

УДК 551.465

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ НА ДНЕ МЕЛКОВОДЬЯ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ

© 2015 г. И. В. Егоров, Н. А. Пальшин

*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва**e-mail: yegorov@ocean.ru, palshin@ocean.ru*

Поступила в редакцию 15.10.2013 г., после доработки 25.09.2014 г.

В работе объясняются механизмы генерации флуктуаций электрического поля, создаваемых электрокинетическими эффектами, которые наблюдаются на дне мелководных бассейнов с малой соленостью дополнительно к естественным переменным электромагнитным полям ионосферно-магнитосферного происхождения. Рассмотрена модель возбуждения электрического поля как для случая с длинными поверхностными волнами, так и для случая, когда длина волны меньше глубины дна. Дано математическое описание модели и получены оценки для колебаний давления на дне, вызванных поверхностными волнениями, а также значений электрического поля, возбуждаемого этими колебаниями вследствие электрокинетических эффектов. Показано, что нелинейные эффекты в стоячих волнах, образованных короткими бегущими волнами, так же как в случае длинных волн, могут вызывать электрические поля электрокинетического происхождения в придонном слое того же порядка по величине. Таким образом, впервые предложен способ оценки уровня электрокинетического шума, порождаемого поверхностными волнами.

DOI: 10.7868/S0030157415030041

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, при изучении геологического строения морского дна электромагнитными методами, при которых выполняются прецизионные измерения вариаций электромагнитного поля в водной толще или на дне, существенной проблемой является существование электромагнитных помех различной природы, затрудняющих или делающих практически невозможным получение полезной геологической (или иной) информации [37, 38, 52]. В силу изменчивости состояния водной среды, при измерениях электромагнитных полей на дне пресноводных водоемов, а также прибрежных областей морей с пониженной соленостью воды к ним добавляется еще шум, обусловленные электрокинетическими явлениями. Эти явления возникают как при относительном движении воды и частиц донного слоя, так и при деформации пористых сред, насыщенных водой. Эффект обусловлен тем, что часть ионов жидкости адсорбируется на частицах, стенках пор. Ионы противоположного знака, остающиеся в объеме жидкости, могут перемещаться под действием градиента давления, создавая тем самым электрокинетический ток. Теория электрокинетического эффекта в пористых водонасыщенных породах и средах рассмотрена во множестве работ [4, 12, 14–16, 19–21, 23, 25–31, 34, 36, 39, 40, 42–49, 51, 53].

Электрокинетические явления, обусловленные движениями разных фаз среды относительно друг друга, рассмотрены нами в простейшем варианте — при движениях воды относительно плоского дна

(как правило, песчаного или илистого), вызванных поверхностными волнениями. Электрокинетические явления имеют свои особенности, однако ясно, что в данной ситуации в основе их образования лежат гидродинамические процессы. Поэтому внимание было сосредоточено именно на них. Причем, необходимо отметить, что эти гидродинамические возмущения порождают также такие известные явления как микросейсм, проблема изучения причин происхождения которых имеет более, чем столетнюю историю. Известны как экспериментальные, так и теоретические исследования. Обзор таких исследований приведен, например, в [17].

На первых порах, начиная с 30-х годов прошлого века, выполнялись, главным образом, лабораторные измерения на моделях, отражающих процесс возникновения микросейсм, дополненные позднее теоретическими обоснованиями [13, 17, 18, 32, 33].

Теоретические исследования, объясняющие возникновение микросейсм с частотой, превышающей приблизительно вдвое частоту поверхностных морских волн, нелинейными эффектами в стоячих волнах, начались в 1944 г. [35]. При этом, рассматривалась модель двумерной стоячей волны, возникающей при движении двух бегущих в противоположных направлениях синусоидальных волн с одинаковой амплитудой и частотой. Далее, в 1950 г. эти исследования были развиты для более общего случая волн с разной амплитудой [32]. И в 1963 г. появилась работа, в которой рассмотрена

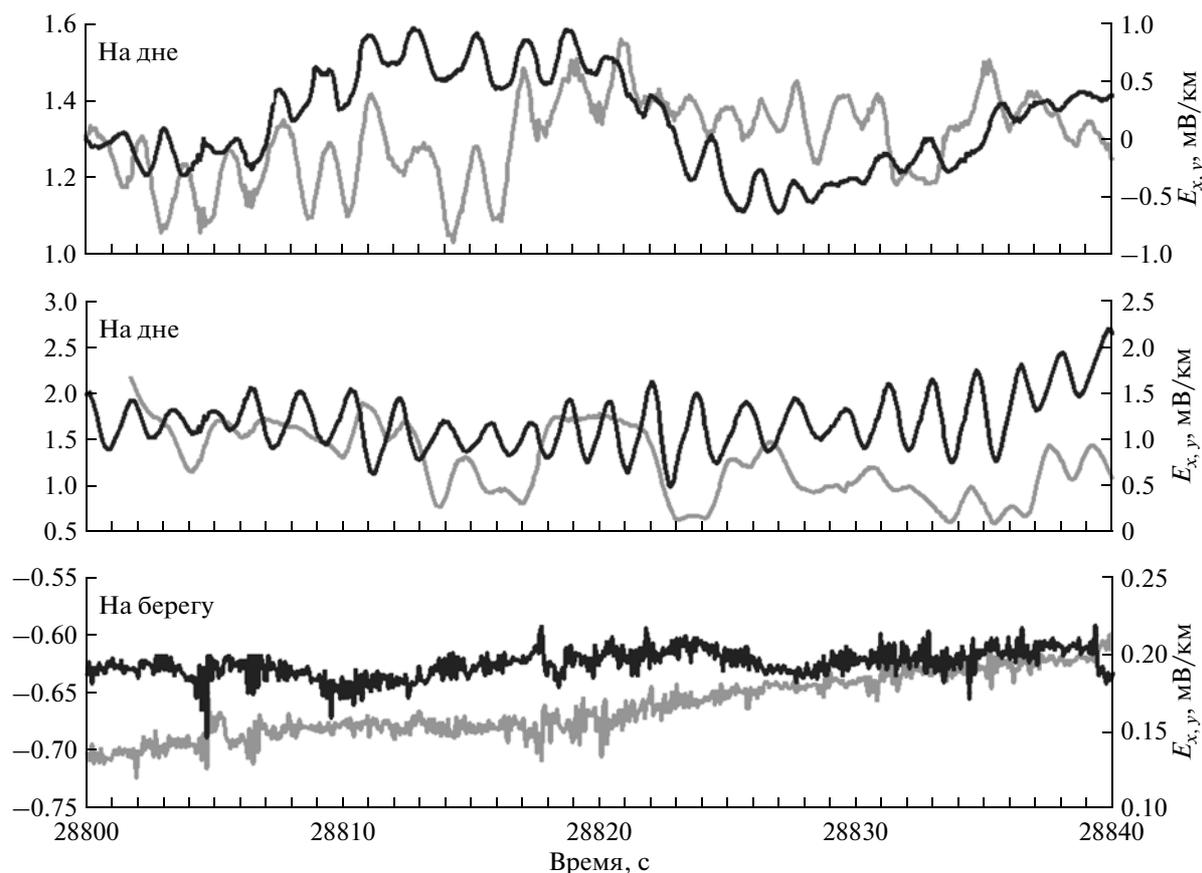


Рис. 1. Горизонтальная компонента электрического поля, измеренная на дне (в двух точках) в северной части Каспия в практически пресной воде (верхняя и средняя панели). Для сравнения приведены записи, полученные на берегу (нижняя панель). Черным показана северная компонента E_x , а серым – восточная E_y .

модель, более близкая к реальности, когда рассмотрены эффекты в стоячих волнах, возникающих при столкновении двух бегущих волн с разными амплитудами и частотами [22]. Довольно полное описание с соответствующими выкладками приведено в работах [6, 18, 24]. Дальнейшее развитие теоретических исследований нелинейных эффектов в стоячих морских волнах получило в [2]. Теоретические и экспериментальные исследования в наиболее общем виде, с учетом взаимодействия стоячих волн с пористым дном, были выполнены в работе [50].

Все указанные исследования были направлены на объяснение природы микросейсм и не касались других явлений, возникающих, при этом, в придонном слое, а именно – электрокинетических эффектов. Имеются лишь экспериментальные исследования в лабораторных условиях возникновения электрического поля в воде под действием прогрессивных поверхностных волн [1]. Измерения проводились в специальном гидродинамическом лотке, в котором создавались одиночные бегущие волны высотой от 1 до 50 см при глубине дна лотка 20 см. Опыты показали, что измерен-

ная разность потенциалов имеет четко выраженный пульсирующий характер с величиной амплитуды 0.05–0.1 мВ при фазовой скорости 0.5–1 м/с.

Рассмотрим, в качестве примера, результаты измерений электрического поля на дне мелководных бассейнов, полученные ООО “Северо-запад” в ходе опытных морских электроразведочных работ методом магнитотеллурического зондирования. Работы выполнялись в 2008 г. на озере Селигер, в дельте Волги и на севере Каспия [8].

Измерения горизонтальных компонент электрического поля на дне показали, что записи содержат интенсивный квазигармонический сигнал в диапазоне частот 0.05–1 Гц (рис. 1), а записи, полученные в дельте Волги – шумоподобный сигнал на более высоких частотах в диапазоне от 1 до 10 Гц. Спектральный анализ подтверждает, что на рассматриваемых записях, полученных в мелководной части (1.5–2 м) Северного Каспия доминирует сигнал, имеющий типичные волновые характеристики (рис. 2). Очевидно, что наблюдаемые сигналы связаны с поверхностными волнами и придонными течениями [8, 41].

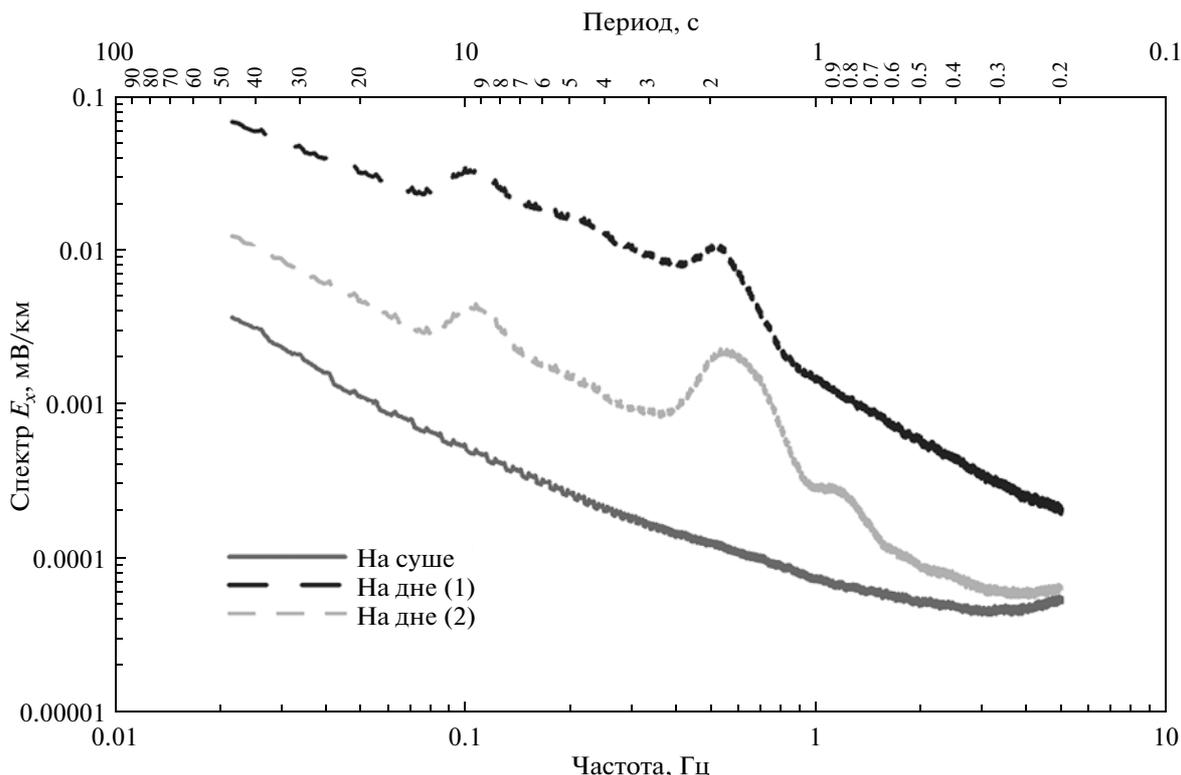


Рис. 2. Спектры вариаций электрического поля измеренных (в двух точках) в северной части Каспийского моря. Для сравнения приведен спектр (нижняя кривая) опорного берегового сигнала.

Возможны две причины возникновения этих полей — за счет силы Лоренца при движении проводящей жидкости (морская вода) в магнитном поле [41], или — электрокинетических эффектов [8]. Ясно, что когда вода слабосоленая или пресная, основной причиной являются электрокинетические эффекты, в случае нормальной соленой морской воды будет преобладать магнитгидродинамический источник.

Пульсации электрического поля за счет электрокинетических эффектов могут в ряде случаев, как это зафиксировано в северной части Каспийского моря во время свежей погоды (рис. 1–2), доминировать в измеренном сигнале и существенно затруднять выделение полезного сигнала, что делает актуальной задачу исследования этого явления.

Цель исследований, представленных в данной статье, заключалась в том, чтобы оценить величину электрокинетических полей, являющихся помехой при измерениях вариаций как естественных, так и искусственных электрических полей, при проведении электроразведочных работ в мелководных распресненных и пресных бассейнах.

О МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ

Рассмотрим генерацию электрокинетических явлений под действием поверхностных волнений в

мелководных (до 50 м) бассейнах с плоским дном, на которое действуют поверхностные двумерные ветровые волны или волны зыби с фазовой скоростью от 1 до 10 м/с. При этом длина волны может иметь значения от 5 до 100 м, а высота волны может достигать 10 м.

Далее везде будет использоваться система единиц СИ и следующие обозначения: E [В/м] — напряженность электрического поля; η [Па · с] — вязкость (динамическая) жидкой фазы (вода); ϵ [1] — относительная диэлектрическая проницаемость воды ($\epsilon = 81$); $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ [Ф/м] — электрическая постоянная; ζ [В] — ζ -потенциал (для донного песка); p [Па] — давление; σ [См/м] — удельная электрическая проводимость воды; ρ [кг/м³] = 1000 кг/м³ — плотность воды; g [м/с²] = 9.81 м/с² — ускорение свободного падения; λ [м] — длина волны; T [с] = λ/c — период волны; c [м/с] — фазовая скорость волны; H [м] — глубина воды; h [м] — высота волны; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $\omega = 2\pi/T$ — частота; $\Delta\psi_p$ [В] — разность потенциалов.

Приведем некоторые характерные значения основных параметров, необходимых для оценки электрокинетических эффектов вблизи дна для областей со слабосоленой или пресной водой (чтобы пренебречь магнитгидродинамическими

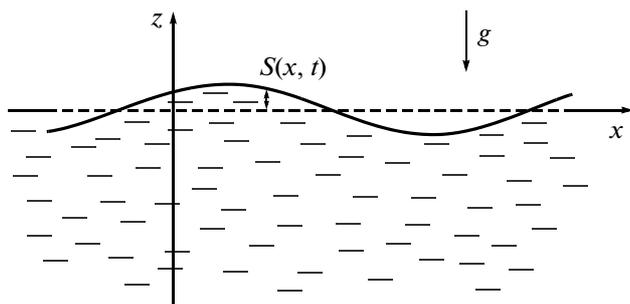


Рис. 3. Модель жидкости с волновым возмущением.

эффектами). Так, например, для типичного озера или реки можно для расчетов использовать следующие значения: $\sigma = 0.01-0.02$, $\eta = 0.8-1.7921$, $\zeta = 0.01-0.02$. Для некоторой прибрежной зоны Каспийского моря, вследствие некоторой степени солености воды, значение электропроводности составляет $\sigma = 0.1-0.2$.

Если считать придонный слой совокупностью капилляров, то возникающая разность потенциалов (потенциал течения), приводящая к возникновению электрического поля течения на рассматриваемом участке дна приблизительно описывается известной формулой Гельмгольца—Смолуховского [11]:

$$\Delta\psi_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \zeta}{\eta \sigma} \Delta p, \quad (1)$$

где $\Delta\psi_p$ [В] — разность потенциалов на концах капилляра, Δp [Па] — перепад давления на концах капилляра.

Таким образом, для расчета электрического поля E имеем формулу [11]:

$$E = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma l} \Delta p. \quad (2)$$

Если считать воду однородной и несжимаемой идеальной жидкостью, для потенциальных течений замкнутая система уравнений для расчета давления $p(x, z, t)$ и вектора скорости $v(x, z, t)$, состоящая из уравнения неразрывности и уравнения движения (уравнение Эйлера) [5]:

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g},$$

сводится к системе для давления $p(x, z, t)$ и потенциала скоростей $\varphi(x, z, t)$ (здесь $\mathbf{v} = \nabla \varphi$), состоящей из уравнения Лапласа $\Delta \varphi = 0$ и интеграла Коши—Лагранжа (в англоязычной литературе — “интеграл Бернулли”) [9]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{(\nabla \varphi)^2}{2} + \frac{p - p_S}{\rho} + gz = F(t), \quad (3)$$

где $F(t)$ — некоторая функция времени, p_S — атмосферное давление, причем $p = p_S$ на свободной поверхности воды, точки которой смещаются относительно невозмущенного уровня ($z = 0$) на величину $S(x, t)$ (рис. 3).

Искомые величины должны удовлетворять следующим трем граничным условиям:

1) Из требования того, что материальная частица, находящаяся в некоторый момент на свободной поверхности, в последующие моменты времени также будет находиться на ней [5], получается кинематическое условие в виде

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=S(x,t)} - \frac{\partial S \partial \varphi}{\partial x \partial z} \Big|_{z=S(x,t)}; \quad (4)$$

2) Подстановкой значений параметров на границе свободной поверхности в интеграл Коши—Лагранжа получается динамическое условие

$$\left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{(\nabla \varphi)^2}{2} \right] \Big|_{z=S(x,t)} + gS(x,t) = F(t); \quad (5)$$

3) К этим условиям добавляется также условие непротекания на границе рассматриваемого водоема, т.е. — на его стенках, в случае его ограниченности по горизонтали, и — на дне, в случае конечной глубины H (на дне $z = -H$), если \mathbf{n} — нормаль к границе:

$$\nabla \varphi \cdot \mathbf{n} = 0. \quad (6)$$

Таким образом, имеем систему из уравнения (3) и граничных условий (4)–(6), решение (приближенное, в общем случае) которой для различных ситуаций позволяет определить все искомые величины. Важной особенностью этой системы является наличие нелинейных слагаемых, как в уравнении, так и в граничных условиях на свободной, заранее неизвестной границе.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ

Опишем некоторые важные особенности поведения различных параметров, полученные в результате решения системы (3)–(6) в линейном приближении в известных исследованиях многочисленных авторов.

Для синусоидальной двумерной волны известно, что высота волны меняется с глубиной следующим образом [3]:

$$h = h_0 e^{-\frac{2\pi \tilde{z}}{\lambda}},$$

где $\tilde{z} = -z$ — вертикальное расстояние вниз от поверхности воды. Из формулы следует, что на глубине, равной половине длины волны, высота волны уменьшается в 23 раза, а на глубине, равной длине волны, — в 535 раз. Следовательно, можно считать,

что на глубине, равной длине волны на поверхности, волнение практически отсутствует.

При малых глубинах относительно длины ветровой волны на поверхности воды (случай длинных волн) вблизи дна имеются горизонтальные движения жидкости и соответственно – перепад давления в разных точках дна. Флуктуации давления на дне вызывают за счет электрокинетического эффекта протекания разность потенциалов, определяемую по формуле (1) между точками перепада давления.

Для конечных глубин орбиты движения частиц воды имеют эллиптическую форму с большой осью, вытянутой в направлении распространения волны [7]. Размеры осей эллипсов зависят от отношения длины волны к глубине моря и уменьшаются по мере приближения ко дну (рис. 4).

Для фазовой скорости волны c , величины большой оси эллипса L орбитального движения частицы жидкости на дне (малая – равна нулю), величины возрастания (от нулевого значения) переменной части давления p_1 на дне при прохождении волны получены следующие формулы [10]:

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \operatorname{th}(2\pi H/\lambda)}, \quad L = \frac{h}{\operatorname{sh}(kH)}, \quad (7)$$

$$p_1 = 10^3 h / \operatorname{ch}(2\pi H/\lambda) / 0.1019716 \approx \approx 10^4 h / \operatorname{ch}(2\pi H/\lambda). \quad (8)$$

Зная величину перепада давления в определенных двух точках дна, можно рассчитать величину электрического поля, вызванного электрокинетическим эффектом протекания, по формуле (2).

Из (2) видно, что изменения давления около гидростатического значения в состоянии покоя имеют амплитуду, которая уменьшается при увеличении глубины практически как экспонента $e^{(-2\pi z)/\lambda}$. Очевидно также уменьшается электрическое поле, рассчитываемое по формуле (2).

Таким образом, для бегущих волн параметр H/λ определяет их свойства на различных глубинах. Очевидно, что при фиксированной величине λ с увеличением глубины дно практически не взаимодействует с частицами, движение которых связано с поверхностными волнами такого типа, если глубина, по крайней мере, равна $\lambda/2$.

МОДЕЛЬ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

Для теоретического объяснения наблюдаемых на дне электрических шумов (рис. 1), не соответствующих простой модели бегущей двумерной ветровой волны или волны зыби, перейдем к модели взаимодействующих волн, распространяющихся навстречу друг другу. Рассмотрим случай стоячих волн, образованных бегущими волнами,

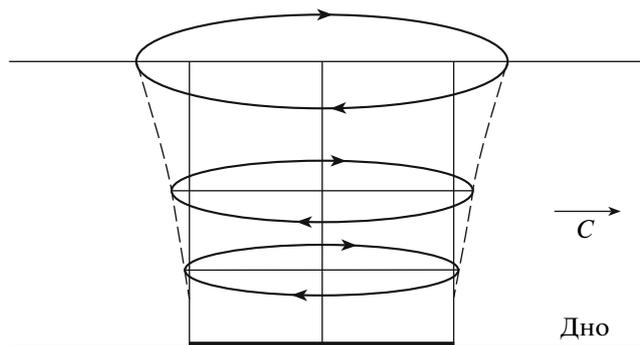


Рис. 4. Форма орбит частиц в волне при $H/\lambda < 1/2$. Все эллипсы имеют одинаковое расстояние между их фокусами, но длины осей эллипсов уменьшаются с глубиной. На дне эллипс вырождается в отрезок прямой линии и частицы на дне просто движутся вперед и назад [7].

не обязательно являющимися длинными, т.е. выполнение условия $\lambda/2 < H$ не требуется.

Поверхность воды в случае бегущей волны описывается функцией

$$S = h \cos(kx - \omega t) / 2,$$

где h – высота волны. Эта волна распространяется в направлении x с фазовой скоростью $c = \omega/k$. Совокупность двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях, образуют стоячую волну:

$$S = h \cos(\omega t - kx) / 2 + h \cos(\omega t + kx) / 2 = h \cos(kx) \cos(\omega t) = h \cos(2\pi t / \lambda) \cos(\omega t). \quad (9)$$

В случае бесконечной глубины стоячая волна (плеск) имеет вид (рис. 5) [6].

Когда две системы сталкивающихся волн имеют различные параметры, получается частичная стоячая волна. Она возникает, например, если зыбь отражается от берега и ослабевает.

Интересно отметить, что в стоячей волне в целом нет переноса энергии, т.к. она является суперпозицией двух бегущих волн, переносящих одинаковое количество энергии в противоположных направлениях. Происходит лишь локальное движение энергии в ограниченном пространстве между соседними узлами (с координатами $x = \pm(n + 1/2)\lambda/2, n = 0, 1, 2, \dots$). При этом дважды за период происходит превращение энергии стоячей волны то полностью в потенциальную, сосредоточенную в основном вблизи узлов (с координатами $x = \pm n\lambda/2, n = 0, 1, 2, \dots$), то полностью в кинетическую, сосредоточенную в основном вблизи пучностей. В результате происходит переход энергии от каждого узла к соседним пучностям и обратно.

Теоретические и экспериментальные исследования, объясняющие происхождение микросейсм на глубинах, превосходящих длину волны, где

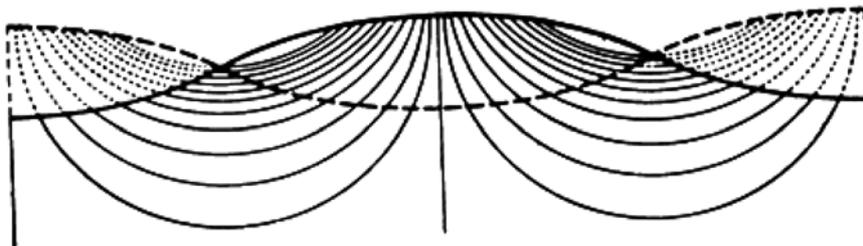


Рис. 5. Стоячая волна.

в соответствии с приведенными в предыдущем разделе формулами давление от бегущей поверхностной волны должно быть пренебрежимо малым, тем не менее, наблюдаются колебания давления на дне [32, 33], были начаты в 1944 г. [35].

Предполагая, что рассматривается синусоидальная зыбь малой амплитуды при постоянной глубине, опуская длинные выкладки, приведем результат, полученный впервые Мишем [6].

Миш [35] решил систему (3)–(6) для стоячей волны (9) во втором приближении. Из решения он получил, что абсолютная величина среднего на длине волны пульсирующего давления у дна выражается формулой

$$\tilde{p}_2 = \rho g k h^2 \operatorname{th} k H |\cos 2\omega t|/2,$$

из которой видно, что это давление гармонически меняется с удвоенной частотой по времени и не уменьшается с глубиной. Эта формула стала использоваться для обоснования образования микросейсмиков с удвоенной относительно начальной частотой. Если обозначить p_2 амплитуду этого давления, то

$$p_2 = \rho g k h^2 \operatorname{th} k H/2. \quad (10)$$

В 1950 г. Лонге-Хиггинсом [32] был опубликован результат, который он получил для более общего случая, решив во втором приближении систему (3)–(6) для двух сталкивающихся бегущих волн, которые имеют одинаковые частоты, но разные амплитуды. В этом случае

$$S = h_1 \cos(\omega t - kx)/2 + h_2 \cos(\omega t + kx)/2,$$

где h_1 и h_2 соответственно – высоты первой и второй волн. Из решения Лонге-Хиггинса для абсолютной величины среднего на длине волны пульсирующего на дне давления получаем формулу

$$\tilde{p}_3 = \rho g k h_1 h_2 \operatorname{th} k H |\cos 2\omega t|/2,$$

откуда для амплитуды имеем

$$p_3 = \rho g k h_1 h_2 \operatorname{th}(2\pi H/\lambda)/2.$$

В опубликованной в 1963 г. работе [22] представлен наиболее общий случай решения, также во втором приближении, системы (3)–(6) для со-

вокупности двух сталкивающихся волн с разными амплитудами и частотами. В этом случае

$$S = h_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x)/2 + h_2 \cos(\omega_2 t + k_2 x)/2.$$

Для абсолютной величины среднего значения переменной части давления на дне на расстоянии больше $1/k_1$ или $1/k_2$ получается формула

$$\tilde{p}_4 = \rho g h_1 h_2 \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2\sqrt{g}} \right)^2 \left| \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 - k_2)x] \right|/2, \quad (11)$$

где

$$\omega_1^2 = g k_1 \operatorname{th}(k_1 H), \quad \omega_2^2 = g k_2 \operatorname{th}(k_2 H).$$

Из (11) очевидно, что в один и тот же момент времени имеются перепады давления по горизонтали с амплитудой

$$p_4 = \rho g h_1 h_2 \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2\sqrt{g}} \right)^2 /2,$$

которые порождают горизонтальную компоненту электрического поля электрокинетического эффекта протекания, рассчитываемую по формуле (2). Очевидно, что при $h_1 \approx h_2$, $k_1 \approx k_2$ имеем $p_4 \approx p_2$.

Сравним теперь p_4 с p_1 . Имеем

$$p_1 \approx 10^4 h / \operatorname{ch}(2\pi H/\lambda),$$

$$p_4 \approx p_2 = \rho g k h^2 \operatorname{th} k H/2 \approx 10^3 9.81 \pi h (h/\lambda) \operatorname{th} k H \approx (12) \\ \approx 10^4 h \operatorname{th}(2\pi H/\lambda) (3h/\lambda).$$

Для сравнения p_2 с p_1 удобно использовать графики, представленные на рис. 6.

Очевидно, что и при $H > \lambda$ давление p_4 может принимать значения того же порядка, что и p_1 при некоторой глубине дна $H_1 < \lambda/2$ (случай длинной бегущей волны), и, следовательно, соответствующее электрическое поле, вычисленное по формуле (2), может находиться в том же диапазоне значений, что и для случая длинных волн. При этом, максимальные отклонения поля могут быть близки значениям вариаций теллурического поля (рис. 1)

или превышать их. В следующем разделе представлены примеры числовых значений для рассматриваемых электрических полей для конкретных моделей.

ОЦЕНКА ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Приведем некоторые оценки значений электрического поля на дне, вызванного электрокинетическим эффектом протекания, для случая возбуждения такого поля длинными бегущими волнами и стоячими волнами.

В первом случае расстояние между точками минимального и максимального отклонения от гидростатического давления невозмущенного уровня определяется длиной большой оси эллипса — траектории частицы при прохождении волны. Как было отмечено выше (рис. 4), на дне эллипс вырождается в отрезок так, что в течение одного полупериода частица движется от конца с максимальным отклонением давления, определяемым по формуле (8), к другому концу отрезка. В следующий полупериод частица совершает движение в обратном направлении. Следовательно, для электрического поля, вычисляемого по формуле (2), используя (8), получим

$$E_x = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\zeta}{\eta\sigma L} p_1 = 10^4 \frac{\varepsilon\varepsilon_0\zeta}{\eta\sigma} \text{th}(2\pi H/\lambda). \quad (13)$$

Хотя это выражение формально показывает, что электрическое поле не уменьшается при любом увеличении глубины, в действительности, конечно, оно применимо только до определенного значения отношения H/λ , поскольку давление p_1 экспоненциально уменьшается с глубиной и, начиная с определенного значения глубины при фиксированной длине волны, становится исчезающе малым. Также следует заметить, что (13) не зависит от высоты волны. Однако, очевидно, что только при достаточной высоте волны в реальности имеют смысл оценки, полученные по этой формуле.

Рассмотрим данные, соответствующие условиям некоторой прибрежной зоны Каспийского моря. Для примера расчета электрического поля, вызванного пульсациями давления на дне от поверхностной бегущей волны, возьмем значения параметров в пределах, указанных выше: $\sigma = 0.1$, $\eta = 1.7921$, $\zeta = 0.01$, $\lambda = 10$, $h = 0.5$, $H = 4$.

Тогда, пользуясь формулой (13), получим в единицах мВ/км значение горизонтальной компоненты электрического поля $E_x = 0.39$, что близко тому, что получено при измерениях (рис. 1).

Теперь рассмотрим случай возбуждения электрокинетического поля стоячей волной. Найдем значение разности потенциалов для случая, когда глубина может быть произвольной, превы-

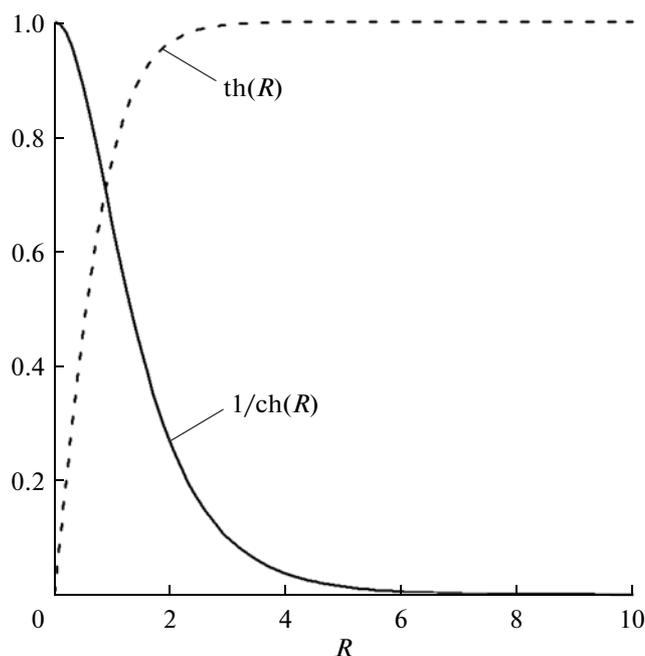


Рис. 6. Сплошная кривая — функция $1/\text{ch}(R)$, пунктирная кривая — функция $\text{th}(R)$, $R = kH$ (безразмерная величина).

шая длину волны, например. Пользуясь формулами (1) и (12), получим для разности потенциалов между точками с перепадом давления p_4 :

$$\Delta\psi \approx 3 \times 10^4 \frac{\varepsilon\varepsilon_0\zeta}{\eta\sigma} h^2/\lambda \text{th}(2\pi H/\lambda),$$

откуда при $\sigma = 0.1$, $\eta = 1.7921$, $\zeta = 0.01$, $\lambda = 3$, $h = 0.5$, $H = 4$ получим для напряжения при крутизне волн $h/\lambda = 0.17$ $\Delta\psi = 10^{-4}$ мВ.

Из (11) при $t = 0$ легко найти расстояние l между соседними точками на дне с нулевым и максимальным пульсирующим давлением при взаимодействии волн с $\lambda_1 = 4$, $\lambda_2 = 2$. Отсюда, поделив разность потенциалов (14) на l , получим $E_x = 0.1$ мВ/км. Это значение имеет тот же порядок, что и значение E_x в случае бегущей волны с длиной 10 м.

ВЫВОДЫ

Возбуждение пульсаций давления на дне принципиально различается для ситуации, когда они вызываются одной бегущей поверхностной волной (ветровая волна или зыбь) и в случае двух сталкивающихся бегущих волн, образующих стоячую волну.

В первом случае максимальная величина пульсирующего давления, создаваемого пробегающей волной, экспоненциально убывает с глубиной и может создавать электрокинетические эффекты (электрические поля протекания) на дне только, когда волны

длинные, т.е. при $\lambda/2 > H$, и основным фактором является отношение глубины к длине волны H/λ .

Для длинной бегущей волны пульсации давления на дне, изменяясь по горизонтали, создают как горизонтальную, так и вертикальную (с учетом пористости дна) компоненты электрического поля из-за электрокинетического эффекта протекания.

Стоячие волны создают пульсации давления на дне с удвоенной частотой относительно частоты самой волны, а величина пульсаций давления не уменьшается с глубиной. Фактором, определяющим величину пульсаций давления, является крутизна волны — отношение высоты волны к ее длине h/λ .

Из теории также следует, что и для случая стоячих волн на дне возникают обе компоненты градиента пульсирующего давления, что является причиной для возбуждения двух компонент (горизонтальной и вертикальной) электрокинетического поля. При этом, независимо от глубины, величина поля может иметь тот же порядок (при соответствующей крутизне волны), что и поле для длинной бегущей волны при фиксированной глубине.

Проведенные исследования впервые дают возможность оценить уровень электромагнитного шума, обусловленного электрокинетическими эффектами, возбуждаемыми поверхностными волнами в любом реальном диапазоне длин таких волн.

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием № 0149-2014-0031.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров В.В. Экологическая роль электромагнетизма. СПб.: Изд-во Политехнического университета, 2010. 737 с.
2. Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 1966. Т. II. № 9. С. 970–980.
3. Бухтеев В.Г., Доронин Ю.П., Зубова М.М. и др. Динамика океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 304 с.
4. Доронин Ю.П., Степанюк И.А. Электромагнитное поле океана. СПб.: Изд-во РГГМИ, 1992. 87 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. М.: Физматгиз, 1963. Ч. 1. 584 с.
6. Лакомб А. Физическая океанография. М.: Мир, 1974. 496 с.
7. Милн-Томсон Л.М. Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1963. 656 с.
8. Пальшин Н.А., Яковлев Д.В., Яковлев А.Г. и др. Природа низкочастотного электрического поля в транзитной зоне // XVIII Международная научная конференция (школа) по морской геологии. М.: ГЕОС, 2009. Т. 5. С. 105–110.
9. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1976. 576 с.
10. Шулейкин В.В. Физика моря. М.: Наука, 1968. 1090 с.
11. Шукин Е.А., Перцов А.В., Амелина Е.А. Коллоидная химия. М.: Высшая школа, 2004. 445 с.
12. All'egre V., Jouniaux L., Lehmann F. et al. Streaming potential dependence on water-content in Fontainebleau sand // Geophys. J. Int. 2010. V. 182. P. 1248–1266.
13. Banerji S.K., Joshi S.S. Disturbance of Pressure at the Bed of a Deep Sea // Current Science. 1932. P. 6–7.
14. Beamish D. Characteristics of near-surface electrokinetic coupling // Geophys. J. Int. 1999. V. 137. P. 231–242.
15. Beamish D., Peart R.J. Electrokinetic geophysics — a review // Terra Nova. 1998. V. 10. P. 48–55.
16. Block G. Electrokinetic wave phenomena in fluid-saturated granular media // Proceedings of McMat 2005: 2005 Joint ASME/ASCE/SES Conference on Mechanics and Materials. Baton Rouge, Louisiana, USA. 2005. S. 264. P. 1–5.
17. Cessaro R.K. Sources of Primary and Secondary Microseisms // Bulletin of the Seismological Society of America. 1994. V. 84. № 1. P. 142–148.
18. Darbyshire J., Okeke E.O. A Study of Primary and Secondary Microseisms recorded in Anglesey // Geophys. J. R. Astr. Soc. 1969. V. 17. P. 63–92.
19. Gaol Y., Hu H. Seismoelectromagnetic waves radiated by a double couple source in a saturated porous medium // Geophys. J. Int. 2010. V. 181. P. 873–896.
20. Guichet X., Jouniaux L., Pozzi J.-P. Streaming potential of a sand column in partial saturation conditions // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. № B3. S. 2141. 12 p.
21. Haartsen M.W., Pride S.R. Electrostatic waves from point sources in layered media // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № B11. P. 24745–24769.
22. Hasselmann K.A. Statistical Analysis of the Generation of Microseisms // Rev. Geophys. 1963. V. 1. P. 177–210.
23. Hengshan H., Jiaqi L., Hongbin W. et al. A comparison between potapof's and pride's equations for seismoelectric waves // Chinese J. Geophysics. 2003. V. 46. № 1. P. 142–150.
24. Herbers T.H.C., Guza R.T. Nonlinear wave interactions and high-frequency seafloor pressure // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № C5. P. 10035–10048.
25. Hu H., Gao Y. Electromagnetic field generated by a finite fault due to electrokinetic effect // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. B08302. 14 p.
26. Ishido T., Mizutani H. Experimental and Theoretical Basis of Electrokinetic Phenomena in Rock-Water Systems and Its Applications // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. № B3. P. 1763–1775.
27. Ishido T., Pritchett J.W. Numerical simulation of electrokinetic potentials associated with subsurface fluid flow // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. № B7. P. 15247–15259.
28. Jouniaux L., Pozzi J.-P. Permeability dependence of streaming potential in rocks for various fluid conductivities // Geophys. Res. Letters. 1995. V. 22. № 4. P. 485–488.
29. Jouniaux L., Ishido T. Electrokinetics in Earth Sciences: A Tutorial // Int. J. Geophys. 2011. V. 2012. Article ID 286107. 16 p.
30. Kroger B., Yaramanci U., Kemna A. Numerical analysis of seismoelectric wave propagation in spatially con-

- finned geological units // Geophysical Prospecting. 2012. doi: 10.1111/1365-2478.12020. 15 p.
31. *Kuwano O., Nakatani M., Yoshida S.* Effect of the flow state on streaming current // Geophys. Res. Letters. 2006. V. 33. L21309. doi:10.1029/2006GL027712. 5 p.
 32. *Longuet-Higgins M.S.* A Theory of the Origin of Microseisms // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. 1950. V. 243. № 857. P. 1–35.
 33. *Longuet-Higgins M.S.* Can Sea waves cause microseisms? Proc. Symposium on Microseisms. Washington D.C., N.A.S. – N.R.C. Publ. № 306. 1953. P. 74–86.
 34. *Lorne B., Perrier F., Avouac J.-P.* Streaming potential measurements. 2. Relationship between electrical and hydraulic flow patterns from rock samples during deformation // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. № B8. P. 17879–17896.
 35. *Miche M.* Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constant ou décroissante // Ann. Des Ponts et Chaussées. 1944. V. 114. P. 25–78.
 36. *Mikhailov O.V., Haartsen M.W., Nafi Toksoz M.* Electrostatic investigation of the shallow subsurface: Field measurements and numerical modeling // Geophysics. 1997. V. 62. № 1. P. 97–105.
 37. *Nichols E.A., Morrison H.F., Clarke J.* Signals and Noise in Measurements of Low-Frequency Geomagnetic Fields // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. № B11. P. 13743–13754.
 38. *Oettinger G., Haak V., Larsen J.C.* Noise reduction in magnetotelluric time-series with a new signal–noise separation method and its application to a field experiment in the Saxonian Granulite Massif // Geophys. J. Int. 2001. V. 146. P. 659–669.
 39. *Pengra D.B., Li S.X., Wong P.* Determination of rock properties by low-frequency AC electrokinetics // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. № B12. P. 29485–29508.
 40. *Perrier F., Trique M., Lorne B. et al.* Electric potential variations associate with yearly lake level variations // Geophys. Res. Letters. 1998. V. 25. № 11. P. 1955–1958.
 41. *Podney W.* Electromagnetic fields generated by ocean waves // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 21. P. 2977–2990.
 42. *Ren H., Chen X., Huang Q.* Numerical simulation of coseismic electromagnetic fields associated with seismic waves due to finite faulting in porous media // Geophys. J. Int. 2012. V. 188. P. 925–944.
 43. *Revil A., Pezard P.A., Glover P.W.J.* Streaming potential in porous media. 1. Theory of the zeta potential // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. № B9. P. 20021–20031.
 44. *Revil A., Schwaegear H., Cathles M. et al.* Streaming potential in porous media. 2. Theory and application to geothermal systems // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. № B9. P. 20033–20048.
 45. *Sheffer M.R., Oldenburg D.W.* Three-dimensional modelling of streaming potential // Geophys. J. Int. 2007. V. 169. P. 839–848.
 46. *Strahser M., Jouniaux L., Sailhac P. et al.* Dependence of seismoelectric amplitudes on water content // Geophys. J. Int. 2011. V. 187. P. 1378–1392.
 47. *Surkov V.V., Uyeda S., Tanaka H. et al.* Fractal properties of medium and seismoelectric phenomena // J. of Geodynamics. 2002. V. 33. P. 477–487.
 48. *Surkov V.V., Tanaka H.* Electrokinetic effect in fractal pore media as seismoelectric phenomena // Fractal Behaviours of the Earth System / Ed. Dimri V. P. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2005. P. 83–96.
 49. *Trique M., Perrier F., Froidefond T. et al.* Fluid flow near reservoir lakes inferred from the spatial and temporal analysis of the electric potential // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. № B10. 2239. doi:10.1029/2001JB000482. 8 p.
 50. *Tsai C.P., Lee T.L., Hsu J.R.C.* Effect of wave non-linearity on the standing-wave-induced seabed response // Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech. 2000. V. 24. P. 869–892.
 51. *Warden S., Garambois S., Sailhac P. et al.* Curvelet-based seismoelectric data processing // Geophys. J. Int. 2012. V. 190. P. 1533–1550.
 52. *Weckmann U., Magunia A., Ritter O.* Effective noise separation for magnetotelluric single site data processing using a frequency domain selection scheme // Geophys. J. Int. 2005. V. 161. P. 635–652.
 53. *Zhu Z., Toksoz N.* Curvelet-based seismoelectric data processing // Geophysical Prospecting. 2013. V. 61. P. 688–700.

Excitation of Electrokinetic Effects in Shallow Bottom by Surface Waves

I. V. Yegorov, N. A. Palshin

The paper explains the mechanisms of generation of fluctuations of the electric field caused by electrokinetic effects that are observed at the bottom of shallow basins with low salinity in addition to the natural variation of electromagnetic fields of ionospheric and magnetospheric origin. The model of the excitation of electric field for the case of long surface waves and for the case when the wavelength is less than the depth is considered. The mathematical description of the model is given, and the estimates of the pressure fluctuations at the bottom, caused by surface waves, as well as electrokinetic field excited are obtained. It is shown that the non-linear effects of standing waves formed by short progressive waves as in the case of separate long progressive waves can cause the electric field of electrokinetic origin in the bottom layer of the same order of magnitude. Thus, a method for estimating the level of electrokinetic noise generated by the surface waves is suggested for the first time.