чувствительность вертикальных профилей компонент скорости $u(\tilde{z})$ и $v(\tilde{z})$ к степени стратификации, характеризуемой ν_{e2} . Сравнение стационарных решений для классической модели Экмана (синяя штриховая линия) и модели Эллиота и Гилла (зелёная штрихпунктирная линия) при $\nu_{e1} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ (а, б); $\nu_{e1} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ (в, з); $\tilde{d} = 1, f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \rho = 1027 \text{ кг}/\text{м}^3, \tau_0 = 0,175 \text{ Н}/\text{м}^2$

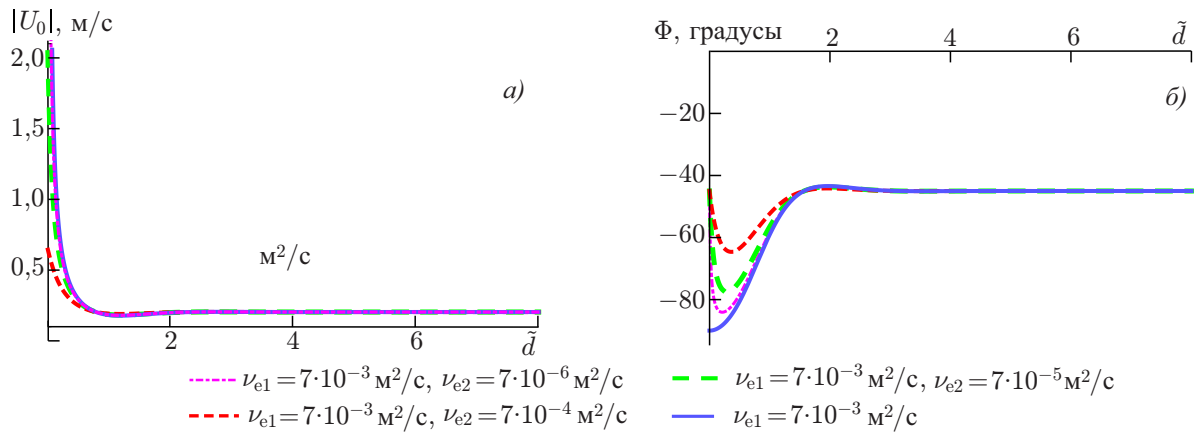


Рис. 5. Чувствительность зависимости установившегося течения Экмана на поверхности к толщине перемешанного слоя и степени стратификации под ним. Сравнение стационарных решений для модели Эллиота и Гилла (сплошная линия) и двухслойной модели (штриховая и штрихпунктирная линии): зависимость скорости (а) и направления (б) экмановского течения на поверхности от глубины безразмерного перемешанного слоя \tilde{d} для двухслойной модели с выборочным набором параметров: $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}, \rho = 1027 \text{ кг}/\text{м}^3, \tau_0 = 0,175 \text{ Н}/\text{м}^2$

Показано, что присутствие стратификации может значительно влиять на величину и направление скорости поверхностного течения только при $\tilde{d} \lesssim 1$. Более того, для таких мелких перемешанных слоёв зависимость от стратификации грубая и может потенциально использоваться для её вос-

становления. Условие на толщину перемешанного слоя ($\tilde{d} \lesssim 1$) может быть удовлетворено либо для мелкого термоклина типа суточного, имеющего место в условиях слабого ветра и сильного солнечного прогрева на глубину первых нескольких метров толщи воды (см., например, [18, 19]), либо в условиях очень сильного ветра, характеризующегося большими значениями ν_{e1} .

2.4.1. Сравнение предсказаний трёх моделей: двухслойной, Экмана (1905) и Эллиота и Гилла (2009)

Здесь мы подробнее проанализируем расхождения между предсказаниями решения Эллиота и Гилла с исчезающе малым напряжением на границе раздела и классического решения Экмана, сосредоточившись на расхождениях предсказаний для поверхности. Нормируем эти расхождения на решение Экмана для поверхности. Сначала напомним эти решения. Начнём со стационарных решений. Классическое решение Экмана (\mathbf{U}_{CE}) и решение Эллиота и Гилла (\mathbf{U}_{EG}) с исчезающе малым напряжением на границе раздела находятся соответственно из уравнений

$$\mathbf{U}_{CE}(z) = \frac{\tau_0 \exp(-i\pi/4)}{\rho \sqrt{\nu_{e1} f}} \exp[-(1+i)\tilde{z}], \quad (26)$$

$$\mathbf{U}_{EG}(z) = \frac{\tau_0 \exp(-i\pi/4)}{\rho \sqrt{\nu_{e1} f}} \frac{\text{ch}[(1+i)(\tilde{d}-\tilde{z})]}{\text{sh}[(1+i)\tilde{d}]}, \quad \tilde{z} = z/\delta_1(0), \quad \tilde{d} = d/\delta_1(0). \quad (27)$$

На поверхности, где $z = 0$, решение Эллиота и Гилла (27) даёт

$$\mathbf{U}_{EG}(0) = \frac{\tau_0 \exp(-i\pi/4)}{\rho \sqrt{f\nu_{e1}}} \text{ctg}[(1+i)\tilde{d}] = \frac{\tau_0 \exp(-i\pi/4)}{\rho \sqrt{f\nu_{e1}}} \frac{i \sin(2\tilde{d}) - \text{sh}(2\tilde{d})}{\cos(2\tilde{d}) - \text{ch}(2\tilde{d})}. \quad (28)$$

Явные выражения для скорости поверхностного течения и угла отклонения скорости относительно направления ветра принимают вид

$$|\mathbf{U}_{EG}(\tilde{d})| = \frac{\tau_0}{\rho \sqrt{f\nu_{e1}}} \left[\frac{\text{ch}(2\tilde{d}) + \cos(2\tilde{d})}{\text{ch}(2\tilde{d}) - \cos(2\tilde{d})} \right]^{1/2}, \quad \text{tg} [\Phi_{EG}(\tilde{d})] = \frac{\sin(2\tilde{d}) + \text{sh}(2\tilde{d})}{\sin(2\tilde{d}) - \text{sh}(2\tilde{d})}. \quad (29)$$

Расхождение $\Delta\Phi_{\{EG-CE\}}$ между углом отклонения скорости, определяемым из уравнения (29), и углом отклонения на поверхности для классической модели Экмана является мерой максимального возможного эффекта стратификации, его грубой оценкой. Зависимость величины этого расхождения от глубины безразмерного перемешанного слоя \tilde{d} показана на рис. 6.

Для количественной оценки сравнения между предсказаниями модели Эллиота и Гилла и классической модели Экмана введём относительное расхождение $\delta_{\{EG-CE\}}$:

$$\delta_{\{EG-CE\}} = |\Delta_{\{EG-CE\}}| = \frac{\mathbf{U}_{EG}(0) - \mathbf{U}_{CE}(0)}{|\mathbf{U}_{CE}(0)|}. \quad (30)$$

Введя обозначение $\zeta = (1+i)\tilde{d}$ и предположив, что $|\exp(-\zeta)| \ll 1$, мы получим простую грубую оценку для модуля этого расхождения. В главном порядке по $|\exp(-\zeta)|$ имеем

$$\delta_{\{EG-CE\}} \approx 2|\exp(-2\zeta)|.$$

Введём «критическую толщину» \tilde{d}_δ в качестве пороговой толщины перемешанного слоя, при которой сильная стратификация, локализованная чуть ниже этого слоя, вызовет в поле скорости

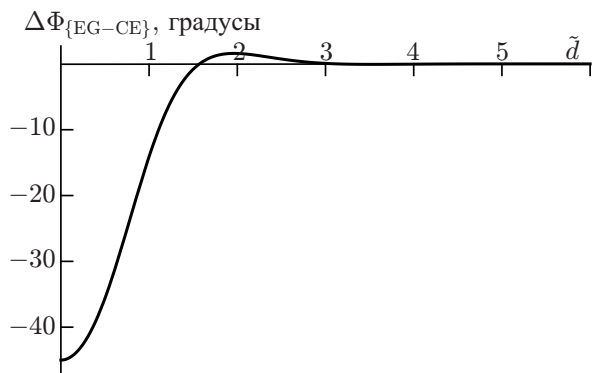


Рис. 6. Расхождение в угле отклонения скорости поверхностного течения между решением Эллипта и Гилла и классическим решением Экмана для установившегося ветра ($\Delta\Phi_{\{EG-CE\}} = \Phi_{EG} + \pi/4$). Величина Φ_{EG} описывается уравнением (29)

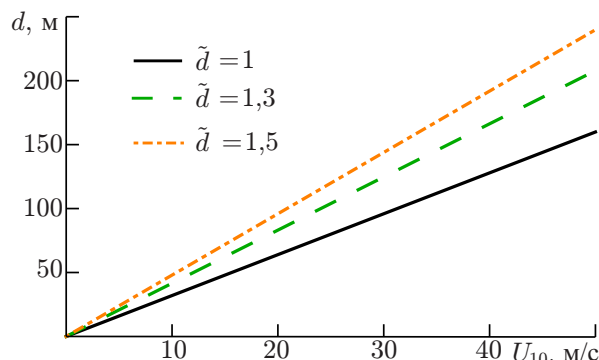


Рис. 7. Глубина перемешанного слоя для типичных критических значений $\tilde{d} = d/\delta_1$

поверхностного течения априорно выбранное расхождение δ с предсказаниями классической модели Экмана:

$$\tilde{d}_\delta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2}{\delta_{\{EG-CE\}}} \right). \tag{31}$$

Если, например, мы установим пороговое значение $\delta_{\{EG-CE\}}$ равным 0,1, то по нашей грубой оценке (31) поверхностное течение будет чувствительно к стратификации при $\tilde{d} \leq 1,5$. Поскольку \tilde{d} зависит от величины ν_{e1} , которая зависит от ветра как u_*^2 или U_{10}^2 , критическая глубина перемешанного слоя, на которой течение на поверхности начинает чувствовать стратификацию, увеличивается линейно с усилением ветра. В зависимости от выбранного порогового значения расхождения $\delta_{\{EG-CE\}}$ и от погодных условий, определяющих величину ν_{e1} , которую мы полагаем заданной, можно оценить критическое значение толщины перемешанного слоя \tilde{d}_δ , при которой имеет место выбранное значение $\delta_{\{EG-CE\}}$. Из рис. 5 и 6 следует, что в зависимости от выбранного значения $\delta_{\{EG-CE\}}$ мы можем видеть проявления стратификации при возмущении скорости поверхностного течения при значениях \tilde{d} , не превышающих $1,0 \div 1,5$. Напомним, что $\tilde{d} = d/\delta_1$ и δ_1 масштабируются как u_*^2 . Таблица 2 даёт представление о вихревой вязкости и δ_1 для ветра от лёгкого бриза до урагана.

Также полезно дать явную оценку критического значения d в метрах для всего диапазона возможной силы ветра. В дополнение к табл. 2 на рис. 7 схематично показана зависимость глубины критического слоя от скорости ветра для трёх оценок критических значений \tilde{d} .

Таблица 2. Оценки коэффициентов вихревой вязкости и масштаба Экмана, где $\delta_1 = \sqrt{2\nu_{e1}/f}$, $\nu_{e1} = cu_*^2/f$, $c = 0,03$, $u_* = \sqrt{\tau/\rho_w}$, $\tau = \rho_a U_{10}^2 C_D$, $\rho_a = 1,25 \text{ кг/м}^3$, $C_D = 1,4 \cdot 10^{-3}$, $\rho_w = 1027 \text{ кг/м}^3$, и $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [20]

$U_{10}, \text{ м/с}$	$\tau, \text{ Н/м}^2$	$u_*, \text{ м/с}$	$\nu_e, \text{ м}^2/\text{с}$	$\delta_1, \text{ м}$
5	0,044	0,007	0,01	16
10	0,175	0,013	0,05	30
30	1,575	0,039	0,50	100
50	4,375	0,065	1,30	160

2.4.2. Чувствительность нестационарных экмановских течений к характеристикам верхнего слоя океана

В предыдущем разделе мы проанализировали чувствительность экмановских течений к наличию стратификации, её интенсивности в пикноклине и глубине перемешанного слоя, ограничившись рассмотрением случая стационарного состояния. Здесь мы проанализируем общий случай, когда ветер и экмановский отклик меняются со временем. Поскольку задача линейная, мы без потери общности характеризуем ветер и экмановский отклик спектрами амплитуды Фурье. Здесь, как и в предыдущем разделе, мы сосредоточимся на чувствительности поверхностных проявлений неустановившихся течений Экмана к тем же основным характеристикам стратификации верхнего слоя океана (степени стратификации в пикноклине и глубине перемешанного слоя). Для каждой гармоники Фурье сравним предсказания модели для двух предельных случаев: случая бесконечно сильной стратификации во втором слое (модель Эллиота и Гилла [16]) и случая отсутствия стратификации (модель Экмана [18]). Выбрав порог $\delta_{\{EG-CE\}}$, характеризующий расхождение между моделями, можно оценить глубину перемешанного слоя, где для выбранной частоты мы можем обнаружить наличие стратификации в поле скорости поверхностного течения на этой частоте. В табл. 3 показано, как критическая глубина для различных выбранных значений $\delta_{\{EG-CE\}}$,

$$d_{\delta_{\{EG-CE\}}} \approx -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \frac{f + \omega}{\nu_{e1}} \right| \right)^{-1/2} \ln \left(\frac{\delta_{\{EG-CE\}}}{2} \right), \quad (32)$$

зависит от вихревой вязкости перемешанного слоя и выбранной частоты.

Аналогичное сравнение двухслойных модельных решений с предсказаниями классической однослойной модели Экмана приводит к очень похожим выводам, поэтому мы опускаем их обсуждение. Вместо этого на рис. 8 мы представляем пример графика, показывающего отклик Экмана на резкое увеличение скорости ветра, от 0 до 10 м/с, во всех трёх моделях (двухслойной, однослойной Экмана и модели Эллиота и Гилла).

В соответствии с нашим предыдущим анализом для мелкого перемешанного слоя поверхностное течение обнаруживает заметные расхождения между предсказаниями трёх моделей; расхождения уменьшаются с увеличением толщины перемешанного слоя. Подробный анализ зависимости параметров выходит за рамки данной работы. Основная цель этого рисунка — показать новую особенность: инерционные колебания, которые являются характерной чертой экмановского отклика, оказываются наиболее чувствительными к наличию стратификации. В частности, эти колебания сохраняются дольше, чем в модели Экмана.

Чтобы дополнить наш анализ, базирующийся на передаточной функции, и предложить другую точку зрения, рассмотрим несколько наглядных примеров эволюции поверхностного течения для разных параметров. На рис. 9 и 10 на основе двухслойной модели показана чувствительность неустойчивого течения Экмана, вызванного резким увеличением скорости ветра (от 0 до 10 м/с), по отношению к двум параметрам — значению вихревой вязкости и толщине перемешанного слоя.

Основные выводы, которые мы можем сделать, просты:

1) Увеличение вихревой вязкости ν_{e1} на порядок приводит к более чем двукратному уменьшению средней скорости течения Экмана и амплитуды квазиинерционных колебаний независимо от глубины перемешанного слоя.

2) Отклонение поверхностного течения относительно направления ветра чувствительно к вязкости только в случае мелкого перемешанного слоя. Тогда, вопреки интуитивным рассуждениям, инерционные колебания направления поверхностного течения максимально выражены при наибольшей вязкости; в случае толстого перемешанного слоя ни среднее отклонение, ни его инерционные колебания нечувствительны к вязкости. Наш общий вывод таков: отклик Экмана весьма

Таблица 3. Критическая глубина перемешанного слоя для разных частот и пороговых расхождений $\delta_{\{EG-CE\}}$ между предсказаниями модели Элипота и Гилла и классической моделью Экмана для жидкости с однородной плотностью. Показана критическая глубина $d_{\delta_{\{EG-CE\}}}$ для выбранного относительного расхождения $\delta_{\{EG-CE\}}$ между двумя модельными предсказаниями для скорости поверхностного течения. Значения выбранного порога относительно расхождения $\delta_{\{EG-CE\}}$ обозначены нижним индексом

ω	$\nu_e, \text{M}^2/\text{c}$	$d_{0,1}, \text{M}$	$d_{0,2}, \text{M}$	$d_{0,3}, \text{M}$	$d_{0,5}, \text{M}$
$2\pi/(1 \text{ ч})$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	2,4	1,9	1,5	1,1
	$5 \cdot 10^{-3}$	3,5	2,7	2,2	1,6
	$7 \cdot 10^{-3}$	4,1	3,2	2,6	1,9
	10^{-2}	4,9	3,8	3,1	2,3
	10^{-1}	15,6	12,0	10,0	7,2
	1	49,3	37,9	31,2	22,8
$2\pi/(10 \text{ ч})$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	6,2	4,8	4,0	3,0
	$5 \cdot 10^{-3}$	9,0	6,9	5,7	4,2
	$7 \cdot 10^{-3}$	10,7	8,2	6,8	4,9
	10^{-2}	12,8	9,8	8,0	5,9
	10^{-1}	40,4	31,0	25,6	18,7
	1	127,8	98,3	81,0	59,2
$\omega \ll f$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	10,4	8,0	6,6	4,8
	$5 \cdot 10^{-3}$	15,0	11,5	9,5	6,9
	$7 \cdot 10^{-3}$	17,7	13,6	11,2	8,2
	10^{-2}	21,2	16,3	13,4	9,8
	10^{-1}	67,0	51,5	42,4	31,0
	1	211,8	162,8	134,1	98,0

чувствителен к вязкости в перемешанном слое. Отметим рост временного масштаба ускорения слоя Экмана с увеличением вязкости. Таким образом, амплитуды квазиинерционных колебаний могут использоваться для дистанционного зондирования усреднённой вихревой вязкости в перемешанном слое.

3. МОЖНО ЛИ ДИСТАНЦИОННО ЗОНДИРОВАТЬ ПРОФИЛЬ СТРАТИФИКАЦИИ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РАДАРОВ?

Большое значение имела бы возможность дистанционного зондирования следующих характеристик верхнего слоя океана: уровня турбулентности в перемешанном слое, наличия/отсутствия суточной стратификации, глубины перемешанного слоя и стратификации в пикноклине. В предыдущем разделе в рамках двухслойной модели мы изучили вопрос, как скорость и направление течения на поверхности зависят от глубины перемешанного слоя и вихревой вязкости в нём и под ним. Хотя скорость течения на поверхности теперь можно измерять дистанционно со спутников с более высокой точностью и разрешением, в настоящее время не ясно, когда станут доступными высокоточные спутниковые измерения агеострофических течений. Напротив, наблюдения с берега с помощью высокочастотных радаров уже более тридцати лет широко применяются как инструмент мониторинга поверхности моря. В частности, для зондирования поверхностных течений используются доплеровские спектры сигнала радара, отражённого от поверхности моря (см., например, [21–23]), а также пока продолжается поиск способов дистанционного зондирования

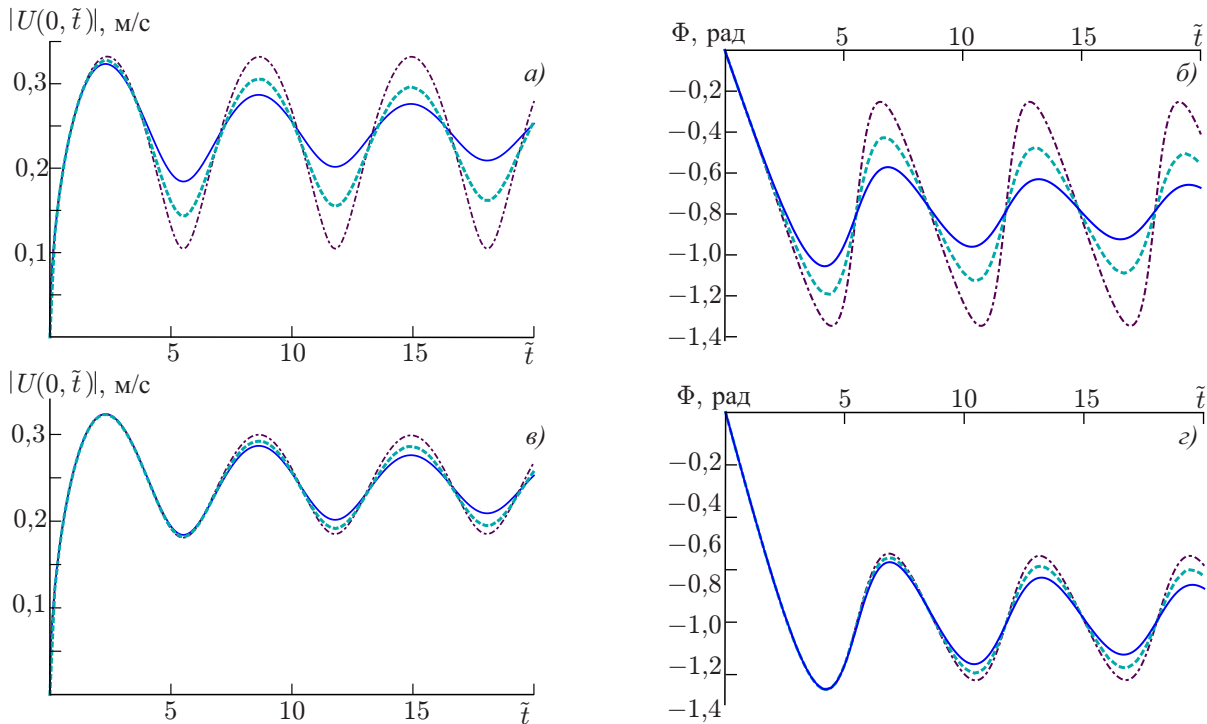


Рис. 8. Поверхностное течение, вызванное резким увеличением скорости ветра от 0 до 10 м/с, в различных моделях: классической модели Экмана (сплошная линия), однослойной модели Элипота и Гилла с исчезающе малым сдвиговым напряжением на нижней границе перемешанного слоя (штрихпунктирная линия) и двухслойной модели (штриховая линия): (а, б) $d = 15$ м; (в, г) $d = 30$ м. Другие параметры: $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\rho = 1027 \text{ кг/м}^3$, $\tau_0 = 0,175 \text{ Н/м}^2$, $\nu_{e1} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, $\nu_{e2} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$

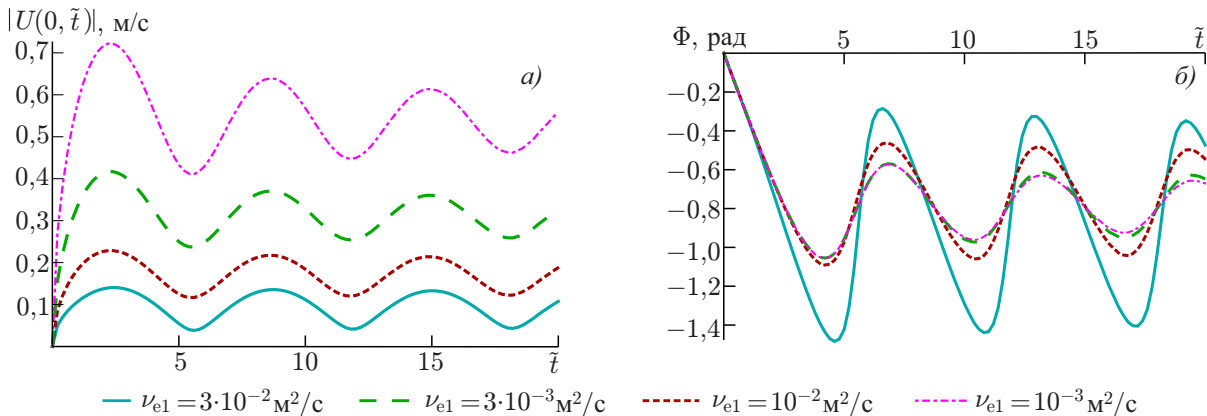


Рис. 9. Поверхностное течение, вызванное резким увеличением скорости ветра от 0 до 10 м/с, в двухслойной модели с различной вихревой вязкостью ν_{e1} в верхнем слое. Мелкий перемешанный слой: $d = 30$ м. (а) Величина скорости поверхностного течения, (б) угол отклонения скорости поверхностного течения от направления ветра (\tilde{t} — безразмерное время). Значения параметров: $f = 10^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\rho = 1027 \text{ кг/м}^3$, $\tau_0 = 0,175 \text{ Н/м}^2$, $\nu_{e2} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$

ния других аспектов взаимодействия океана и атмосферы (см., например, [8]). Здесь мы кратко обсудим дополнительные возможности, которые дают ВЧ радары для потенциального дистанционного зондирования вышеперечисленных характеристик верхнего слоя океана.

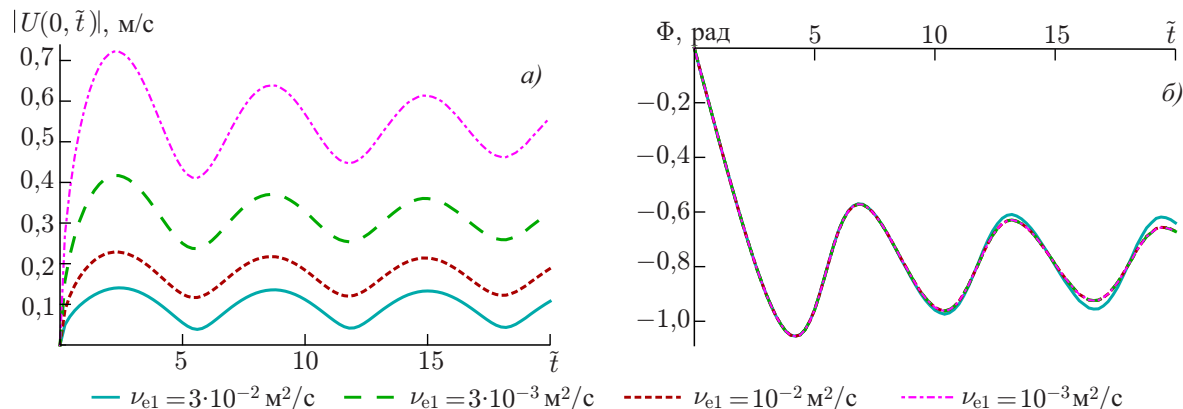


Рис. 10. Поверхностное течение, вызванное резким увеличением скорости ветра от 0 до 10 м/с, в двухслойной модели с различными значениями вихревой вязкости ν_{e1} в толстом верхнем слое ($d = 100$ м). (а) Величина скорости поверхностного течения, (б) угол отклонения скорости поверхностного течения относительно направления ветра. Значения параметров: $f = 10^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\rho = 1027 \text{ кг/м}^3$, $\tau_0 = 0,175 \text{ Н/м}^2$, $\nu_{e2} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$

При ВЧ радиолокационных измерениях используется тот факт, что в этом диапазоне электромагнитные волны рассеиваются случайной взволнованной поверхностью в брэгговском режиме, при котором монохроматическая электромагнитная волна, излучаемая с волновым числом k_E , отражается в основном волнением с резонансным волновым числом Брэгга $k_B = k_E/2$. Анализируя доплеровские спектры, для которых характерны легко идентифицируемые пики Брэгга, весьма просто найти фазовую скорость волновых компонент, связанную с пиками. Вычитая фазовые скорости, задаваемые линейным дисперсионным соотношением, мы получаем поправку, связанную с поверхностными течениями. Хотя основной вклад в электромагнитное рассеяние вносит брэгговская резонансная волна с длиной $2\pi/k_B$ (основные пики), волны на воде слабо нелинейны, и каждая свободная фурье-компонента также имеет связанные волны. Вторая гармоника вдвое более длинной волны на воде имеет то же самое резонансное волновое число k_B . Эти связанные волны, которые ассоциируются со свободной волной, имеющей вдвое большую длину, чем брэгговская волна, отвечают за пик второй гармоники в спектре радаров [24]. Поправка, связанная с поверхностным течением, зависит от рассматриваемого волнового числа.

С разумной точностью её можно аппроксимировать с помощью формулы Стюарта—Джоя [25]. Применяя эту формулу для волны, соответствующей основному брэгговскому пику, и для второго вклада в рассеяние — волны с длиной, вдвое большей брэгговской длины волны, — получим два интеграла течения:

$$\mathbf{U}_{(1)} = 2|\mathbf{k}_B| \int_0^{\infty} \mathbf{U}(z, t) \exp(-2|\mathbf{k}_B|z) dz, \quad \mathbf{U}_{(2)} = |\mathbf{k}_B| \int_0^{\infty} \mathbf{U}(z, t) \exp(-|\mathbf{k}_B|z) dz, \quad (33)$$

где $\mathbf{U}(z, t)$ — профиль скорости, а $|\mathbf{k}_B| = 2\pi/\lambda$ — волновое число Брэгга. Для определённости дальнейшего анализа мы выбрали широко используемую радиолокационную частоту 12 МГц, которая соответствует длине волны на воде $\lambda = 18$ м. В предыдущем разделе было изучено, как проявляют себя свойства верхнего слоя океана в поле скорости поверхностного течения \mathbf{U}_0 . Скорости поверхностного течения, как правило, измеряются с помощью ВЧ радаров, и $\mathbf{U}_{(1)}$ обычно полагают равным \mathbf{U}_0 . На рис. 11 и 12 показано, насколько расхождение между двумя скоростями $\mathbf{U}_{(1)}$ и $\mathbf{U}_{(2)}$ и истинной скоростью течения на поверхности \mathbf{U}_0 чувствительно к глубине перемешанного слоя и значениям вихревой вязкости в каждом слое. На них также продемонстрировано, как отличия в угле отклонения течения зависят от глубины перемешанного слоя и значений

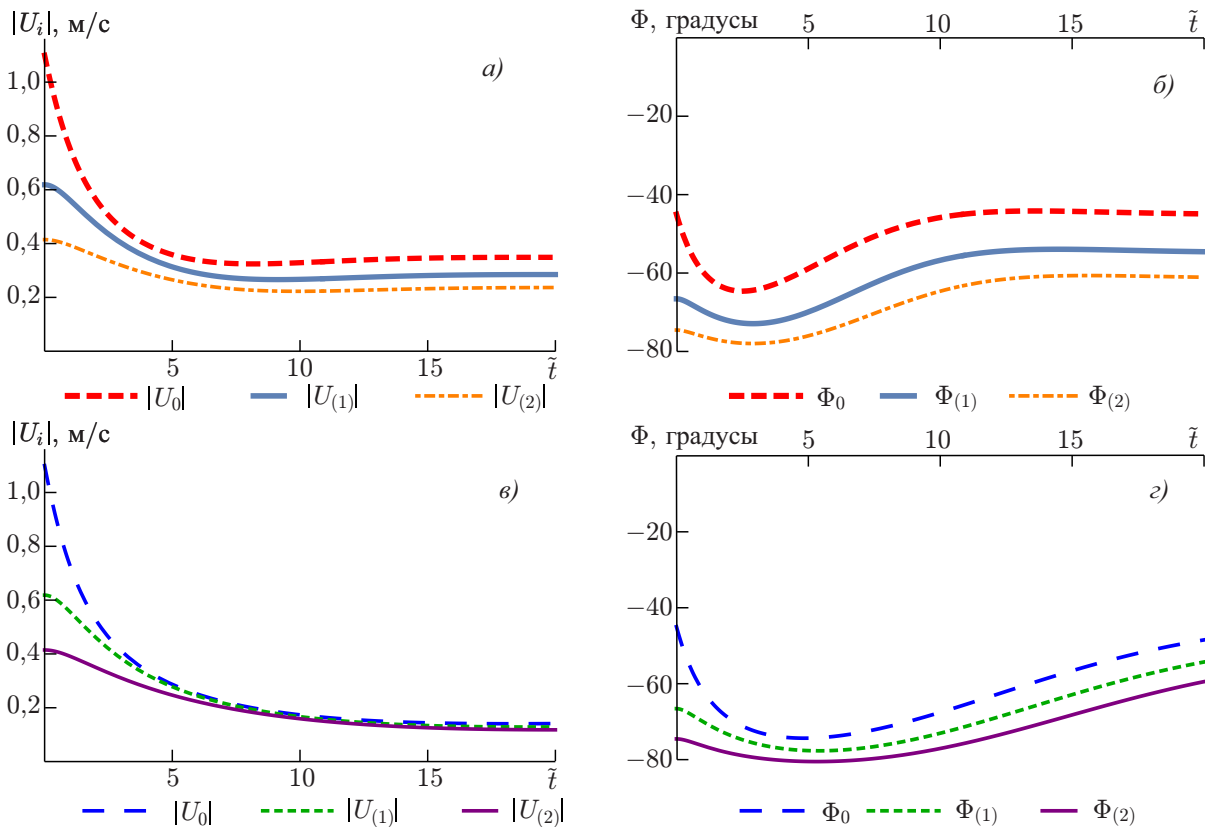


Рис. 11. Значения поля скорости \mathbf{U}_0 (течения на поверхности), $\mathbf{U}_{(1)}$ и $\mathbf{U}_{(2)}$, установившегося течения Экмана, вызванного ветром со скоростью 10 м/с ($U_{10} = 10 \text{ м/с}$), предсказанные двухслойной моделью с вихревой вязкостью в нижнем слое $\nu_{e2} = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Турбулентная вязкость равна $\nu_{e1} = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ в верхнем слое (а, б), на панелях (в, з) — в пять раз больше. Другие параметры: $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\rho = 1027 \text{ кг/м}^3$, $\tau_0 = 0,175 \text{ Н/м}^2$

вихревой вязкости. Из рисунков следует, что эти отличия являются весьма существенными для суточной стратификации, что выглядит весьма перспективным для её дистанционного зондирования. Кроме того, расхождения в угле отклонения остаются различимыми для сезонной стратификации. Для изучения возможностей практического применения полученных результатов для дистанционного зондирования верхнего слоя океана требуется более тщательное исследование.

Обзор ряда примеров (см. рис. 11 и 12), представленный в этом разделе, позволяет нам сделать вывод, что есть измеримые расхождения между истинной скоростью течения на поверхности \mathbf{U}_0 и скоростями поверхностного течения $\mathbf{U}_{(1)}$ и $\mathbf{U}_{(2)}$, восстанавливаемыми с помощью ВЧ радаров для широкого спектра океанских условий. Эти отличия могут дать количественные оценки уровня турбулентности в перемешанном слое и его толщины. В меньшей степени эти отличия могут ограничивать оценки стратификации в пикноклине. Будучи применёнными в условиях реальных полевых наблюдений, полученные результаты могут дать ценное понимание важного аспекта взаимодействия океан–атмосфера.

4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В качестве первого шага на пути к созданию теоретической основы для дистанционного зондирования верхнего слоя океана мы исследуем идею, которая заключается в том, что страти-

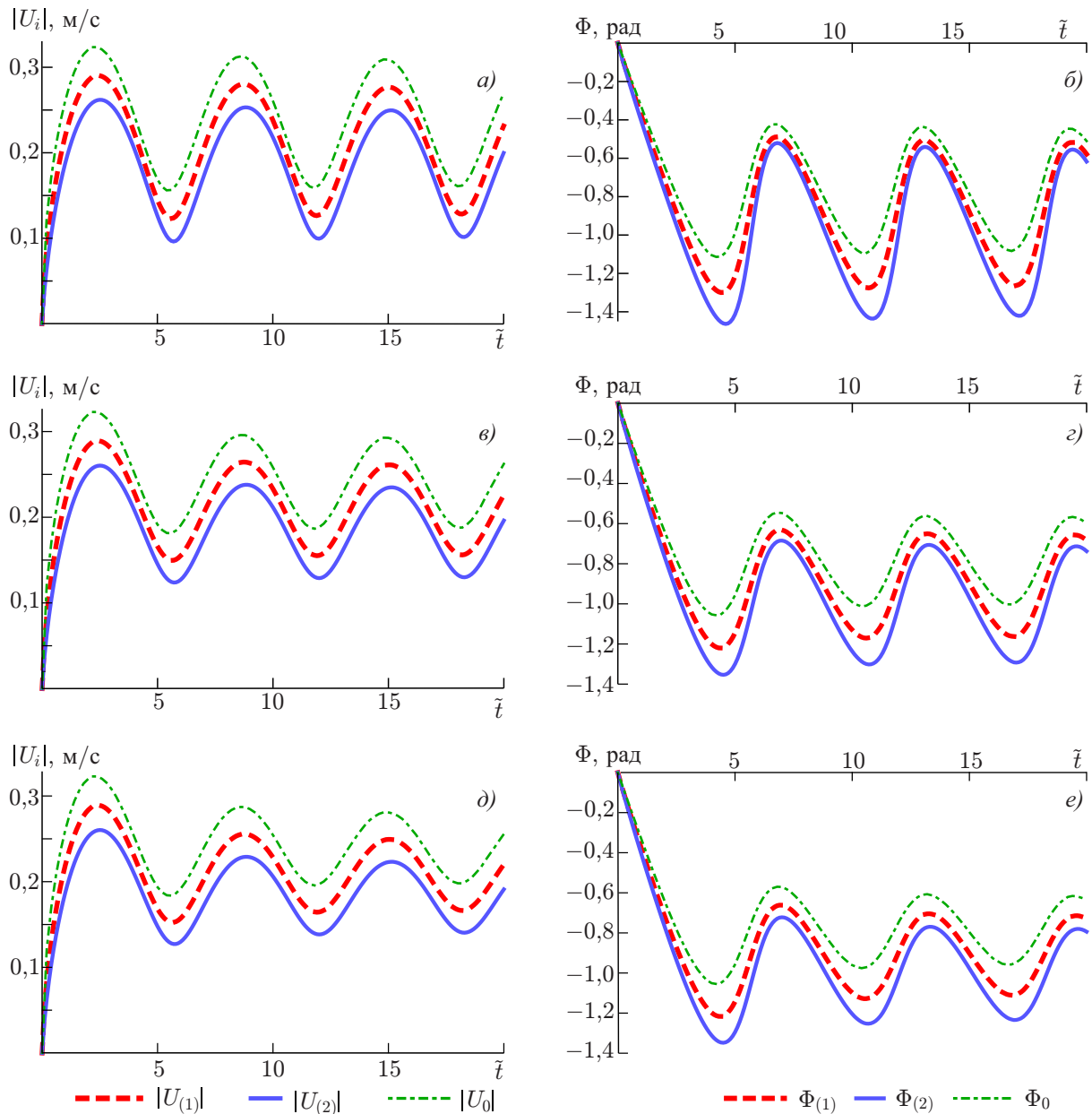


Рис. 12. Неустановившиеся течения Экмана, вызванные резким увеличением скорости ветра от 0 до 10 м/с, по данным ВЧ радара для различных характеристик перемешанного слоя и стратификации. Показаны зависимости для $\mathbf{U}_0 \equiv \mathbf{U}(0)$ (зелёная линия), $\mathbf{U}_{(1)}$ (красная линия), $\mathbf{U}_{(2)}$ (фиолетовая линия); $d = 20$ м (а, б), $d = 30$ м (в, з), $d = 40$ м (д, е). Другие параметры: $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\rho = 1027 \text{ кг/м}^3$, $\tau_0 = 0,175 \text{ Н/м}^2$, $\nu_{e1} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, $\nu_{e2} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$

фикация принципиально влияет на динамику поверхностного течения Экмана в предположении, что мы можем измерить параметры поверхностного течения с хорошей точностью. Чтобы связать стратификацию и поверхностное течение, в этой работе мы ввели и изучили новую двухслойную модель пограничного слоя Экмана, в которой используется большая разница в величинах вихревой вязкости в перемешанном слое и в стратифицированном течении под ним. Предполагая, что зависимость от времени горизонтально однородного ветрового напряжения $\tau(t)$ на поверхности задана, мы определили отклик пограничного слоя на такое переменное поверхностное напряже-

ние $\tau(t)$ в замкнутой аналитической форме. Таким образом, для произвольной величины $\tau(t)$ мы нашли и проанализировали зависящее от времени решение, описывающее динамику пограничного слоя Экмана в двухслойной модели. Это решение является новым точным решением полных уравнений Навье–Стокса. В рамках принятой модели были изучены различные стационарные и нестационарные режимы. Было подтверждено, что в соответствующих пределах решения стремятся к классическому решению Экмана для бесконечно глубокой жидкости или решению Элипота и Гилла в пределе исчезающе малой вихревой вязкости в стратифицированном слое. Кроме контекста дистанционного зондирования, модель представляет интерес и сама по себе.

Решение выявляет ограничения модели. При более сильном ветре решение даёт сильный сдвиг на нижней границе перемешанного слоя, что может вызвать неустойчивость границы раздела. Это может быть важным физическим механизмом заглупления перемешанного слоя. Чтобы количественно описать этот механизм, нужно принять одну из существующих параметризаций вихревой вязкости в стратифицированной жидкости, что выходит за рамки данного исследования. В режиме заглупления перемешанного слоя более подходящим граничным условием на его нижней границе будет постоянство числа Ричардсона, $Ri = 1/4$, как было предложено в работе [26]. Учёт перемешивания на нижней границе перемешанного слоя требует специального изучения.

С точки зрения дистанционного зондирования основных характеристик перемешанного слоя (таких как его толщина и вихревая вязкость) и стратификации под ним, мы проанализировали чувствительность поверхностных проявлений экмановского течения, описываемых зависящим от времени решением для поверхностного течения $U_0(t)$ в различных режимах. Было обнаружено, что для широкого диапазона параметров и режимов эволюции наличие стратификации действительно проявляется в поле поверхностного течения $U_0(t)$. Проявления на поверхности океана оказались наиболее чувствительными к безразмерной глубине перемешанного слоя $\tilde{d} = d/\delta_1$, где $\delta_1 = \sqrt{2\nu_{e1}/f}$: эффекты заметны уже при $\tilde{d} \leq 1,5$. Для сезонной стратификации это условие всегда удовлетворяется при достаточно сильном ветре. Амплитуды квазиинерционных колебаний оказались достаточно чувствительными к вихревой вязкости перемешанного слоя ν_{e1} , что делает эти колебания заслуживающими рассмотрения для дистанционного зондирования турбулентности перемешанного слоя. Однако поскольку их амплитуды также очень чувствительны к толщине перемешанного слоя и стратификации под ним, это делает задачу непосредственной оценки уровня турбулентности весьма проблематичной, если вообще разрешимой.

Таким образом, различные элементы экмановского отклика чувствительны к различным характеристикам верхнего слоя океана. Отсутствует надлежащая теория генерации инерционных колебаний и необходимы целенаправленные усилия по дальнейшему изучению возможностей их использования для дистанционного зондирования.

Была также изучена возможность продвижения в дистанционном зондировании профиля стратификации верхнего слоя океана с помощью ВЧ радаров. При использовании пиков как основной, так и второй гармоники ВЧ радиолокационного эха для зондирования пограничного слоя на двух разных эффективных глубинах возникают новые связи между глубиной перемешанного слоя и параметрами стратификации.

Хотя наш анализ возможностей восстановления характеристик стратификации верхнего слоя океана и вихревой вязкости по полю скорости поверхностного течения базируется на точных решениях уравнения Навье–Стокса, принятая нами гидродинамическая модель неявно опирается на ряд ключевых допущений, роль которых на данный момент не очевидна. В частности, как уже упоминалось, мы не учитывали перемешивание и вовлечение на нижней границе перемешанного слоя. Более того, в настоящее время мы не знаем, насколько хорошо парадигма Экмана отражает реальную ситуацию, и нам неизвестны достаточно детальные верифицированные исследования. Наши соображения мы сформулировали в недавней работе [27]. Насколько критична такая

неопределённость для общей картины, ещё предстоит исследовать. Также известно, что учёт индуцированного волной стокового дрейфа может привести к вкладу первого порядка в скорость потока на поверхности, которую мы принимаем в качестве одного из основных параметров при восстановлении профиля стратификации. Учёт стокового дрейфа относительно прост, но он очень негативно отражается на простоте модели (см., например, [28]). В целом в настоящее время мы не знаем, каков может быть результат решения этих вопросов, но предполагаем, что это не приведёт к качественному изменению картины. Мы ожидаем, что наш главный качественный вывод останется неизменным: наличие суточной и сезонной стратификации заметно изменяет агеострофическую часть поля скорости поверхностного течения, если толщина перемешанного слоя d примерно равна или меньше масштаба Экмана $\delta_1 = \sqrt{2\nu_{e1}/f}$. Наш общий вывод заключается в том, что намеченный путь дистанционного зондирования стратификации верхнего слоя океана возможен в обозримом будущем, но требует целенаправленных усилий как в плане теоретических/модельных, так и экспериментальных/технических исследований. Методы восстановления поля скорости поверхностного течения (помимо использования ВЧ радаров) должны быть значительно улучшены.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Phillips O. M. The dynamics of the upper ocean. Cambridge : Cambridge University Press, 1977. 336 p.
2. Soloviev A., Lucas R. The near-surface layer of the ocean. Berlin : Springer, 2006. 552 p.
3. Emanuel K. A. // J. Atmosph. Sci. 1988. V. 45, No. 7. P. 1143–1155. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1988\)045<1143:TMIOH>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1988)045<1143:TMIOH>2.0.CO;2)
4. Schade L. R., Emanuel K. A. // J. Atmosph. Sci. 1999. V. 56, No. 4. P. 642–651. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1999\)056<0642:TOSEOT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1999)056<0642:TOSEOT>2.0.CO;2)
5. Сутырин Г. Г., Хайн А. П. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20, № 9. С. 787–794.
6. Chapron B., Collard F., Ardhuin F. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Art. no. 2005110. <https://doi.org/10.1029/2004JC002809>
7. Chelton D. B., Schlax M. G., Samelson R. M., et al. // Prog. Oceanogr. 2019. V. 173. P. 256–350. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2018.10.012>
8. Shrira V. I., Forget P. // J. Phys. Oceanogr. 2017. V. 45. P. 2660–2678. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0247.1>
9. Zervakis V., Kokkini Z., Potiris E. // Cont. Shelf Res. 2017. V. 149. P. 4–16. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2016.07.008i>
10. Price J. F., Weller R. A., Pinkel R. // J. Geophys. Res. Oceans. 1986. V. 91, No. C7. P. 8411–8427. <https://doi.org/10.1029/JC091iC07p08411>
11. Price J. F., Sundermeyer M. A. // J. Geophys. Res. Oceans. 1999. V. 104, No. C9. P. 20467–20494. <https://doi.org/10.1029/1999JC900164>
12. D’Asaro E. A., Dairiki G. T. // J. Phys. Oceanogr. 1997. V. 27, No. 9. P. 2009–2022. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1997\)027<2009:TIMIAW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1997)027<2009:TIMIAW>2.0.CO;2)
13. Weller R. A., Price J. F. // Deep-Sea Res. Part A. Oceanogr. Res. Papers. 1988. V. 35, No. 5. P. 711–747. [https://doi.org/10.1016/0198-0149\(88\)90027-1](https://doi.org/10.1016/0198-0149(88)90027-1)
14. McWilliams J. C., Sullivan P. P., Moeng C. H. // J. Fluid Mech. 1997. V. 334. P. 1–30. <https://doi.org/10.1017/S0022112096004375>
15. Lewis D. M., Belcher S. E. // Dynam. Atmos. Oceans. 2004. V. 37. P. 313–351. <https://doi.org/10.1016/j.dynatmoce.2003.11.001>

16. Elipot S., Gille S. T. // *Ocean Sci.* 2009. V. 5. P. 115–139. <https://doi.org/10.5194/os-5-115-2009>
17. Huang N. E. // *J. Fluid Mech.* 1979. V. 91, No. 1. P. 191–208. <https://doi.org/10.1017/S0022112079000112>
18. Ekman V. W. // *Arch. Math. Astron. Phys.* 1905. V. 2. P. 1–52.
19. Kudryavtsev V. N., Soloviev A. V. // *J. Phys. Oceanogr.* 1990. V. 20. Art. no. 61717628. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1990\)020](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1990)020)
20. Coleman G. N., Ferziger J. H., Spalart P. R. // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 213. P. 313–348. <https://doi.org/10.1017/S0022112090002348>
21. Broche P., Forget P., De Maistre J. C., et al. // *Radio Sci.* 1987. V. 22, No. 1. P. 69–75. <https://doi.org/10.1029/RS022i001p00069>
22. Paduan J. D., Graber H. C. // *Oceanography.* 1997. V. 10, No. 2. P. 36–39. <https://doi.org/10.5670/oceanog.1997.18>
23. Wyatt L. R. // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2000. V. 17, No. 12. P. 1651–1666. [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(2000\)017<1651:LTTIOH>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(2000)017<1651:LTTIOH>2.0.CO;2)
24. Shrira V. I., Ivonin D. V., Broche P., de Maistre J. C. // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28, No. 20. P. 3955–3958. <https://doi.org/10.1029/2001GL013387>
25. Stewart R. H., Joy J. W. // *Deep-Sea Res.* 1974. V. 21, No. 12. P. 1039–1049. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(74\)90066-7](https://doi.org/10.1016/0011-7471(74)90066-7)
26. Kudryavtsev V., Monzikova A., Combet C., et al. // *J. Geophys. Res.* 2019. V. 124, No. 5. P. 3462–3485. <https://doi.org/10.1029/2018JC014747>
27. Shrira V. I., Almelah R. B. // *J. Fluid Mech.* 2020. V. 887. Art. no. A24. <https://doi.org/10.1017/jfm.2019.1059>
28. Sullivan P. P., McWilliams J. C. // *Annual Rev. Fluid Mech.* 2010. V. 42. P. 19–42. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-121108-145541>

Поступила в редакцию 29 ноября 2019 г.; принята в печать 30 января 2020 г.

WHAT DO WE NEED TO PROBE UPPER OCEAN STRATIFICATION REMOTELY?

V. I. Shrira and R. B. Almelah

We consider whether it is possible in principle to retrieve the key parameters of the mixed layer in the upper ocean (its thickness, bulk eddy viscosity and the pycnocline stratification below) using a theoretical model, which assumes the surface velocity and wind stress to be known from observations. To this end we examine the dynamics of the Ekman current in the novel two-layer model of the upper ocean made of two layers with greatly differing constant eddy viscosities. The presence of stratification manifests itself through suppression of turbulence and, hence, in much smaller value of the eddy viscosity compared to the bulk eddy viscosity in the mixed layer. Within this two-layer model the general solution in terms of explicit Green's function has been derived and analyzed. It was found that a spectral component of frequency ω of the Ekman current on the surface “feels” the presence of the stratified layer when the mixed layer depth d is less or comparable to the Ekman scale $\sqrt{2\nu_{e1}/(f + \omega)}$, where f is the Coriolis parameter. Thus, under conditions of strong wind resulting in large eddy viscosity ν_{e1} , the depth of the mixed layer could be (in principle) inferred from the observations of wind and surface velocity. We conclude by stating, that to retrieve from the wind and surface velocity data the mixed layer parameters, the theoretical model has to be extended by taking into account the effects of the Stokes drift due to surface waves and the possibility of intense mixing at the bottom of the mixed layer.