ФИЗИКА ЗЕМЛИ, АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ

К расчету фазовых скоростей в поле морских поверхностных волн

К. В. Показеев,[1,a] А. С. Запевалов[2,б]

[1] *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики моря и вод суши. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*
[2] *Морской гидрофизический институт РАН. Россия, 299011, Севастополь, Капитанская ул., д. 2.*

Поступила в редакцию 03.10.2018, после доработки 22.04.2019, принята к публикации 23.04.2019.

Анализируются особенности определения фазовых скоростей морских волн, обусловленные угловым распределением волновой энергии, а также присутствием второй гармоники доминантной волны, скорость которой отлична от фазовой скорости свободной волны той же частоты. Присутствие волновых компонент, имеющих разные проекции скорости на заданное направление или разную скорость распространения, приводит к отклонению оценок фазовых скоростей от значений, следующих из дисперсионного отношения для гравитационных волн на глубокой воде. Показано, что в поле морских волн фазовый спектр нелинейно меняется с увеличением расстояния между точками, для которых он рассчитан. Как следствие, оценки фазовой скорости являются функцией расстояния. Показано, что отклонения оценок фазовых скоростей от линейной теории зависят от стадии развития волнового поля.

Ключевые слова: морская поверхность, гравитационные волны, фазовая скорость, гармоники, угловое распределение волновой энергии.
УДК: 532.591. PACS: 47.35.Bb.

ВВЕДЕНИЕ

Основным соотношением, определяющим свойства поля морских поверхностных волн, является дисперсионное соотношение. На глубокой воде для гравитационных волн малой крутизны, которые распространяются на свободной поверхности идеальной жидкости, линейное дисперсионное соотношение имеет вид

$$\omega^2 = gk, \tag{1}$$

где ω — циклическая частота; k — волновое число; g — гравитационное ускорение. Первой работой, в которой на основе прямых измерений в морских условиях было показано превышение измеренной фазовой скорости гравитационных волн над следующим из дисперсионного уравнения (1) значением $C_T = g/\omega$ явилась работа [1].

Цикл экспериментальных работ, проведенных в лотках [2–5] и в морских условиях [6, 7], подтвердили нарушение дисперсионного отношения (1). Основными факторами, приводящими к отклонениям измеренной фазовой скорости от ее теоретического значения, являются: присутствие наряду со свободными волнами, удовлетворяющими (1), связанных компонент (гармоник) [8, 9], кинематическая нелинейность волн конечной амплитуды [8], резонансное и квазирезонансное взаимодействие волн [10, 11], распределение волновой энергии по направлениям [12], а также поверхностные течения [13].

Обычно в экспериментах фазовые скорости определяются кросс-спектральным методом по данным измерений в нескольких точках волнового поля [5, 14, 15]. Для определения пространственно-временных характеристик поля морских поверхностных волн используется квадратная кросс-спектральная матрица, элементы которой получены в результате взаимного спектрального анализа по схеме «каждый с каждым» для отдельных пар датчиков [7]. Применение кросс-спектрального метода имеет ряд особенностей. В частности, полученные кросс-спектральным методом значения фазовой скорости оказываются зависящими от расстояния между датчиками cite16,17,18.

В настоящее время актуальность исследований особенностей расчета фазовых скоростей в сложном волновом поле связана с определением скорости поверхностных течений по данным дистанционного зондирования с космических аппаратов. Скорости течений рассчитываются по трансформации пространственных спектров поверхностных волн на течении. Для этих целей используются оптические снимки морской поверхности с высоким разрешением [19], данные квазивертикального и наклонного зондирования в СВЧ-диапазоне [20, 21].

Угловое распределение волновой энергии приводит к появлению компонент, у которых проекции фазовой скорости на основное направление распространения волн превышают фазовую скорость, следующую из дисперсионного уравнения (1). Кроме того, в морских волнах на частоте равной удвоенной частоте доминантной волны присутствует ее вторая гармоника, фазовая скорость которой выше фазовой скорости свободных волн, той же частоты. В совокупности эти два эффекта приводят к превышению рассчитанной по фазовому сдвигу фазовой скорости, следующей из дисперсионного уравнения (1).

Целью работы является оценка отклонений фазовых скоростей поверхностных гравитационных волн, рассчитанных по данным измерений массивом разнесенных по пространству датчиков, от значений, следующих из дисперсионного отношения (1). При ана-

[a] E-mail: sea@phys.msu.ru
[б] E-mail: sevzepter@mail.ru

лизе учитываются как угловое распределение волновой энергии, так и присутствие второй гармоники доминантной волны.

1. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Рассмотрим двумерное однородное волновое поле, которое представляет суперпозицию нескольких волновых компонент. Каждая компонента подчиняется своему дисперсионному соотношению и имеет свое угловое распределение волновой энергии. Будем полагать, что волновое поле является однородным и автоспектры каждой компоненты не зависят от пространственных координат:

$$S(\omega) = \sum_{j=1}^{n} S_j(\omega),$$

где n — число компонент. В случае когда компоненты не взаимодействуют между собой, кросс-спектр $\chi(\omega, \mathbf{L})$, определенный для двух точек волнового поля (x_1, y_1) и (x_2, y_2), связанных вектором $\mathbf{L}$, можно представить в виде

$$\chi(\omega, \mathbf{L}) = \sum_{j=1}^{n} Co_j(\omega, \mathbf{L}) - iQ_j(\omega, \mathbf{L}),$$

где Co и Q — ко- и квадратурный спектры; j — номер компоненты. Фазовый спектр определяется выражением [22]

$$\varphi(\omega, \mathbf{L}) = \operatorname{arctg}\left(-\operatorname{Im}\chi\left((\omega, \mathbf{L})\right) / \operatorname{Re}\chi(\omega, \mathbf{L})\right). \quad (2)$$

Если функция углового распределения $\Theta(\omega, \alpha)$, описывающая распределение энергии волн по азимутальным углам α, отлична от дельта-функции, то кросс-спектр каждой компоненты связан с ее частотно-угловым спектром соотношением

$$\chi_j(\omega, \mathbf{L}) = \int_0^{2\pi} \Psi_j(\omega, \alpha) \exp(ikL\cos\alpha) d\alpha. \quad (3)$$

Частотно-угловой спектр каждой волновой компоненты можно представить в форме

$$\Psi_j(\omega, \alpha) = S_j(\omega)\Theta_j(\omega, \alpha), \quad (4)$$

где $\Theta(\omega, \alpha)$ функция углового распределения, описывающая распределение энергии волн по направлениям; α — азимутальный угол.

Для дальнейшего анализа воспользуемся известной моделью функции углового распределения, предложенной в работе [23],

$$\Theta(\omega, \alpha) = N \cos^{2\,s(\omega)}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{2}\right),$$

где N — нормировочный коэффициент, который определяется условием $\int_0^{2\pi} \Theta_i(\omega, \alpha) d\alpha = 1$; α_0 — генеральное направление распространения волн; $s(\omega)$ — параметр, определяющий ширину углового распределения. Наиболее узким угловое распределение является вблизи частоты ω_m максимума спектра поверхностных волн, с ростом частоты оно монотонно расширяется [24, 25]. Чтобы описать эту зависимость, вводится безразмерный параметр $\Omega = \omega/\omega_m$.

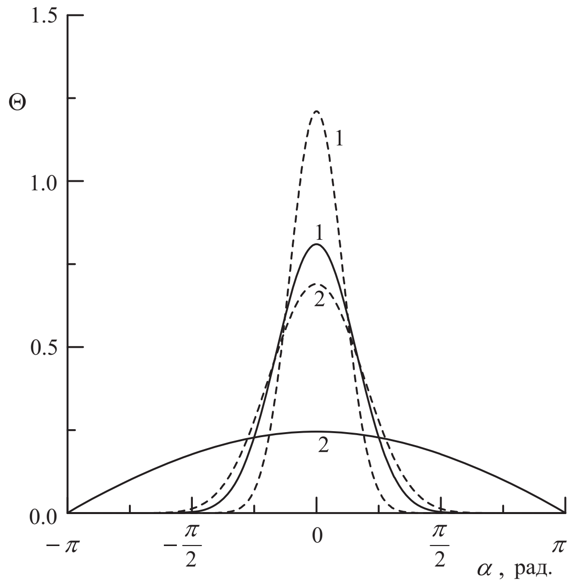

Рис. 1. Функции углового распределения волновой энергии морских поверхностных волн. Кривые *1* и *2* соответствуют частотным масштабам $\Omega = 1$ и $\Omega = 2$; сплошная линия соответствует $\tau = 3$, штриховая — $\tau = 1.1$

Еще одним фактором, влияющим на ширину углового распределения, является стадия развития ветрового поля [24], которую принято характеризовать безразмерным параметром

$$\tau = U/C_m,$$

где U — скорость ветра; C_m — фазовая скорость доминантных волн. Чем больше величина τ, тем более ранней стадии развития соответствует этот параметр [26]. Согласно предложенной в работе [27] параметризации в области частот выше ω_m

$$s(\tau, \Omega) = 27.0\tau^{-0.5}\Omega^{-0.95} - 7.6. \quad (5)$$

Параметризация (5) определена на основе данных измерений в морских условиях массивом разнесенных по пространству датчиков. Полученные данные соответствовали условиям, когда изменения параметров τ и Ω происходили в диапазонах $1.1 \leqslant \tau \leqslant 5.3$ и $0.7 \leqslant \Omega \leqslant 3.5$. Из (5) следует, что чем старше волновое поле, тем уже угловое распределение. Функции Θ, построенные для частот $\Omega = 1$ и $\Omega = 2$, для развивающегося волнения ($\tau = 3$) и для ситуации, когда волнение близко к состоянию полностью развитого ($\tau = 1.1$), представлены на рис. 1.

2. ОДНОКОМПОНЕНТНОЕ ВОЛНОВОЕ ПОЛЕ

Рассмотрим линейное волновое поле, в котором все волны подчиняются одному дисперсионному уравнению (1) и не взаимодействуют между собой. Кросс-спектр подобного волнового поля можно представить

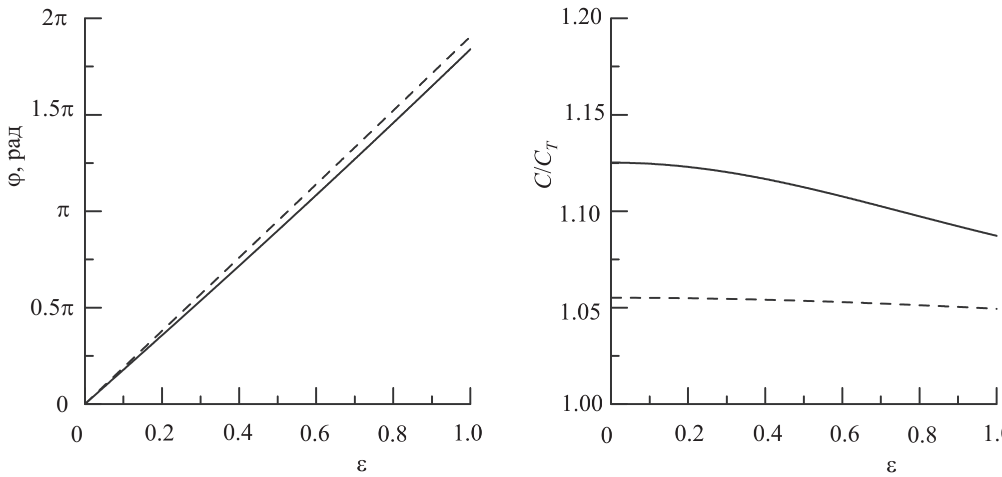

Рис. 2. Зависимости фазового сдвига φ и относительной фазовой скорости C/C_T от безразмерного расстояния ε на масштабе доминантной волны ($\Omega = 1$). Сплошная линия соответствует $\tau = 3$, штриховая — $\tau = 1.1$

в виде

$$\chi(\omega, \mathbf{L}) = \int_0^{2\pi} \Psi(\omega, \alpha) \exp\left(i\frac{\omega^2 L}{g} \cos\alpha\right) d\alpha.$$

В данном случае кросс-спектр $\chi(\omega, \mathbf{L})$ является функцией трех переменных: частоты ω, расстояния L и направления α. Сократим число переменных, введя безразмерное расстояние $\varepsilon = L/\lambda$, где λ — длина волны. Из (1) следует, что для свободных гравитационных волн $\omega^2 L/g = kL = 2\pi\varepsilon$.

Представим частотно угловой спектр $\Psi(\omega, \alpha)$ в форме (4). Автоспектр $S(\omega)$ является действительной величиной и не зависит от азимутального угла α, его можно вынести за знак интеграла (3). Подставляя $\Psi(\omega, \alpha)$ в (2), получаем

$$\varphi(\Omega, \varepsilon) = \\ = \operatorname{arctg}\left(-\frac{\operatorname{Im}\left(\int_0^{2\pi} \Theta(\Omega, \alpha) \exp(i2\pi\varepsilon\cos\alpha)\, d\alpha\right)}{\operatorname{Re}\left(\int_0^{2\pi} \Theta(\Omega, \alpha) \exp(i2\pi\varepsilon\cos\alpha)\, d\alpha\right)}\right). \quad (6)$$

Таким образом, в линейном волновом поле фазовый сдвиг однозначно определяется азимутальным распределением волновой энергии. Сориентируем систему координат таким образом, чтобы генеральное направление распространения волн соответствовало нулевому значению азимутального угла $\alpha_0 = 0$. Будем рассматривать изменения фазового сдвига на фиксированной частоте вдоль основного направления распространения волн.

Из (6) следует, что в частном случае однонаправленного волнового поля, когда угловое распределение описывается дельта-функцией Дирака, фазовый сдвиг линейно зависит от расстояния между точками, для которых он определен. В этом случае он равен $\varphi = -2\pi\varepsilon$. В общем случае, когда в волновом поле присутствуют составляющие, распространяющиеся в разных направлениях, определенные согласно (6) значения фазового сдвига нелинейно зависят от параметра ε.

Фазовая скорость связана с фазовым сдвигом соотношением $C(\omega) = \omega L/\varphi(\omega)$. В терминах безразмерных параметров Ω и ε изменения фазовой скорости C относительно ее значения, следующего из дисперсионного соотношения, описывается как

$$C/C_T = 2\pi\varepsilon/\varphi(\Omega, \varepsilon).$$

Результаты расчетов на частоте доминантной волны фазового сдвига вдоль основного направления распространения волн и фазовой скорости представлены на рис. 2. Расчеты проведены для двух стадий развития волнового поля, которым соответствуют значения $\tau = 3$ и $\tau = 1.1$. Угловое распределение приводит к превышению расчетных значений фазовой скорости над значениями, следующими из дисперсионного уравнения, чем шире угловое распределение, тем больше превышение. Важной особенностью представленных на рис. 2 зависимостей является то, что с ростом расстояния изменения фазового сдвига происходят нелинейно, соответственно расчетные значения фазовой скорости, полученные при разных значениях ε, не являются константой.

3. ДВУХКОМПОНЕНТНОЕ ВОЛНОВОЕ ПОЛЕ

Проанализируем суммарный эффект, создаваемый одновременным существованием свободных волн, удовлетворяющих дисперсионному отношению (1), и вторых гармоник доминантной волны. Будем полагать, что угловое распределение второй гармоники совпадает с угловым распределением создающих их волны. Генеральные направления распространения свободных волн и второй гармоники совпадают. Введем индексы, которые обозначают свободные волны, — f и гармоники — g. Кросс-спектр двухкомпонентного волнового поля представим в виде

$$\chi(\omega, \mathbf{L}) = \int_0^{2\pi} \Psi_f(\omega, \alpha) \exp\left(i\frac{\omega^2 L}{g}\cos\alpha\right) d\alpha + \\ + \int_0^{2\pi} \Psi_g(\omega, \alpha) \exp\left(i\frac{\omega^2 L}{2g}\cos\alpha\right) d\alpha,$$

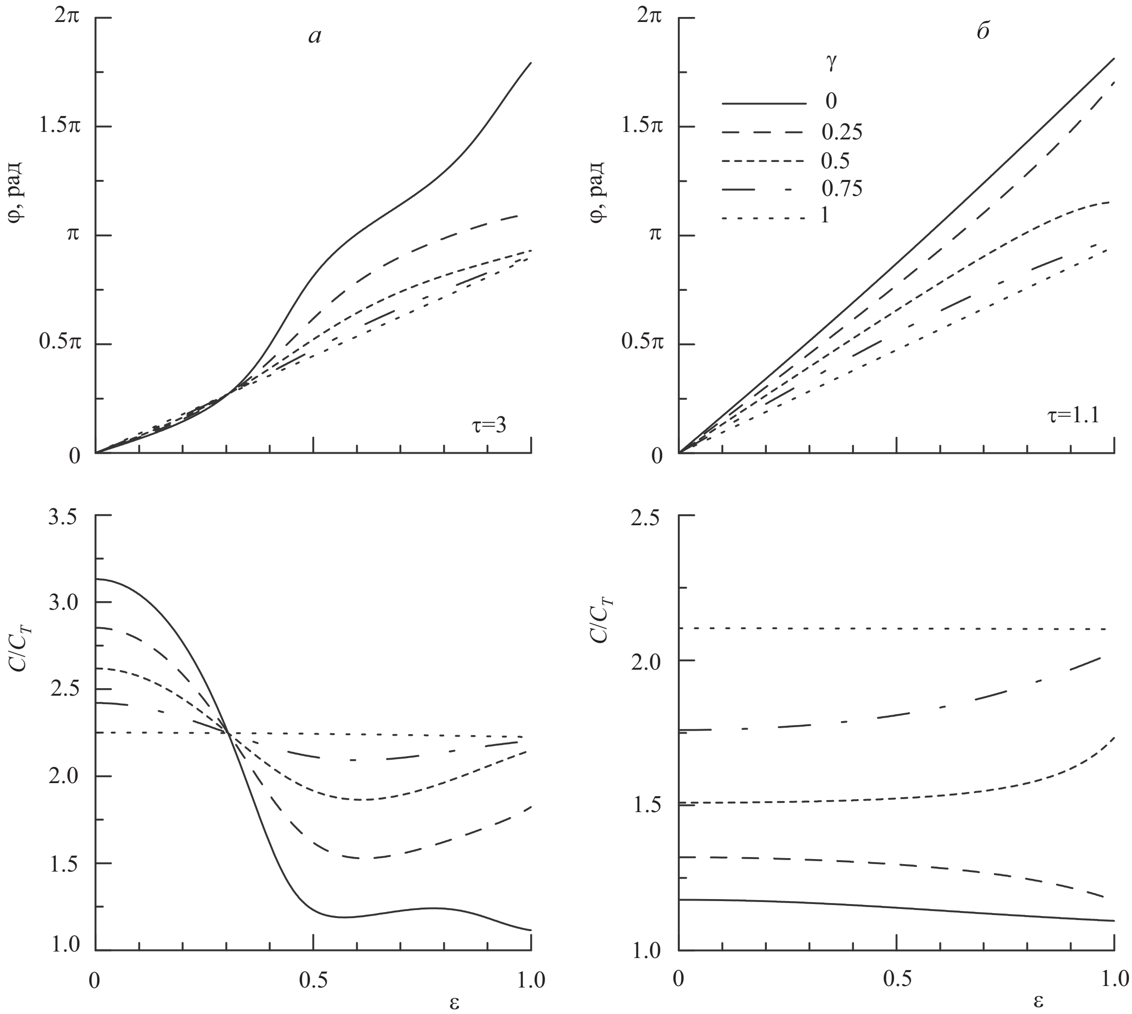

Рис. 3. Зависимости фазового сдвига φ и относительной фазовой скорости C/C_T от безразмерного расстояния ε на масштабе $\Omega = 2$ для двух стадий развития волнового поля $\tau = 3$ и $\tau = 1.1$

где первое слагаемое соответствует кросс-спектру свободных волн, второе — кросс-спектру гармоник доминантной волны.

Далее будем полагать, что параметр ε описывает расстояние, измеренное в длинах свободной волны, имеющей частоту $2\omega_m$. На указанной частоте фазовая скорость доминантной волны и ее второй гармоники в два раза превышает фазовую скорость свободной волны. Для частотного масштаба, соответствующего $\Omega = 2$, получаем

$$\mathrm{Im}\,(\chi(\Omega,\varepsilon)) = (1-\gamma)\,S(2\Omega)\times \\ \times \mathrm{Im}\left(\int_0^{2\pi} \Theta_f(\Omega,\alpha)\exp\left(i2\pi\varepsilon\cos\alpha\right)d\alpha\right) + \\ +\gamma\,(2\Omega)\,S(2\Omega)\,\mathrm{Im}\left(\int_0^{2\pi} \Theta_g(\Omega,\alpha)\exp\left(i\pi\varepsilon\cos\alpha\right)d\alpha\right), \quad (7)$$

$$\mathrm{Re}\,(\chi(\Omega,\varepsilon)) = (1-\gamma)\,S(2\Omega)\times \\ \times \mathrm{Re}\left(\int_0^{2\pi} \Theta_f(\Omega,\alpha)\exp\left(i2\pi\varepsilon\cos\alpha\right)d\alpha\right) + \\ +\gamma\,(2\Omega)\,S(2\Omega)\,\mathrm{Re}\left(\int_0^{2\pi} \Theta_g(\Omega,\alpha)\exp\left(i\pi\varepsilon\cos\alpha\right)d\alpha\right). \quad (8)$$

где $S = S_f + S_g$; $\gamma = S_g/S$ — коэффициент, определяющий уровень гармоник.

Влияние на оценки фазовых скоростей уровня второй гармоники, функции углового распределения которых отличны от функции распределения свободных волн с частотой $2\omega_m$, иллюстрирует рис. 3. Видно, что в случае развивающегося волнения, когда $\tau = 3$, при $\varepsilon \ll 1$ расчетные значения фазовой скорости могут примерно в 3 раза превышать C_T. На стадии развития волнового поля, когда $\tau = 1.1$, отклонения от C_T расчетных значений фазовых скоростей меньше, чем при развивающемся волновом поле. Следует добавить, что функция $\Theta_g(\Omega,\alpha)$ является более узконаправленной, чем функция $\Theta_f(\Omega,\alpha)$, поэтому влияние углового распределения более заметно, когда уровень гармоник мал. Расширение углового распределения с ростом частоты, определяемое заданным выражением (5) параметром s, приводит к увеличению отклонения отношения C/C_T от единицы.

Для сравнения на рис. 4 показано, как с расстоянием меняется величина фазового сдвига в случае однонаправленного волнового поля, т. е. в ситуации, когда угловое распределение волновой энергии свободных волн и гармоник описывается дельта-функцией Дирака. В этом случае при $\gamma = 0$ и $\gamma = 1$ фазовый сдвиг линейно меняется с расстоянием

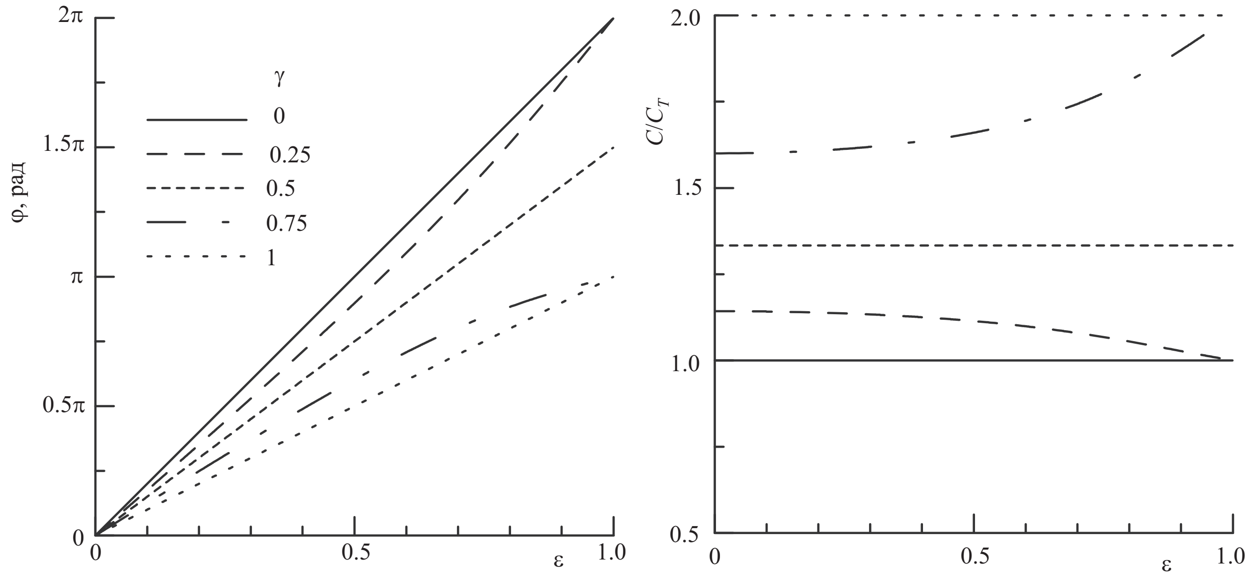

Рис. 4. Влияние второй гармоники доминантной волны на оценки фазового сдвига φ и относительной фазовой скорости C/C_T для однонаправленного волнового поля

и фазовая скорость является константой, отношение C/C_T соответственно равно 1 или 2. Отношение C/C_T также является константой, если $\gamma = 0.5$. В этом случае, подставляя в (7) и (8) вместо $\Theta_g(\Omega, \alpha)$ и $\Theta_f(\Omega, \alpha)$ дельта-функцию Дирака, нетрудно показать, что

$$\varphi = (\varphi_f + \varphi_g)/2 = 1.5\pi\varepsilon \quad \text{и} \quad C/C_T = 1.333.$$

При определении фазовых скоростей необходимо учитывать изменения квадратичной функции когерентности

$$R^2(\Omega, \varepsilon) = \frac{|\chi(\Omega, \varepsilon)|^2}{S^2(\Omega)},$$

которая является мерой устойчивости фазовых отношений [22]. Измерения, проведенные в море разнесенными по пространству волнографическими датчиками, показали, что с увеличением расстояния происходит быстрая потеря когерентности. На основном направлении распространения волн при значениях ε близких к единице когерентные связи исчезают [28]. Соответственно становятся неопределенными оценки фазовых сдвигов, по которым рассчитываются значения фазовых скоростей. Как и анализируемые в настоящей работе фазовые скорости, оценки функций $R^2(\Omega, \varepsilon)$ зависят от углового распределения волновой энергии и от присутствия в волновом поле второй гармоники доминантной волны [29].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ особенностей определения фазовых скоростей морских поверхностных волн, обусловленных присутствием в волновом поле свободных волн и второй гармоники доминантной волны. Рассмотрена ситуация, когда угловые распределения энергии второй гармоники и свободной волны различны. Показано, что в поле морских волн фазовый спектр нелинейно меняется с увеличением расстояния между точками, для которых он рассчитан. Вследствие этого оценки фазовой скорости не являются константами, а зависят от расстояния между датчиками. Для развивающегося волнения при малых значениях параметра ε оценки фазовой скорости на частоте второй гармоники доминантной волны могут в несколько раз превышать теоретическое значение, следующее из дисперсионного уравнения.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № 0827-2018-0003 (шифр «Океанологические процессы»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ефимов В.В., Соловьев Ю.Ю., Христофоров Г.Н.* // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1972. **8**, № 4. С. 435.
2. *Ramamonjiarisoa A., Coantic M.* // C.R. Hehd Seances Acad. Sci. Ser. B. 1976. **282**. P. 111.
3. *Mitsuyasu H., Kuo Y.-Y., Musuda A.* // J. Fluid Mach. 1979. **92**. P. 731.
4. *Wang, D. W., Hwang, P.A.* // J. Atmospheric and Oceanic Technology. **21**, N 12. P. 1936.
5. *Taklo T.M.A., Trulsen K., Gramstad O.* et al. // J. Fluid Mechanics. 2015. **766**. P. 326.
6. *Ramamonjiarisoa A., Giovanangeli J.P.* // C.R. Hehd Seances Acad. Sci. Ser. B. 1978. **287**. P. 133.
7. *Ефимов В.В., Соловьев Ю.Ю.* // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1979. **15**, № 11. С. 1181.
8. *Yuen H.C., Lake B.M.* // Advances in Applied Mechanics. 1982. **22**. P. 67.
9. *Barrick E.* // IEEE J. Ocean. Engng. 1986. **11**. P. 286.
10. *Phillips O.M.* // J. Fluid Mech. **11**. P. 143.
11. *Janssen P.A.E.M* // J. Physical Ocean. 2003. **33**. P. 863.
12. *Запевалов А.С* // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1995. № 6. С. 835.
13. *Rapizo H., Babanin A.V., Gramstad O., Ghantous M.* // 19th Australasian Fluid Mechanics Conference Melbourne, Australia, 8–11 December 2014.
14. *Кононкова Г.Г., Показеев К.В.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1978. **19**, № 1. С. 121. (*Kononkova G.E., Pokazeev K.V.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 1978. **33**. N 1. P. 108.)

15. *Ефимов В.В.* Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. Киев: Наукова думка, 1981.
16. *Huang N.E.* // J. Geophys. Res. 1981. **86**. P. 2073.
17. *Dudis J.J.* // J. Fluid Mech. 1981. **113**. P. 241.
18. *Очередник В.В., Запевалов А.С.* // Процессы в геосредах. 2018. № 3. С. 1025.
19. *Kudryavtsev V., Yurovskaya M., Chapron B.* et al. // J. Geo-phys. Res.: Oceans, 2017. **122**, N 2. P. 1384.
20. *Ardhuin F., Aksenov Y., Benetazzo A.* et al. // Ocean Science. 2018. **14**, N 3. P. 337.
21. *Chapron B., Collard F., Ardhuin F.* // J. Geophys. Res. 2005. **110**. C07008.
22. *Jenkins G.M., Watts D.G.* Spectral Analysis and its applications. Cambridge: Holden-Day, 1969.
23. *Longuett-Higgins M.S., Cartwrighte D.E., Smith N.D.* // Pro. Conf. Ocean Wave Spectra. Englewood Cliffs. N. Y.: Prentice Hall. 1963. P. 111.
24. *Hasselmann D.E., Dunckel M., Ewing J.A.* // J. Physical Oceanogr. 1980. **10**, N 8. P. 1264.
25. *Donelan M.A., Hamilton J., Hui W.H.* // Philos. Trans. Roy. Soc. 1985. **A315**.
26. *Badulin S.I., Babanin A.V., Zakharov V.E., Resio D.* // J. Fluid Mech. 2007. **591**, P. 339.
27. *Babanin A.V., Soloviev Y.P.* // Marine and freshwater research. 1998. **49**, N 2. P. 89.
28. *Христофоров Г.Г., Запевалов А.А., Смолов В.Е.* // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1995. **31**, № 5. С. 692.
29. *Запевалов А.А., Большаков А.А., Смолов В.Е.* // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. **40**, № 4. С. 545.

Calculation of Phase Velocities in the Field of Sea Surface Waves

K.V. Pokazeev[1], **A.S. Zapevalov**[2,b]

[1]*Department of Physics of Sea and Inland Water, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.*
[2]*Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Sciences. Sevastopol, 299001 Russia.*
E-mail: [a]*sea@phys.msu.ru*, [b]*sevzepter@mail.ru*.

Specific features of phase velocities of sea waves due to the angular distribution of wave energy and the second harmonic of a dominant wave with a velocity differing from the phase velocity of a free wave at the same frequency have been analyzed. The presence of wave components with different velocity projections on a given direction or different propagation velocities leads to a deviation in the estimates of phase velocities from the values resulting from a variance relationship for gravitational waves in deep water. It has been shown that the phase spectrum in field of sea waves varies nonlinearly with increasing distance between the relevant points. As a consequence, the estimates for phase velocity are functions of distance. The deviations of the estimates for phase velocity from the linear theory have been shown to depend on the stage of wave field development.

Keywords: sea surface, gravitational waves, phase velocity, harmonics, angular distribution of wave energy.
PACS: 47.35.Bb.
Received 03 October 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 4. Pp. 413–418.

Сведения об авторах

1. Показеев Константин Васильевич — доктор физ.-мат. наук, зав. кафедрой, профессор; тел.: (495) 939-16-77, e-mail: sea@phys.msu.ru.
2. Запевалов Александр Сергеевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, гл. науч. сотрудник; e-mail: sevzepter@mail.ru.