

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 551.465.7

Л. А. БУКИНА, Г. Е. КОНОНОВА, Л. В. ПОБОРЧАЯ

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА С ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ ДЛЯ ВОДОЕМА С ОГРАНИЧЕННЫМ РАЗГОНОМ

В данной работе рассматриваются зависимости динамической скорости, потока количества движения, коэффициента сопротивления и параметра шероховатости от скорости ветра при волнении в водоеме с ограниченным разгоном. Известно несколько методов определения потока количества движения [1], один из которых — профильный — использован авторами. Его преимущество — простота и возможность обходиться без сведений о шероховатости подстилающей поверхности, существенно зависящей от внешних условий и заранее не известной; недостаток — большие погрешности.

Измерения профиля ветра выполнены на восточном берегу Рыбинского водохранилища вблизи с. Бабарино в 1968 г. Скорости ветра измеряли стандартными электроконтактными анемометрами с регистрацией их импульсов на кимографе. Шесть анемометров были установлены на высотах 0,5—3 м над невозмущенной поверхностью воды через каждые полметра. Веха с анемометрами находилась на урезе воды. Измерения проводились только при направлениях ветра с водохранилища на берег, не превышающих угол 45° с нормалью к береговой черте. Точность измерения скорости ветра зависит от величины скорости ветра и от длины записи на кимограмме. При средней длине записи 100 мм и скорости ветра 10 м/сек относительная ошибка в определении скорости ветра составляет 1%. С уменьшением скорости ветра ошибка растет, достигая 6% при скорости ветра 1 м/сек. Одновременно с измерением скорости ветра производили регистрацию волнения электроконтактным методом [2] и температуры воды и воздуха. Все измерения выполнены при стратификации воздушного потока близкой к безразличной.

Из полученных профилей ветра для анализа были отобраны те, которые удовлетворяют логарифмическому закону

$$v_z = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (1)$$

Здесь v_z — скорость ветра на высоте z , от невозмущенной поверхности воды, v_* — динамическая скорость, z_0 — параметр шероховатости водной поверхности, κ — константа Кармана. По этим профилям были рассчитаны величины динамической скорости v_* , потока количества движения τ , коэффициента сопротивления C и параметра шероховатости z_0 при различных скоростях ветра, а следовательно и при различных режимах волнения. Зависимости величин v_* и z_0 от скорости ветра на высоте 2 м в логарифмическом масштабе даны на рис. 1. На этом же рисунке приведены хорошо согласующиеся с нашими данные измерений Анисимовой и Пивоварова [3], полученные на Черном море в условиях развитого волнения. Волнение на Рыбинском водохранилище в связи с малыми глубинами можно также считать полностью развитым, несмотря на ограниченный разгон (около 60 км). В мелком водоеме при сравнительно малых разгонах волнение достигает предельного разви-

тия, создавая в данном случае условия, аналогичные с условиями измерений в работе [3].

Зависимость динамической скорости v_* от скорости ветра (рис. 1) аналитически аппроксимируется формулой

$$v_* = 9 \cdot 10^{-2} v_2^{0,67}, \quad (2)$$

где v_2 и v_* измеряются в метрах в секунду. Коэффициент этой формулы подобран методом средних. Поток количества движения при этом записывается в виде

$$\tau = 8,1 \cdot 10^{-3} \rho_a v_2^{1,34}, \quad (3)$$

где ρ_a — плотность воздуха.

Из формулы (2) следует, что коэффициент сопротивления водной поверхности $C = (v_*/v_2)^2$ убывает с ростом скорости ветра согласно выражению

$$C = 8,1 \cdot 10^{-3} v_2^{-0,66}. \quad (4)$$

Соответственно уменьшается и параметр шероховатости

$$z_0 = 540 v_*^{-2,55} \text{ или } z_0 = 2v_2^{-1,7}. \quad (5)$$

Здесь $[z_0] = \text{см}$, $[v_*] = \text{см/сек}$, $[v_2] = \text{м/сек}$.

Большинство исследователей [1, 4–8] получили противоположную зависимость коэффициента сопротивления z_0 и параметра шероховатости C от скорости ветра. В то же время по некоторым данным [2, 3 и 9–11] так же, как и у нас, наблюдается уменьшение коэффициента сопротивления и параметра шероховатости с ростом скорости ветра. Например, Нейман [9] привел эмпирическую зависимость

$$C = 9 \cdot 10^{-3} v^{-0,5}, \quad (6)$$

близкую к формуле (4). При этом у него

$$v_* = 9,5 \cdot 10^{-2} v^{-0,75}. \quad (7)$$

Нетрудно заметить, что формула Неймана (7) близка к нашей формуле (2) при $(C/v_*) = 20$, где C — средняя фазовая скорость волн, (C/v_*) — параметр, характеризующий степень развития волнения. В обоих случаях устойчивость приводного слоя безразличная.

Уменьшение сопротивления и взволнованной поверхности воды воздушному потоку при возрастании его скорости можно объяснить [9] экранирующим действием длинных волн. Эффект сопротивления при этом обусловлен преимущественно короткими волнами ряби, имеющими большую крутизну. Увеличивающиеся с ростом ветра более длинные волны экранируют рябь, тем самым уменьшая сопротивление воды воздушному потоку. Однако следует иметь в виду, что не только скорость ветра определяет сопротивление водной поверхности. Оно зависит также от стадии развития волнения, параметров волн и, по-видимому, от глубины водоема [5, 9]. Так, Гоптарев [11], анализируя данные измерений профилей ветра на Каспийском море, пришел к выводу, что изменение сопротивления водной поверхности более четко связано с высотой волн, чем со скоростью ветра.

Согласно теории Китайгородского [5] параметр шероховатости водной поверхности z_0 пропорционален высоте выступов шероховатостей h_s и некоторой функции $f\left(\frac{h_s v_*}{\vartheta}\right)$. Для взволнованной поверхности воды, представляющей собой подвижную шероховатость, величину h_s можно рассчитать по формуле

$$h_s = \left\{ \int_{\omega_{\min}}^{\infty} S(\omega) \exp \left[- \frac{\kappa g}{\omega v_*} \right] d\omega \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Экспонента в этом выражении отражает уменьшение вклада в сопротивление водной поверхности движущихся гармонических волн по сравнению с неподвижными (рис. 2). По нашим расчетам для случая $v_2 = 11 \text{ м/сек}$, $v_* = 44,5 \text{ см/сек}$ и $z_0 = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $h_s = 0,75 \text{ см}$. Тот факт, что параметр шероховатости z_0 оказался на полтора порядка меньше высоты выступов h_s , подтверждает экранирующее действие низкочастотного участка спектра. Интересно отметить, что полученное нами соотношение $(h_s/v_*) = 30$ совпадает с приведенным в [12]. Близким также оказался характер зависимости z_0 от v_* : у нас $z_0 \sim v_*^{-2,55}$, в [12] $z_0 \sim v_*^{-2}$.

Из рис. 2 видно, что ощутимый вклад в сопротивление водной поверхности вносят составляющие волнового спектра с частотами ω от 1,5—2 до 10 рад/сек. Большая часть этого диапазона приходится на интервал равновесия. Энергия этой части не возрастает с ростом скорости ветра. В то же время высота выступов h_s может

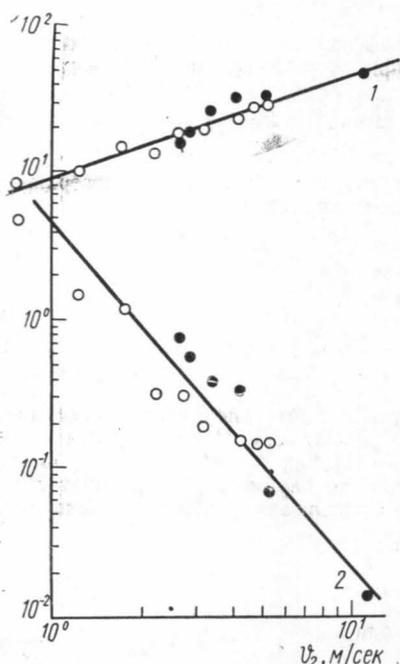


Рис. 1. Зависимость динамической скорости v_* и параметра шероховатости z_0 от скорости ветра на высоте 2 м. 1 — $v_* = 9 \cdot 10^{-2} v_2$ м/сек; 2 — $z_0 = 2v_2 - 1,7$ см; ● данные автора, ○ — данные работы [3]

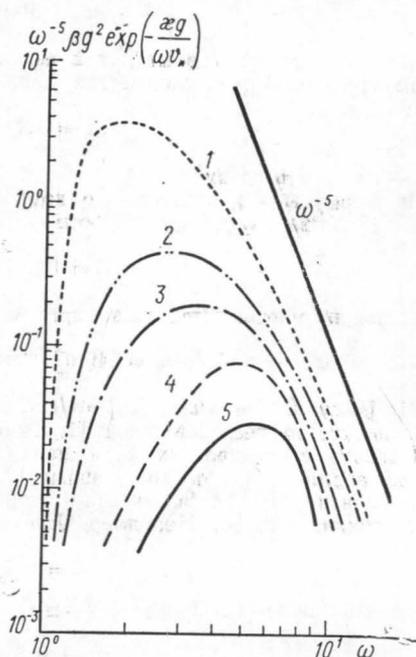


Рис. 2. Зависимость вклада в сопротивление водной поверхности, вносимого составляющими волнового спектра, от их частот и динамической скорости. 1 — $v_* = 44,5$, 2 — $v_* = 22$, 3 — $v_* = 24,6$, 4 — $v_* = 20$ и 5 — $v_* = 15,6$ м/сек

медленно увеличиваться за счет роста v_* , т. е. уменьшения относительной скорости волн $\frac{g}{\omega v_*}$, а также за счет расширения участка равновесия. При этом с усилением ветра интенсивно растет низкочастотный участок спектра, не только не увеличивающий сопротивление водной поверхности, но даже уменьшающий его своим экранирующим действием. В результате и наблюдается уменьшение параметра шероховатости и коэффициента сопротивления взволнованной поверхности при росте скорости ветра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дикон И. Л., Уэбб И. К. Микромасштабное взаимодействие. Море. Л., 1965.
2. Кононкова Г. Е., Кузнецов В. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 11, № 3, 1971.
3. Анисимова Е. П., Оханова Н. А., Пивоваров А. А. «Изв. АН СССР», физика атмосферы и океана, 1, № 10, 1965.
4. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., 1970.
5. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., 1970.
6. Зубковский С. Л., Тимановский Д. Ф. «Изв. АН СССР», физика атмосферы и океана, 1, № 10, 1965.
7. Зубковский С. Л., Кравченко Т. К. «Изв. АН СССР», физика атмосферы и океана, 3, № 2, 1967.
8. Макова В. И. В тр. ГОИН, вып. 93, 1968.
9. Neumann A. Bull. Amer. Met. Soc., 37, No. 5, 1956.

10. Miya ke M., Others. Quart. J. R. Met. Soc., 96, 1970.
 11. Гоптаре в Н. П. В тр. ГОИН, вып. 51, 1960.
 12. Yin Wn. J. Fluid Mech., 34, No. 1, 1968.

Поступила в редакцию
 12.11 1971 г.

Кафедра
 физики моря и вод суши

УДК 530.12 531.51

Р. Ф. ПОЛИЩУК

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ И ИНВАРИАНТЫ КРИВИЗНЫ

Изучение гравитационных волн заключается, по-видимому, в четком определении и исследовании различных возможных типов этих волн. Действительно, гиперболический характер уравнений Эйнштейна позволяет считать любое гравитационное поле в известном смысле гравитационной волной (стационарное поле — нулевая волна), а тождество, содержащее даламбертиан тензора Римана, R -обобщенным волновым уравнением. В вакууме (бесследный тензор Риччи S и скалярная кривизна \mathring{R} равны нулю) это тождество содержит только тензор конформной кривизны C .

Алгебраическая независимость тензоров C и S совместима с их дифференциальной зависимостью, следующей из свернутых тождеств Бьянки. Это означает, что риччиева кривизна (а с нею и тензор обычной материи T , т. е. обычная полная энергия и т. д.) может «высвечиваться» (например, для островной материальной системы с $T=0$ вне ее) через вакуум посредством конформной кривизны (гравитационный «ток смещения»). Естествен и обратный вклад гравитационной материи (вакуум или не вакуум со структурой конформной кривизны, тензор C) в имеющуюся обычную: при падении на равновесную систему (абсолютно холодный цилиндр Вебера) гравитационной волны кривизны равновесие нарушается, и изменяется тензор натяжений T . Допустима также возможность глобального вакуума, в котором единственным источником гравитационного поля является оно само.

Если при этом пространство замкнуто, то замыкающая его конформная кривизна не рассеивается на бесконечность выбранного пространственного сечения, а циркулирует постоянно (гравитационный геон).

Гравитационным аналогом уравнений Максвелла

$$\nabla_{\beta} F^{\alpha\beta} \equiv F^{\alpha}_{\beta}{}^{\beta} = -j^{\alpha}; \quad *F^{\alpha\beta}_{\beta} = 0 \quad (j^{\alpha}_{\alpha} = 0)$$

$$\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3$$

являются равенства

$$C^{\rho}_{\alpha\beta\gamma,\rho} = \frac{1}{2} T_{\alpha\beta\gamma}; \quad *C^{\rho}_{\alpha\beta\gamma,\rho} = 0 \quad (T^{\rho}_{\alpha\beta,\rho} = 0) \quad (1)$$

$$T_{\alpha\beta\gamma} \equiv T_{\alpha[\beta,\gamma]} - \frac{1}{3} g_{\alpha[\beta} T_{\gamma]}; \quad T = T^{\alpha}_{\alpha}$$

(звездочка означает оператор Ходжа, а скобка — альтернирование).

Отметим также равенства

$$S^{\beta}_{\alpha,\beta} = -\frac{1}{4} T_{,\alpha}; \quad \mathring{R} = -T. \quad (2)$$

Примем гипотезу, что гравитационное поле тождественно конформной кривизне C , электромагнитное — риччиевой кривизне S , вещество — скалярной кривизне \mathring{R} . Это предположение (скорее терминологического свойства) естественно: ведь относим же мы упругие силы электромагнитного происхождения к диагональным членам с ненулевой суммой в тензоре материи T (взятого в главных осях) при макроскопическом рассмотрении (при усреднении). Тогда правые части равенств (1) и (2) означают источники, левые — их геометрический эквивалент. Несохранение отдельно взятых компонентов единого физического субстрата же естественно, как и дефект масс. Сохранение их может иметь место при существовании изометрий, в общем