

диффузии может быть стремление атомов самария, имеющих больший размер, чем атомы палладия, перемещаться в те области, где больше водорода, поскольку там больше параметр решетки. В итоге концентрация самария в β -фазе возрастает, а в α -фазе уменьшается. Разница в концентрации самария может достигать 5 ат. %.

Процесс расслоения приводит к тому, что возникает градиент концентрации самария, который должен вызвать встречный поток атомов самария из обогащенных им областей. Итогом этого процесса будет выравнивание концентрации самария, происходящее, когда β -фаза практически исчезает.

Заключение

Экспериментально установлено существование в сплавах Pd-Sm-H восходящей диффузии атомов самария. Причиной восходящей диффузии прежде всего является химическое сродство атомов самария к водороду, а следовательно, она обеспечивается наличием неоднородностей в распределении водорода. Максимальная степень неоднородности в распределении водорода достигается в случае образования наряду с α -фазой богатой водородом β -фазы. Для существенного перераспределения атомов самария важно, чтобы β -фаза присутствовала в образце достаточно длительное время в процессе его хранения при комнатной температуре на воздухе.

Возникший градиент концентрации самария

вызывает обратный поток атомов самария. Процесс выравнивания концентрации самария усугубляется идущим в образце $\beta \rightarrow \alpha$ превращением.

Перераспределение атомов самария происходит при комнатной температуре за сравнительно короткое время: при насыщении – за десятки минут, при дегазации – за десятки часов. Это свидетельствует о том, что введение в сплав палладий-самарий водорода существенно повышает коэффициент диффузии атомов самария.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-17263) и программой “Университеты России” (грант 20-96-ф).

Литература

1. Гольдшмидт Х. Дж. Фазы внедрения. М., 1971. Т. 2.
2. Аверцева И. Н., Роман Н. Р., Мищенко А. П. // Тр. VI Всесоюз. школы по водородной энергетике. Свердловск, 1989.
3. Ревкевич Г. П., Миткова М. К., Кацнельсон А. А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 5. С. 72. (Moscow University Phys. Bull. 1994. N5. P. 62).
4. Sakamoto Y., Takao K., Takeda S., Takeda T. // J. Less-Common Met. 1989. 152, N10. P. 127.
5. Chen F. L., Furukawa M., Sakamoto Y. // Ibid. 155, N11. P. 173.
6. Водород в металлах / Под ред. Г. Алефельда, М. Фелькля. М., 1981.

Поступила в редакцию
08.07.96

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.446.31

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН С АТМОСФЕРОЙ И ПОЛЕМ ПОВЕРХНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ

Е. П. Анисимова, В. Л. Лебедев, К. В. Показеев, А. А. Сперанская

(кафедра физики моря и вод суши)

Исследовано влияние ряда физико-химических неоднородностей морской поверхности (наличие поверхностно-активных веществ, поверхностные течения и стратификация приподнятого слоя воздуха) на характеристики ветро-волнового взаимодействия.

Граница раздела атмосфера-гидросфера привлекает к себе в последнее время все большее внимание в связи с решением фундаментальной проблемы взаимодействия в системе океан-атмосфера и с вопросами глобального экологического загрязнения.

Наиболее остро задачи экологии проявляются в районе морского шельфа, т. е. в прибрежной зоне океана. Вместе с тем процессы взаимодействия на границе вода-воздух в шельфовой зоне значительно сложнее, нежели в открытых районах Мирового океана, и, как следствие этого, менее изучены. В прибрежной зоне граница раздела вода-воздух определяется большим числом факторов, к числу

которых относятся неоднородность полей скорости ветра и течений, значительное тепловое и химическое загрязнение поверхности естественного и антропогенного происхождения, малые глубины и сложная структура рельефа дна.

Шельф относится к зонам экологических интересов человека, и антропогенное загрязнение здесь особенно велико. Основу его составляют нефть и нефтепродукты, синтетические поверхностно-активные вещества (ПАВ), широко используемые в промышленности и в быту и поступающие в прибрежные районы моря со сточными водами. Антропогенное загрязнение океанов и морей возникает также за счет адсорбции из атмосферы эоловой

взвеси. В морях наблюдаются и натурные ПАВ, образованные в результате жизнедеятельности фитопланктона, зоопланктона, а также других морских растений и организмов. Взвешенные и растворенные биогенные ПАВ выносятся на морскую поверхность пузырьками воздуха. В результате в поверхностном микрослое создается повышенная концентрация ПАВ.

Перечисленные выше факторы, часто действующие одновременно, приводят к физико-химической неоднородности морской поверхности и оказывают существенное влияние на режим ветро-волнового взаимодействия и на характеристики ветрового волнения в прибрежной зоне океана. Все это выделяет проблему ветрового волнения в шельфовой зоне в отдельную серьезную специфическую задачу. Изучением некоторых аспектов этой задачи на протяжении многих лет занимаются в МГУ.

Физико-химические неоднородности (ФХН) поверхностного слоя океана приводят к формированию областей с аномальными свойствами поверхностных волн. Схема, отражающая общие черты влияния ФХН на волны, приведена на рис. 1. Прямое

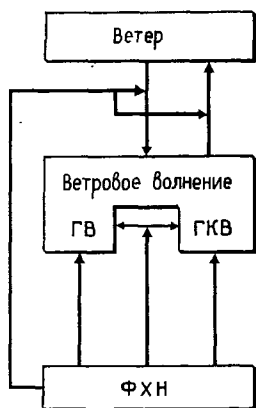


Рис. 1. Схема влияния ФХН на ветро-волновое взаимодействие: ГВ – гравитационные волны, ГКВ – гравитационно-капиллярные волны

воздействие ФХН на волны проявляется в изменении их спектрального состава, особенно в гравитационно-капиллярной области. Воздействие же течений в отдельных случаях изменяет энергонесущие составляющие спектра волн. Наряду с прямым существует и косвенное воздействие ФХН, проявляющееся в изменении параметров ветро-волнового взаимодействия. Например, поверхностные загрязнения влияют на такие характеристики, как инкремент ветро-волнового взаимодействия, коэффициент сопротивления и параметр шероховатости морской поверхности, скорость трения в приводном слое атмосферы. ФХН также изменяют межволновые взаимодействия, что расширяет диапазон воздействия ФХН на спектр поверхностных волн. Изменение параметров ветро-волнового взаимодействия вызывает изменение характеристик приводного слоя воздуха. Таким образом, в системе ветер-волны замыкается обратная связь, и на эту связь оказывают влияние ФХН поверхностного слоя океана. В настоящее время изучены только отдельные виды связи, приведенной на рис. 1 схемы.

В МГУ выполнен цикл натурных и лабораторных экспериментов для выяснения влияния ФХН на поверхностные волны и их взаимодействие с атмосферой. Воздействие поверхностных загрязнений на волны изучалось в экспериментах с пленками ПАВ [1], а влияние неоднородностей приповерхно-

стных течений – в экспериментах по генерации и трансформации волн на течениях [2]. Воздействие температурных аномалий поверхности на волны моделировалось в экспериментах по генерации ветровых волн при различной температурной стратификации приводного слоя воздушного потока [3-5].

Исследования в лабораторных условиях позволили установить целый ряд общих свойств воздействия различных видов ФХН на волны. Обнаружена квазирезонансная зависимость коэффициентов затухания волн от частоты, которая обуславливает характерные изменения спектров поверхностных волн под действием ФХН. На рис. 2 приведены примеры зависимости спектров поверхностных волн на начальной стадии генерации от поверхностных загрязнителей, течений и условий стратификации приводного слоя атмосферы.

На рис. 2, а почти монотонное ослабление спектра волн олеиновой кислотой (кривая 3) и додециловым спиртом (кривая 2) резко контрастирует с кривой 1 (действие додецилсульфата натрия $DDC Na$), которая свидетельствует о резонансном характере затухания волн на частотах 5–7 Гц. Графики, приведенные на рис. 2, а, получены при разгоне волн 5,5 м и скорости ветра 6,8 м/с.

На рис. 2, б приведены спектры ветрового волнения, нормированные на спектры при нулевой скорости течения. Скорость ветра равна 4 м/с, разгон – 3,2 м. Скорость противотечения составляла –15 см/с для кривой 4, скорость спутного течения +16 см/с для кривой 5.

Из рис. 2, в, г видно, что переход от неустойчивой стратификации к устойчивой изменяет спектральные плотности на 1,5 порядка. Согласно результатам наших исследований (рис. 2, з), при одинаковых условиях волнообразования (разгон и скорость ветра) максимум спектра волнения при устойчивой стратификации приводного слоя (кривая 9) существенно ниже, чем при нейтральной устойчивости (кривая 8), и наблюдается изменение его частоты. В случае неустойчивой стратификации приводного слоя воздуха максимум спектра волн, согласно экспериментальным данным, смещается на более низкие значения периода T относительно среднего значения \bar{T} , и сам спектр характеризуется большим разнообразием наблюдаемых периодов волн.

Результаты исследования, приведенные на рис. 2, показывают, что принципиально возможно определять вид ФХН и их характерные параметры по спектрам поверхностных волн в гравитационно-капиллярном диапазоне, что может быть использовано при дешифровке спутниковых данных с целью идентификации конкретных ФХН на поверхности океана.

Наиболее наглядно воздействие ФХН на характеристики ветро-волнового взаимодействия может быть представлено при помощи относительных потоков импульса и энергии:

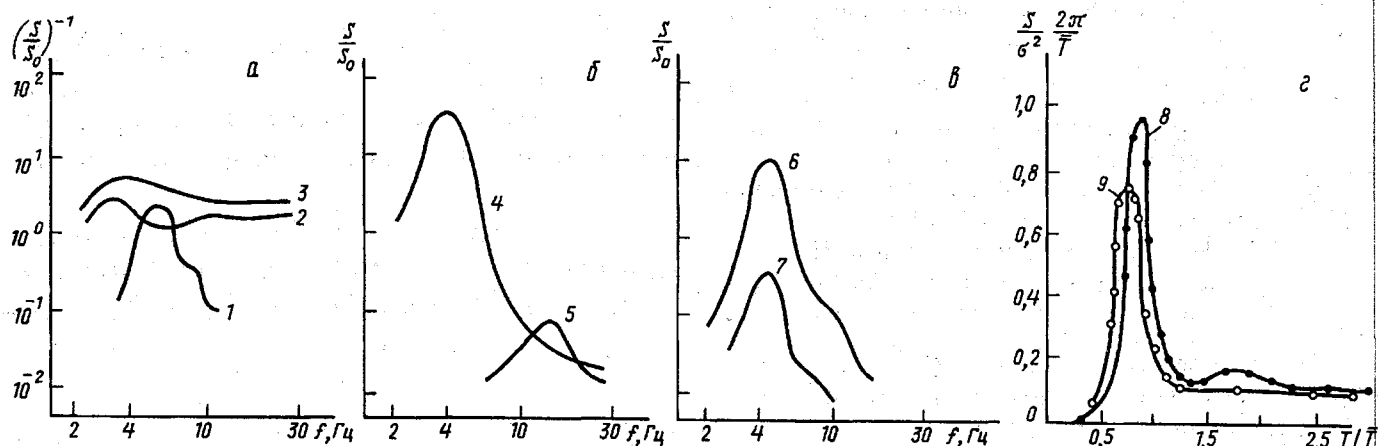


Рис. 2. Спектры поверхностных ветровых волн S при действии различных видов ФХН (S_0 – функция спектральной плотности в отсутствие ФХН, σ^2 – дисперсия, T – средний период волн); а – влияние ПАВ: DDC Na (1), додециловый спирт (2), олеиновая кислота (3); б – влияние течений: скорость течения -15 (4) и +16 см/с (5); в, г – влияние стратификации приводного слоя: $Ri = -0,15$ (6); 0,20 (7); 0,00 (8) и 0,08 (9)

$$\frac{P(\omega)}{P_0(\omega)} = \frac{k(\omega)\gamma(\omega)S(\omega)}{k_0(\omega)\gamma_0(\omega)S_0(\omega)}, \quad \frac{E(\omega)}{E_0(\omega)} = \frac{\gamma(\omega)\omega S(\omega)}{\gamma_0(\omega)\omega S_0(\omega)}$$

где индекс “0” относится к областям без ФХН. Действие ФХН определяется в основном относительным изменением инкремента $\gamma(\omega)/\gamma_0(\omega)$ и спектра $S(\omega)/S_0(\omega)$. Течения не изменяют инкремент ветро-волнового взаимодействия, влияние стратификации приводного слоя может приводить как к росту, так и ослаблению $\gamma(\omega)$, ПАВ уменьшают $\gamma(\omega)$ в диапазоне гравитационно-капиллярных волн.

Инкремент роста ветровых волн удовлетворяет следующей эмпирической формуле, согласующейся с теоретическими положениями механизма генерации волн Майлса:

$$\gamma = 0,04 \frac{u_*^2}{c} k - 4\nu_* k^2, \quad (1)$$

где u_* – динамическая скорость ветра, c – фазовая скорость волн, k – волновое число, ν_* – кинематический коэффициент вязкости воды.

Задавая профили скорости ветра $u(z)$ в приводном слое для устойчивой и неустойчивой стратификации в обычно принятой форме:

$$\frac{\partial u(z)}{\partial z} = \frac{u_*}{\alpha z} \left[1 + \frac{6z}{L} \right] \quad \text{при } z/L > 0,$$

$$\frac{\partial u(z)}{\partial z} = \frac{u_*}{\alpha z} \left[1 - \frac{13z}{L} \right] \quad \text{при } z/L < 0,$$

где α – постоянная Кармана, L – масштаб Монина-Обухова, легко получить следующие оценки $\gamma(\omega)/\gamma_0(\omega)$ для $z/L > 0$ и $z/L < 0$:

$$\gamma/\gamma_0 \approx (1 + 6z/L)^{-1} \quad \text{при } z/L > 0,$$

$$\gamma/\gamma_0 \approx 1 - (13z/L)(1 - 13z/L)^{-1} \quad \text{при } z/L < 0.$$

Для обсуждаемых экспериментов минимальное значение γ/γ_0 равно 0,15 (при $z/L > 0$), максимальное равно 1,25 (при $z/L < 0$), что хорошо согласуется с данными измерений.

Однако лучшее описание экспериментальных данных дает эмпирическая формула (1) с учетом разности температур воды и воздуха ΔT_{wa} в выражении для динамической скорости ветра u_* :

$$u_* = a(u - u_{cr} - b\Delta T_{wa}),$$

где a, b – эмпирические константы, u_{cr} – критическая скорость ветра для нейтральной стратификации (при этом значении скорости происходит переход от механизма генерации волн Филлипса к механизму Майлса). Скорректированные таким образом значения u_* использовались для расчетов инкремента роста ветровых волн.

В случае мономолекулярной пленки были получены оценки $\gamma(\omega)/\gamma_0(\omega)$ для нескольких частот в области максимума спектров волн ($f = 2-4,5$ Гц) для некоторых видов ПАВ (пальмитиновая и олеиновая кислоты, додециловый спирт, додецилсульфат натрия). Расчеты показали, что величина $\gamma(\omega)/\gamma_0(\omega)$ меняется от 0,2 до 0,9, что хорошо согласуется с оценками, сделанными в предположении, что динамическая скорость ветра уменьшается над сликом (уменьшение u_* обуславливает падение γ).

Характер изменения спектра $S(\omega)/S_0(\omega)$ также зависит от вида ФХН. Если ФХН обусловлены действием поверхностных течений, для гравитационных волн имеем

$$S(\omega)/S_0(\omega) = 4 \left[1 + \left(1 + \frac{4v\omega}{g} \right)^{0,5} \right]^{-1} \left[\left(1 + \frac{4v\omega}{g} \right)^{0,5} + \left(1 + \frac{4v\omega}{g} \right) \right]^{-1},$$

где v – скорость течения.

Для гравитационно-капиллярных волн отношение $S(\omega)/S_0(\omega)$ значительно сложнее. Но при этом так же, как и для гравитационных волн, наибольшее изменение происходит на частотах, для которых выполняется условие блокировки поверхностных волн. Эффект блокировки может вызвать квазирезонансное усиление отдельных спектральных составляющих. При наличии ФХН, связанных с действием температурной стратифика-

ции, $S(\omega)/S_0(\omega)$ может быть описано в виде эмпирических функций типа

$$S(\omega)/S_0(\omega) = (1 + b z/L)^a,$$

где параметры a , b зависят от знака стратификации. Эксперименты проводились при скорости ветра до 8 м/с, $\Delta T_{wa} < 10^\circ\text{C}$ и разгоне до 5 м. Изменение $S(\omega)/S_0(\omega)$ при этом достигало 0,1–10,0.

Если ФХН обусловлены наличием ПАВ, то относительное изменение спектров может быть оценено при помощи следующего соотношения:

$$S(\omega)/S_0(\omega) = (\gamma - 2\beta)/(\gamma - 2\beta_0),$$

где β , β_0 – коэффициент затухания волн при наличии ПАВ и на чистой воде соответственно.

ПАВ приводят к квазирезонансным зависимостям $\beta(\omega)$, которые вызывают характерные изменения спектров $S(\omega)/S_0(\omega)$. В экспериментах ослабление спектров под действием ПАВ достигало 10^2 .

Характер действия ФХН разного типа на спектр ветровых гравитационно-капиллярных волн (для которого существует универсальная форма в отсутствие ФХН) различен. Это позволяет надеяться, что по характеру изменения спектра волн может быть выявлен вид ФХН.

Взаимодействие волн с полем поверхностных загрязнений может приводить к волновому переносу ПАВ в шельфовой зоне моря. Скорость волнового переноса ω определяется формулой

$$\omega = A\pi^2 h^2 / (\lambda\tau),$$

где значение $A = \text{ch}(2kH)/(2\text{sh}^2(kH))$ возрастает от 1,0 до 2,1 при изменении относительной глубины места H/λ от 0,3 до 0,1. В приведенной формуле h , λ , τ – высота, длина и период волн, H – глубина моря. Уже при небольшом волнении ($h = 0,5$ м, $\lambda = 12$ м, $\tau = 2,8$ с) скорость волнового переноса будет, при названных значениях A , возрастать от 0,07 до 0,15 м/с, что ощутимо трансформирует поле ПАВ, особенно в зоне прибрежной рефракции шириной \mathcal{L} .

Рассмотрим простейший равновесный профиль концентрации ПАВ по нормали к берегу в этой зоне. Допустим, что деструкция ПАВ уравнивается их поступлением. В этом случае одномерная модель в предположении стационарности распределения концентрации $Q(x)$ приводит к равенству диффузного и волнового переноса:

$$-k\tilde{k}Q/dx + \omega Q = 0,$$

откуда $Q(x) = C \exp[x\omega/\tilde{k}]$,

где \tilde{k} – коэффициент диффузии, $\langle\omega/\tilde{k}\rangle$ – среднее значение ω/\tilde{k} на отрезке от 0 до x . При $x=0$ $Q=C$ (концентрация загрязнений на внешней границе зоны рефракции). Эту величину можно выразить через начальное количество загрязнителя \mathcal{M} в зоне шириной \mathcal{L} . Из условия сохранения \mathcal{M} имеем в приближении $\omega/\tilde{k} = \text{const}$:

$$\mathcal{M} = \int_0^{\mathcal{L}} Q(x) dx = C \int_0^{\mathcal{L}} e^{x\omega/\tilde{k}} dx; \quad C = \mathcal{M}/(\mathcal{L}(e^{\mathcal{L}\omega/\tilde{k}} - 1)),$$

$$Q(x) = \frac{\mathcal{M}\omega}{\tilde{k}} e^{x\omega/\tilde{k}} / (e^{\mathcal{L}\omega/\tilde{k}} - 1) \approx \mathcal{M} \frac{\omega}{\tilde{k}} e^{(x-\mathcal{L})\omega/\tilde{k}}. \quad (2)$$

Если в (2) $\exp\{\mathcal{L}\omega/\tilde{k}\} \gg 1$, то ошибка будет менее 1% при типичных значениях $\tilde{k} \approx 10$ м²/с, $\omega \approx 10^{-1}$ м/с, $\mathcal{L} \geq 5 \cdot 10^2$ м.

Из (2) следует, что в результате волнового движения концентрация ПАВ у берега ($x=\mathcal{L}$) достигает значения $\mathcal{M}\omega/\tilde{k}$, что больше средней концентрации, равной \mathcal{M}/\mathcal{L} , в D раз:

$$D = \omega\mathcal{L}/\tilde{k}$$

и становится больше концентрации на мористом краю зоны взаимодействия волн и ПАВ в m раз:

$$m = \frac{Q(\mathcal{L})}{Q(0)} = e^{\mathcal{L}\omega/\tilde{k}} - 1 \approx e^D.$$

Полученные соотношения выявляют фундаментальное свойство прибрежной зоны оказывать сопротивление выносу и рассеиванию ПАВ из зоны рефракции в открытую часть акватории. Можно предложить критерий степени влияния волн на вынос ПАВ от берега в виде

$$p_w D = p_w \omega_0 \frac{\mathcal{L}_0}{\tilde{k}_0},$$

где p_w – вероятность прихода волн на данную акваторию, ω_0 , \mathcal{L}_0 , \tilde{k}_0 – характерные параметры прибрежной зоны. Такой критерий может служить важной географической характеристикой побережий в условиях антропогенного загрязнения вод Мирового океана. Проведенное решение демонстрирует замечательное свойство акваторий возвращать человеку антропогенные сбросы за счет рефракции волн. Экспедиционные наблюдения показали, что в формулу (2) необходимо вводить редуцированные эмпирические поправки.

Ветровые волны на границе раздела вода–воздух оказывают влияние как на структуру приповерхностного слоя воды, так и на приповерхностный слой атмосферы. Различные типы ФХН морской поверхности, влияя на характеристики волнения, оказывают воздействие и на характеристики приповерхностного слоя. Этот аспект проявления ФХН исследовался на материале натуральных и лабораторных экспериментов. Изучалось поле скорости ветра в непосредственной близости от взволнованной водной поверхности. При этом измерялись вертикальные распределения скорости ветра вдоль волнового профиля как над жесткими моделями, так и над ветровой волной в начальной стадии ее развития [6,7].

Профили средней скорости ветра, полученные над подошвой волны, свидетельствуют о наличии за гребнем развивающейся ветровой волны отрывного течения. Над гребнем волны в этом случае наблюдался локальный максимум скорости, т.е. как бы слой ускоренного переноса. Данных о профиле

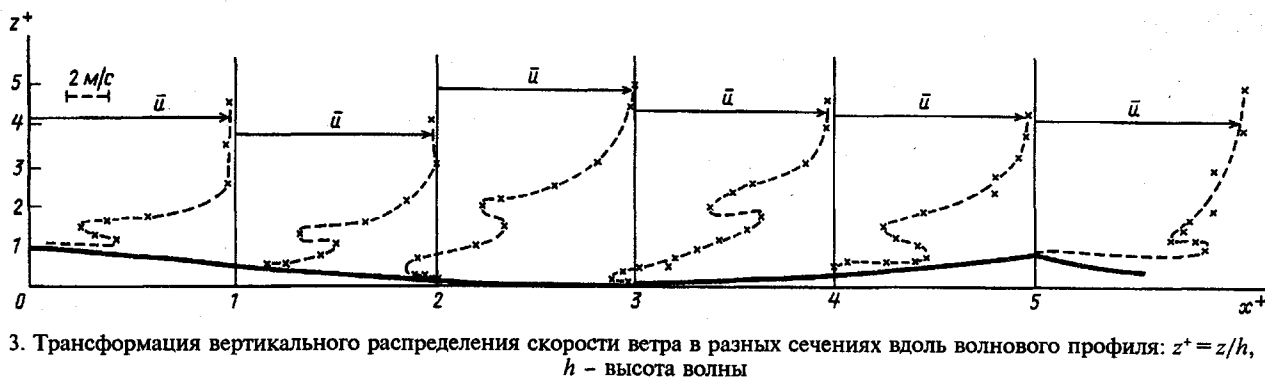


Рис. 3. Трансформация вертикального распределения скорости ветра в разных сечениях вдоль волнового профиля: $z^+ = z/h$, $x^+ = x/h$, h – высота волны

средней скорости ветра над подошвой волны на тех же высотах, на которых над гребнем наблюдался максимум скорости, в натуральных условиях получить не удалось, что не позволило проследить трансформацию слоя ускоренного переноса вдоль волны.

Для выяснения этого вопроса были выполнены эксперименты по обдуву жесткой модели волнового профиля, поскольку структура поля скорости ветра в слое ветро-волнового взаимодействия в начальной стадии развития волн близка к структуре поля скорости потока, обтекающего жесткую модель [8]. Эксперименты проводились в низкотурбулентной трубе А-6 с моделью, имитирующей три последовательно расположенных волновых профиля трохойдальной формы. Измерения поля скорости воздушного потока выполнялись с помощью нестандартного двухкомпонентного анемометра на механотроне [9], регистрировавшего не только величину, но и направление скорости.

Анализ распределения скорости воздушного потока вдоль профиля волны показал следующее (рис. 3). За гребнем модельного волнового профиля, так же как и за гребнем развивающейся ветровой волны, формируется отрывное течение с зоной вихреобразования. Характерной особенностью вертикальных распределений средней скорости $\bar{u}(z)$ является существование хорошо выраженных максимумов как над гребнем, так и над подошвой волны. В области отрыва пограничного слоя максимум скорости потока отходит от подстилающей поверхности и локализуется над зоной отрыва пограничного слоя. Непосредственно за зоной отрыва максимум скорости вновь прижимается к подстилающей поверхности. Внешний ветровой поток обтекает гребень и расположенную за ним вихревую зону как единое препятствие плавной формы. В результате сжатия воздушный поток над гребнем волны и область вихреобразования ускоряется, возникает как бы струйное течение.

Данные натуральных и лабораторных измерений свидетельствуют, что наличие волн на поверхности раздела вода-воздух формирует особую структуру поля скорости в слое ветро-волнового взаимодействия. Струйное течение, формирующееся при

обтекании ветровым потоком модельного волнового профиля, приводит к отклонению вертикального распределения скорости ветра от логарифмического.

Выявленная структура воздушного потока формируется при обтекании наиболее длинноволновых составляющих ветрового волнения. Масштабы длин волн на поверхности морей и океанов различаются на 3–4 порядка, время их развития различается еще более. Для самых коротких гравитационно-капиллярных волн время развития составляет доли секунды. Структура поля ветра, сформированная длинноволновыми составляющими волнения и резко неоднородная вдоль волнового профиля, обуславливает и локально-неоднородное поле коротковолновых составляющих.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-05-64547).

Литература

1. Лазарев А.А., Показеев К.В., Шелковников Н.К. Физико-химическая неоднородность океана и поверхностные волны. Ч.1: Поверхностные загрязнения. М., 1987.
2. Кононова Г.Е., Показеев К.В. Динамика морских волн. М., 1985.
3. Показеев К.В., Воронин Л.М., Лазарев А.А. // Изв.АН СССР, ФАО. 1987. 23, № 2. С.186.
4. Воронин Л.М., Белых А.А., Показеев К.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. № 6. С.75 (Moscow University Phys. Bull. 1985. № 6).
5. Кононова Г.Е., Никитина Е.А., Поборчая Л.В., Сперанская А.А. // Изв.АН СССР, ФАО. 1969. 5, № 5. С.504.
6. Анисимова Е.П., Сперанская А.А., Лихачева О.Н. // Изв.АН СССР, ФАО. 1976. 12, № 7. С.748.
7. Анисимова Е.П., Сперанская А.А., Тугеева М.С., Шапхаев С.Г. // Изв.АН СССР, ФАО. 1987. 23, № 11. С.1230.
8. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., 1970.
9. Анисимова Е.П., Зыслин Ю.М., Сперанская А.А., Тугеева М.С. // Электронная техника. Сер. Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1981. № 3 (86). С.46.

Поступила в редакцию
22.05.96