ЛИТЕРАТУРА

[1] Девяткова Л. И., Иванова О. Н., Михайлин В. В., Руднев С. Н., Чернов С. П. Деп. ВИНИТИ № 1810-85. М., 1985. [2] Девяткова Л. И., Иванова О. Н., Михайлин В. В., Руднев С. Н., Чернов С. П., Уварова Т. В. Деп. ВИНИТИ № 1811-85. М., 1985. [3] Девяткова К. М., Иванова О. Н., Михайлин В. В. и др.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. **29**, № 6. С. 24. [4] Девяткова К. М., Иванова О. Н., Михайлин В. В. и др.//ДАН СССР. 1989. **306**, № 2. С. 334. [5] Tkachenko N. L., Garashina L. S., Izotova O. E. et al.//J. Solid State Chemistry. 1973. **8**, N 3. P. 213. [6] Dexter D. L.// //J. Chem. Phys. 1953. **21**. P. 836. [7] Девяткова К. М., Иванова О. Н., Сейраняи К. Б. и др.//ДАН СССР. 1990. **310**, № 1. С. 72.

Поступила в редакцию
10.06.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 2

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.21

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ РАСЧЕТЕ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

В. А. Буров, С. Н. Сергеев

(*кафедра акустики*)

Рассматриваются методы теории возмущений приближенного решения уравнения Гельмгольца для волноводной модели океана. Помимо стандартной теории возмущений, модифицированной к специфике акустических задач, вводится нелинейная теория возмущений, или метод делинеаризации. Новая теория не требует знания всего спектра собственных значений невозмущенной задачи, кроме того, все поправки выражаются явно в квадратурах. В отличие от опубликованных работ в предлагаемой теории благодаря выбору представления волновой функции в виде полиномов удается избежать неустранимых особенностей в основных формулах для любых типов волноводов.

Исследования океана акустическими методами в прикладных целях требуют создания новых алгоритмов расчета звуковых полей. Часто используемая модель океана в виде неоднородного плоского волновода с определенными граничными условиями приводит к задаче решения уравнения Гельмгольца [1]

$$\psi_l''(z)+k^2(z)\psi_l(z)=\varkappa_l^2\psi_l(z), \tag{1}$$

где $\varkappa_l^2$—l-е собственное значение — величина, имеющая смысл квадрата горизонтального волнового числа, ψ_l — соответствующая ему собственная функция волновода (мода) и $k(z)=\omega/c(z)$, $c(z)$ — профиль скорости звука в волноводе. Поле в волноводе на глубине z и расстоянии r от точечного источника представляется в виде разложения по собственным функциям:

$$U(r,\ z)=\sum_{l=1}^{\infty}\psi_l(z_0)\psi_l(z)H_0^{(1)}(\varkappa_l r), \tag{2}$$

где $H_0^{(1)}(\varkappa_l r)$— функция Ханкеля первого рода. На больших расстояниях от источника звука функцию Ханкеля можно заменить на ее асимптотику. При этом уравнение (2) преобразуется к виду

$$U(r,\ z)=\sum_{l=1}^{\infty}\sqrt{2/\pi\varkappa_l r}\,\psi_l(z_0)\,\psi_l(z)\exp\{i(\varkappa_l r-\pi/4)\}.$$

Прямой расчет звукового поля по данной формуле затруднен, так как чаще всего вид собственных функций $\psi_l(z)$ неизвестен. Это связано с тем, что только в ограниченном числе случаев уравнение (1) имеет точное решение. Для вычисления полей приходится развивать приближенные методы.

Примерами таких методов могут служить методы ВКБ, фейнмановских диаграмм и вариационные. Однако в гидроакустике использование указанных методов малоэффективно, поэтому они не получили широкого распространения. Так, метод ВКБ требует малости изменения свойств среды на длине волны, что не выполняется на низких частотах. При использовании метода фейнмановских диаграмм возникают большие трудности, связанные с вычислением многопетлевых диаграмм, кроме того, получающиеся ряды не всегда сходятся. Вариационные методы неудобны тем, что отсутствуют какие-либо критерии точности получаемых результатов, а вопрос о выборе пробных функций чаще всего решается интуитивным путем.

Одним из приближенных методов, получившим наиболее широкое распространение в квантовой механике, теории колебаний и других разделах физики, является метод теории возмущений. Он применяется тогда, когда квадрат волнового числа $k^2(z)$ может быть представлен в виде суммы двух слагаемых:

$$k^2(z)=k_0^2(z)+k_1^2(z).$$

При этом профиль волнового числа (а фактически, профиль скорости звука) $k_0(z)$ выбирается таким образом, чтобы уравнение Гельмгольца

$$\psi_l''(z)+k_0^2(z)\,\psi_l(z)=\varkappa_l^2\psi_l(z), \tag{3}$$

в дальнейшем называемое «невозмущенным уравнением», имело бы точное решение, а возмущение $k_1{}^2(z)$ давало бы небольшие поправки к решению невозмущенного уравнения.

Последовательное вычисление этих поправок (первое, второе и т. д. приближения) дает, как правило, разложение по некоторому формальному параметру λ.

Мы рассмотрим два варианта построения теории возмущений. В первом из них, называемом «стандартной теорией возмущений» из-за его широкого применения в различных областях волновой физики, ищутся поправки непосредственно к решению уравнения (1). Во втором методе, получившем развитие в последние годы и называемом «нелинейной теорией возмущений», или «методом делинеаризации», уравнение (1) сначала преобразуется к нелинейному дифференциальному уравнению первой степени, к решению которого уже ищутся поправки.

1. Стандартная теория возмущений

Эта теория достаточно полно представлена в ряде учебных пособий по квантовой механике (см., напр., [2]). Применительно к задачам гидроакустики основные формулы имеют некоторые отличия, связанные с физическими особенностями распространения звука в океане.

Перепишем уравнение (1) в виде

$$(\varkappa_l^2-k_0^2(z)-k_1^2(z))\,\psi_l(z)=0. \tag{4}$$

Задача заключается в том, чтобы из этого уравнения найти приближенные значения $\varkappa_l^2$ и соответствующие им собственные функции волновода $\psi_l(z)$ с учетом добавки к профилю волнового числа $k_1^2(z)$ (т. е. с учетом гидрологического возмущения). Будем искать решения в виде рядов

$$\psi_l=\psi_l^0+\lambda\psi_l^1+\lambda^2\psi_l^2+\ldots,$$

$$\varkappa_l^2=\varkappa_{0l}^2+\lambda\varkappa_{1l}^2+\lambda^2\varkappa_{2l}^2+\ldots, \tag{5}$$

где $\lambda\psi_l^1$ и $\lambda\varkappa_{1l}^2$—величины первого порядка малости по отношению к ψ_l^0 и $\varkappa_{0l}^2$ соответственно, $\lambda^2\psi_l^2$ и $\lambda^2\varkappa_{2l}^2$—величины второго порядка малости и т. д. Подстановка (5) и (4) и выделение членов нулевого порядка по λ приводят к уравнению

$$(\varkappa_{0l}^2-k_0^2(z))\,\psi_l^0(z)=0, \tag{6}$$

что позволяет найти в нулевом приближении все собственные значения $\varkappa_{01}^2$, $\varkappa_{02}^2$, ... и соответствующие им собственные функции. Выделение членов первого порядка по λ приводит к уравнению первого приближения теории возмущений:

$$(\varkappa_{0l}^2-k_0^2\,(z))\,\psi_l^1(z)=(-\varkappa_{1l}^2-k_1^2\,(z))\,\psi_l^0\,(z). \tag{7}$$

Пусть невозмущенные моды составляют полную систему ортонормированных функций. Тогда решение для $\psi_l^1(z)$ можно представить в виде разложения по этой системе:

$$\psi_l^1\,(z)=\sum_k C_{kl}\psi_k^0\,(z). \tag{8}$$

Подстановка этой формулы в (7) с учетом (6) приводит к выражению

$$\sum_k C_{kl}\,(\varkappa_{0l}^2-\varkappa_{0k}^2)\,\psi_k^0\,(z)=(-\varkappa_{1l}^2-k_1^2\,(z))\,\psi_l^0\,(z). \tag{9}$$

Умножение обеих частей формулы (8) на ψ_l^0 и интегрирование по всей глубине волновода дает искомую поправку к собственному значению:

$$\varkappa_{1l}^2=\int_0^H k_1^2\,(z)\,\psi_l^{0^2}\,(z)\,dz. \tag{10}$$

Для того чтобы найти коэффициенты C_{kl} в уравнении (8), необходимо воспользоваться формулой (9), умножив ее на $\psi_m^0(z)$ и проинтегрировав по всей глубине волновода. Тогда уравнение (8) для возмущения l-й моды примет вид

$$\psi_l^1\,(z)=\sum_{m\neq l}\frac{\psi_m^0\,(z)}{\varkappa_{0l}^2-\varkappa_{0m}^2}\int_0^H \psi_m^0\,(z)\,k_1^2\,(z)\,\psi_l^0\,(z)\,dz. \tag{11}$$

Поскольку в прикладных задачах гидроакустики задать профиль скорости звука континуально по всей глубине не представляется возможным, необходимо ввести разложение по некоторому функциональному базису, используя теорему отсчетов:

$$k_1^2(z)=\sum_{j=1}^{N} k_{1j}^2\Theta_j(z),$$

где N — число отсчетов. Вводя обозначение

$$\int_0^H \psi_l^0(z)\,\Theta_j(z)\,\psi_m^0(z)\,dz=B_{lmj},$$

формулы (10) и (11) приводим к виду

$$\varkappa_{1l}^2=\sum_{j=1}^{N} k_{1j}^2 B_{llj},$$

$$\psi_l^1=\sum_{j=1}^{N} k_{1j}^2\sum_{m\neq n}\frac{\psi_m^0(z)}{\varkappa_{0l}^2-\varkappa_{0m}^2}B_{lmj}.$$

Обозначим через $U_0(r, z)$ акустическое поле в волноводе в отсутствие возмущения. Оно рассчитывается через невозмущенные собственные функции посредством формулы (2). Изменение профиля волнового числа на $k_1^2(z)$ приводит к пропорциональному ему возмущению звукового поля:

$$\Delta U(r, z)=\sum_{j=1}^{N} k_{1j}^2\left[\sum_{l=1}^{\infty}\sqrt{2/\pi\varkappa_{0l}r}\exp\{i(\varkappa_{0l}r-\pi/4)\}\times\right.$$

$$\left.\times\sum_{m\neq l}\frac{B_{lmj}}{\varkappa_{0l}^2-\varkappa_{0m}^2}(\psi_l^0(z)\,\psi_m^0(z_0)+\psi_l^0(z_0)\,\psi_m^0(z))+\psi_l^0(z_0)\,\psi_l^0(z)\left(\frac{ir}{2\varkappa_{0l}}B_{mmj}\right)\right]. \tag{12}$$

Переобозначением суммы в фигурных скобках через $Q_j(r, z)$ написанная формула приводится к виду

$$\Delta U(r, z)=\sum_{j=1}^{N} k_{1j}^2 Q_j(r, z). \tag{13}$$

Тем самым установлено соответствие, позволяющее по заданным на некоторых горизонтах возмущениям волнового числа находить соответствующие возмущения акустического поля, используя в качестве коэффициентов пересчета элементы матрицы Q, рассчитываемые с помощью формул для первых поправок теории возмущений. Заметим, однако, что на практике чаще приходится решать обратную задачу: по измеренным звуковым полям найти изменение профиля гидрологии в точках размещения гидрофонов. Тем самым формула (13) превращается в систему линейных уравнений с числом неизвестных, равным числу гидрофонов. Разрешив ее, можно восстановить профиль скорости звука по всей длине волновода.

Остановимся более подробно на формуле (12). Суммирование по всем модам реально провести невозможно. Этого делать и не нужно, так как особенности распространения звука в океанических волноводах позволяют для получения достаточно хороших результатов учитывать при численном расчете лишь конечное число низших мод. Однако наличие в формуле второй суммы делает необходимым для вычисления поправок к каждой моде знание других невозмущенных мод, т. е. всего спектра невозмущенной задачи. Кроме того, наличие в расчетной формуле ряда требует указания правила его суммирования, а для этого в каждом конкретном случае необходимы дополнительные физические исследования. Обычной ситуацией являются расходящиеся ряды теории возмущений. Вместе с тем простота формализма теории возмущений на фоне недостатков других методов приближенного решения уравнения типа Гельмгольца, о чем шла речь в начале статьи, делает его эффективным средством решения многих гидроакустических задач.

2. Метод делинеаризации

Наличие указанных недостатков стандартной теории заставило заняться построением новой модификации теории возмущений. Ее основы для одномерного случая были заложены в работе [3], где дано описание теории для основного состояния и первого возбужденного состояния, и расширены затем на трехмерное пространство в работе [4]. В наиболее, по-видимому, законченном виде новая теория представлена в [5] и [6]. Но наличие сингулярностей в основных формулах этих работ делает невозможным решение задач с использованием теории возмущений на ЭВМ. Нелинейная теория возмущений для гидроакустики («метод делинеаризации») представлена в работах [7], [8], где, однако, отмеченные сингулярности удалось устранить лишь в частных случаях. В предлагаемом варианте теории указанной трудности удалось избежать путем специального (полиномиального) выбора представления волновой функции.

Выделим в l-й собственной функции, являющейся решением уравнения Гельмгольца с заданными граничными условиями и заданным профилем скорости звука, отдельно амплитудную и фазовую части:

$$\psi_l(z)=\left[\prod_{i=1}^{l}(z-\alpha_{il})\right]\exp\{-\varphi_l(z)\},$$

где амплитудная часть представлена в виде полинома l-й степени α_{il} $(i=1\div l)$ — корни полинома, соответствующие положению узлов волновой функции $\psi_l(z)$, фазовая функция $\varphi_l(z)$ не имеет особенностей. Аналогичным образом представляется невозмущенная мода:

$$\psi_l^0(z)=\left[\prod_{i=1}^{l}(z-\alpha_{il}^0)\right]\exp\{-\varphi_l^0(z)\}.$$

Как и в случае стандартной теории возмущений (5), собственные значения и собственные функции волновода раскладываются в ряд по формальному параметру λ. Аналогично представляются положения нулей собственных функций:

$$\alpha_{il}=\alpha_{il}^0+\lambda\alpha_{il}^1+\lambda^2\alpha_{il}^2+\ldots,$$

а также фазовая функция

$$\varphi_l(z)=\varphi_l^0(z)+\lambda\varphi_l^1(z)+\lambda^2\varphi_l^2(z)+\ldots$$

и ее производная

$$g_l(z)=g_l^0(z)+\lambda g_l^1(z)+\lambda^2 g_l^2(z)+\dots .$$

Подстановка выписанных формул в уравнение Гельмгольца (1) и выделение членов при λ в нулевой степени приводят к выражению

$$(g_l^{0^2}(z)-dg_l^0(z)/dz)\prod_{i=1}^{l}(z-\alpha_{il}^0)-2g_l^0(z)\sum_{i=1}^{l}\Big\{\prod_{\substack{\kappa=1\\ \kappa\neq i}}^{l}(z-\alpha_{\kappa l}^0)\Big\}+$$

$$+2\sum_{C_l^{l-1}}\Big\{\prod_{\substack{m=1\\ \kappa_m=1\div N}}^{l-2}(z-\alpha_{\kappa_m l}^0)\Big\}=(\varkappa_{0l}^2-k_0^2(z))\prod_{i=1}^{l}(z-\alpha_{il}^0).$$

Выделение членов первого порядка дает

$$(2g_l^0(z)\,g_l^1(z)-dg_l^1(z)/dz)\prod_{i=1}^{l}(z-\alpha_{il}^0)-2g_l^1(z)\sum_{i=1}^{l}\Big\{\prod_{\substack{\kappa=1\\ \kappa\neq i}}^{l}(z-\alpha_{\kappa l}^0)\Big\}-$$

$$-(g_l^{0^2}(z)-dg_l^0(z)/dz)\sum_{i=1}^{l}\Big\{\alpha_{il}^1\prod_{\substack{\kappa=1\\ \kappa\neq i}}^{l}(z-\alpha_{\kappa l}^0)\Big\}+2g_l^0(z)\sum_{i=1}^{l-1}\alpha_{il}^1\prod_{\substack{m=1\\ \kappa_m\neq i}}^{l-2}(z-\alpha_{\kappa l}^0)-$$

$$-2\sum_{i=1}^{l}\alpha_{il}^1\Big\{\prod_{\substack{m=1\\ \kappa_m\neq i}}^{l-3}(z-\alpha_{\kappa_m l}^0)\Big\}=(\varkappa_{1l}^2-k_1^2(z))\prod_{i=1}^{l}(z-\alpha_{il}^0)-$$

$$-(\varkappa_{0l}^2-k_0^2(z))\sum_{\substack{i=1\\ \kappa\neq i}}^{l}(z-\alpha_{\kappa l}^0).$$

Умножая все члены первого уравнения на $\prod_{i=1}^{l}(z-\alpha_{il}^0)\exp\{-2\varphi_l^0(z)\}$ и используя второе уравнение, получим

$$\frac{d\{-g_l^1\,\psi_l^{0^2}(z)\}}{dz}=(\varkappa_{1l}^2-k_1^2(z))\,\psi_l^{0^2}(z)-$$

$$-\sum_{i=1}^{l}\alpha_{il}^1\frac{d}{dz}\Big[\Big(\prod_{\substack{\kappa=1\\ \kappa\neq i}}^{l}(z-\alpha_\kappa^0)^2\Big)\exp\{-2\varphi_l^0(z)\}\Big]. \qquad (14)$$

Это уравнение является основным уравнением рассматриваемого метода. Оно эквивалентно уравнению Гельмгольца (1) с точностью до членов первого порядка по λ. Но в отличие от уравнения (1) (14) является нелинейным уравнением первой степени, что и дало название рассматриваемому методу: «нелинейная теория возмущений» (или «метод делинеаризации»). Все основные формулы нелинейной теории возмущений получаются непосредственно из уравнения (14). Так, интегрирование обеих его сторон по всей глубине волновода от 0 до H дает формулы первых поправок к собственным значениям, которые совпадают с формулами стандартной теории возмущений (высшие поправки выражаются отличным от стандартной теории образом). В результате интегрирования (14) от 0 до α_i^0 получаются поправки к положению узлов собственных функций. Поправки к фазовой функции находятся при двойном интегрировании от 0 до z. Указанные формулы после применения теоремы отсчетов имеют вид

$$\varkappa_{1l}^2=\sum_{j=1}^{N} k_{1j}^2 B_{llj},$$

$$\alpha_{il}^1=\sum_{j=1}^{N} \beta_{il} \int_0^{\alpha_i^0} (B_{llj}-\Theta_j(z))\,\psi_l^{0^2}(z)\,dz\cdot k_{1j}^2,$$

$$\varphi_l^1(z)=\sum_{j=1}^{N}\int_0^{z} \frac{1}{\psi_l^{0^2}(z)} \left\{-\int_0^{z'}(B_{llj}-\Theta_j(z'))\,\psi_l^{0^2}(z')\,dz'+\right.$$

$$\left.+\sum_{i=1}^{l}\beta_{il}\frac{\psi_l^{0^2}(z')}{(z'-\alpha_{il}^0)^2}\int_0^{\alpha_i^0}(B_{llj}-\Theta_j(z'))\,\psi_l^{0^2}(z')\,dz'\right\}dz\cdot k_{1j}^2,$$

где

$$\beta_{il}=\exp\{2\varphi_l^0(\alpha_{il}^0)\}\Big/\prod_{\substack{\kappa=1\\ \kappa\neq i}}^{l}(\alpha_i^0-\alpha_\kappa^0).$$

Теперь для возмущения звукового поля, вызываемого гидрологическим возмущением $k_1(z)$, можно записать

$$\Delta U(r,\,z)=\sum_{j=1}^{N}k_{1j}^2\sum_{l=1}^{\infty}\sqrt{2/\pi\varkappa_{0l}r}\cdot\exp\{i(\varkappa_{0l}r-\pi/4)\}\,\psi_l^0(z_0)\,\psi_l^0(z)\times$$

$$\times\left\{i\frac{r_0}{2\varkappa_{0l}}B_{llj}-\sum_{i=1}^{l}\frac{1}{z-\alpha_i^0}\,\beta_{il}\int_0^{\alpha_i^0}(B_{llj}-\Theta_j(z))\,\psi_l^{0^2}\,dz-\right.$$

$$-\sum_{i=1}^{l}\frac{1}{z_0-\alpha_i^0}\,\beta_{il}\int_0^{\alpha_l^0}(B_{llj}-\Theta_j(z))\,\psi_l^{0^2}(z)\,dz+$$

$$+\int_0^{z}\frac{1}{\psi_l^{0^2}(z)}\left\{\int_0^{z'}(B_{llj}-\Theta_j(z'))\,\psi_l^{0^2}(z')\,dz'-\right.$$

$$\left.-\sum_{i=1}^{l}\beta_{il}\psi_l^{02}(z)\frac{1}{(z-\alpha_i^0)^2}\int_0^{\alpha_i^0}(B_{llj}-\Theta_j(z'))\,\psi_l^{0^2}(z')\,dz'\right\}dz+$$

$$+\int_0^{z_0}\frac{1}{\psi_l^{0^2}(z)}\left\{\int_0^{z'}(B_{llj}-\Theta_j(z'))\,\psi_l^{0^2}(z')\,dz'-\right.$$

$$\left.\left.-\sum_{i=1}^{l}\beta_{il}\frac{1}{(z'-\alpha_i^0)^2}\int_0^{\alpha_i^0}(B_{llj}-\Theta_j(z'))\,\psi_l^{0^2}(z')\,dz'\right\}dz\right\}.$$

Обозначив, как и в случае стандартной теории, внутреннюю сумму через $Q(r, z)$, приходим к формуле (13) с тем отличием, что матрица Q сейчас вычисляется по формулам поправок нелинейной теории возмущений, которая не имеет тех недостатков, о которых шла речь во втором разделе: нет необходимости знания всего спектра невозмущенной задачи, а поскольку в формулах поправок нет рядов, то нет и необходимости решать вопрос о порядке суммирования ряда. Более того, все поправки выражаются явно в квадратурах, что делает метод удобным для расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л., 1982. [2] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч. Квантовая механика. М., 1979. [3] Aharonov Y., Au. C. K.//Phys. Rev. Let. 1979. **42.** P. 1582. [4] Au C. K., Aharonov Y.//Phys. Rev. 1979. **A20.** P. 2245. [5] Турбинер А. В.//УФН. 1984. **144.** С. 35. [6] Турбинер А. В.//ЖЭТФ. 1980. **79.** С. 1719. [7] Гиндлер И. В.//Акуст. журн. 1987. **33.** С. 1003. [8] Гиндлер И. В., Козельский А. Р.//Акуст. журн. 1988. **34.** С. 616.

Поступила в редакцию
25.11.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 2

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.465.73

ОЦЕНКА ПОТОКОВ ТЕПЛА ОТ ОКЕАНА К АТМОСФЕРЕ ПРИ КАПЕЛЬНОМ ПЕРЕНОСЕ

В. Н. Аксенов, Е. Г. Андреев, И. Н. Иванова, М. Р. Кузнецова, И. Н. Ткачева, Г. Г. Хунджуа

(*кафедра физики атмосферы и математической геофизики*)

Проведены оценки потоков тепла от океана к атмосфере при капельном переносе во время шторма. Показано, что: 1) перенос тепла брызгами, генерируемыми при сильном ветре и обрушивании волн, незначителен по сравнению с турбулентным переносом; 2) брызги способствуют переносу тепла из нижних слоев атмосферы в верхние.

Между океаном и атмосферой непрерывно происходит тепломассообмен. Приходящая солнечная радиация приводит океан и атмосферу в термически неравновесное состояние (верхний 100-метровый слой океана теплее атмосферы), и на поверхности контакта вода—воздух возникают необратимые процессы испарения, ИК-излучения и конвекции. Основную роль среди них играет испарение [1], интенсивность которого зависит от температуры океана и, что наиболее существенно, от скорости ветра в приводном слое атмосферы. При усилении ветра до штормового испарение сильно возрастает и соответственно значительно увеличивается суммарный поток тепла «океан—атмосфера». Методом прямых градиентных измерений температуры при скоростях ветра больше 30 м/с зарегистрированы потоки плотностью около 10 кВт$\cdot$м$^{-2}$ [2].

Между тем существует концепция увеличения тепломассообмена из-за брызг, поток которых в атмосферу при шторме становится значительным. Например, в работе [3] утверждается, что уже при скоро-