

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО СИГНАЛА ПО ОБЕ СТОРОНЫ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ВОЗДУХ – ВОДА ОТ ИСТОЧНИКА, НАХОДЯЩЕГОСЯ В ВОЗДУХЕ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ

Проведён теоретический и качественный анализ особенностей распространения низкочастотного сигнала по обе стороны границы раздела воздух-вода от источника в воздухе. Численно исследованы функции Грина и поля нормальных и боковых волн в жидкой среде в зависимости от частоты, акустических параметров сред и геометрии задачи.

В акустике океана обычно интересуются распространением звука в океанической среде от источника, также находящегося в воде. Однако вызывает интерес задача прохождения и распространения звука, особенно низкочастотного, в морской среде, создаваемого источником, расположенного в воздухе. Большинство работ этого направления, в основном, сконцентрировано на явлении прохождения звука через саму границу воздух-вода, в том числе неровную (см., например, работы [1 - 5]). Имеется немного работ, посвящённых собственно рефракции звука в неоднородном океане с учётом отражения от границ (например, [6 - 10]). Практически нет работ по проблеме прохождения звука из стратифицированной атмосферы в стратифицированный океан за исключением работы [11], в которой численно исследовано влияние стратификации нижних слоёв атмосферы на прохождение звука из воздуха в воду.

Необходимо отметить работу [8], где, по-видимому, впервые в СССР были приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований звукового поля в слое воды от излучателя, расположенного в воздухе. Работы проводились в 1980-1981 годах в летний (открытая вода) и зимний (над ледовым покровом) периоды на мелководном водохранилище (Московское море). Измерялась амплитуда звукового давления, создаваемого ненаправленным источником непрерывного гармонического сигнала в воздухе, и распределение амплитуды звукового давления по толщине водного слоя на разных расстояниях приёмника от излучателя.

В настоящей работе проводится теоретический и качественный анализ особенностей распространения низкочастотного сигнала по обе стороны границы воздух-вода от источника в воздухе.

В основу рассмотрения задачи положено линейризованное неоднородное волновое уравнение

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} D_t^2 \varphi = Q \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_s), \quad (1)$$

где φ - потенциал скорости,

$D_t \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla$ - полная производная по времени для среды с течением со скоростью \vec{v} ,

c – скорость звука, ∇ - значок градиента, Q – производительность источника,

\vec{r}_s – его координата, δ - дельта-функция Дирака.

Потенциал φ связан с акустическим давлением p и скоростью частиц \vec{w} соотношениями

$$p = \rho D_t \varphi \quad (2)$$

$$\vec{w} = - \nabla \varphi, \quad (3)$$

где ρ - плотность среды.

Все среды (воздушная, морская, морское дно) предполагаются стратифицированными, т.е. их акустические параметры (плотность, скорости распространения и поглощение звука) зависят только от вертикальной координаты z . В этом случае можно рассматривать все среды как совокупность однородных слоёв, причём их толщина должна быть такова, чтобы замена вертикальных профилей плотности, скоростей звука и коэффициентов поглощения на их постоянные в пределах толщины значения не искажали искомое акустическое поле. Для скоростей ветра возможна также азимутальная зависимость, т.е. в воздушной среде может отсутствовать горизонтальная симметрия.

Океаническое дно, обычно характеризующееся как упругое неоднородное полупространство, где могут распространяться продольные и поперечные колебания, также рассматривается как кусочно-постоянная упругая среда, в каждом слое которой волновые поля описываются векторными волновыми уравнениями для смещения частиц \vec{u} и напряжений σ или их компонент по координатам. Жидкая среда получится в качестве частного случая упругой, если в последней положить равной нулю скорость сдвиговых волн.

На границах твёрдых слоёв должны удовлетворяться условия непрерывности вертикальных и горизонтальных смещений, а также нормальных и тангенциальных напряжений; на границах жидких слоёв должны удовлетворяться условия непрерывности давлений и вертикальных смещений (для воздушных слоёв со сдвиговым течением – то же с учётом полной скорости на границах). На границах твёрдых слоёв с жидкими должны быть непрерывны вертикальные и горизонтальные смещения, а нормальное напряжение в твёрдом слое должно быть равно давлению в жидкости с обратным знаком.

Таким образом, дискретизация среды, т.е. замена её кусочно-постоянной моделью, должна отражать реальную среду для определённых условий излучения и распространения звука.

Подобное рассмотрение задачи позволяет представить её решение в виде интегрального преобразования Фурье по частоте ω и плоским волнам с горизонтальными волновыми числами k_x и k_y следующим образом [12-14]:

$$\varphi(t, x, y, z) = \frac{1}{8\pi^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi \cdot \exp[i(-\omega t + k_x x + k_y y)] d\omega dk_x dk_y, \quad (4)$$

где функция Грина Φ является обратным преобразованием Фурье

$$\Phi(\omega, k_x, k_y, z) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \varphi \cdot \exp[i(\omega t - k_x x - k_y y)] d\omega dx dy \quad (5)$$

и представляет собой решение так называемой поперечной задачи, т.е. решение одномерного неоднородного уравнения Гельмгольца:

$$\frac{d^2 \Phi}{dz^2} + \gamma^2 \Phi = \delta(z - z_s),$$

(6)

$$\text{где } \gamma^2 = \Omega^2 / c^2(z) - \bar{k} \cdot \bar{k}, \quad (7)$$

$$\Omega \equiv (\omega - \bar{k} \cdot \vec{v}) - \text{аналог частоты}, \quad (8)$$

$$\bar{k} = (k_x, k_y), \quad (9)$$

$$\vec{v} = (v_x, v_y), \quad (10)$$

z_s – вертикальная координата источника.

Производительность источника в (1) принята равной 1.

Отметим, что γ играет роль вертикального волнового числа, которое в случае отсутствия течения ($\vec{v} = 0$) переходит в обычное вертикальное волновое число.

В таком представлении операции дифференцирования заменяются следующим

образом: $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$, $\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow i k_x$, $\frac{\partial}{\partial y} \rightarrow i k_y$.

Уравнения (2) и (3) трансформируются к виду

$$p = -i\Omega \rho \Phi, \quad (11)$$

$$w = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (12)$$

Решение уравнения (6) в однородном слое, например, имеет вид:

$$\Phi = A^+ \exp(i\gamma z) + A^- \exp(-i\gamma z), \quad (13)$$

т.е. представляется в виде суперпозиции двух плоских волн, бегущих в противоположных направлениях; A^+ и A^- – амплитуды этих волн.

Выражение (4) может быть записано в цилиндрических координатах. Для гармонической составляющей частоты ω оно примет вид

$$\hat{\Phi}(\omega, r, \psi) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \Phi(\omega, k, \theta) \cdot \exp[ikr \cdot \cos(\theta - \psi)] k dk d\theta, \quad (14)$$

$$\begin{array}{l} \text{где } k^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad \} \\ k_x = k \cdot \cos\theta \quad | \\ k_y = k \cdot \sin\theta \quad | \\ r^2 = x^2 + y^2 \quad \} \\ x = r \cdot \cos\psi \quad | \\ y = r \cdot \sin\psi \quad \} \end{array} \quad (15)$$

В случае цилиндрической (азимутальной) симметрии при $\vec{v} = 0$

$\Phi(\omega, k, \theta) \equiv \Phi(\omega, k)$ и интеграл (14) переходит в известное интегральное представление Бесселя:

$$\hat{\Phi}(\omega, r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \Phi(\omega, k) \cdot J_0(kr) k dk, \quad (16)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя нулевого порядка.

Поиск функции Грина Φ в общем случае является сложной задачей, и в зависимости от условий, конкретного диапазона частот и допустимых погрешностей могут быть использованы различные приближения и методы. В настоящее время существует несколько разных методов нахождения акустических полей в стратифицированном океане. Обзор вычислительных моделей и методов, их преимуществ, недостатков и ограничений приведён в работе [15]. Наиболее известны из них лучевой метод, метод параболического уравнения, метод нормальных мод (волн) и метод непосредственной численной оценки точного интегрального представления векторного звукового поля (14) или (16).

В нашем случае прохождения низкочастотного звука из воздуха в неоднородный океан в рамках геометрической акустики (лучевые методы) не позволяют осуществлять полного исследования прохождения звука через границу раздела.

Действительно, соотношение между давлениями в преломлённой и падающей волнах не зависит от частоты излучённого сигнала. В этом случае мы не можем рассматривать прохождение сигнала сложного спектрального состава. С другой стороны, что наиболее важно, лучевая теория не позволяет правильно исследовать проблему прерывистости поля (появление боковых волн при закритических углах падения пучка). В этом смысле эта теория ввиду своей приблизительности описания физического явления становится неприменимой для решения задачи звукопроницаемости [9]. Однако при

физической трактовке задачи мы будем для наглядности пользоваться понятиями лучевой теории.

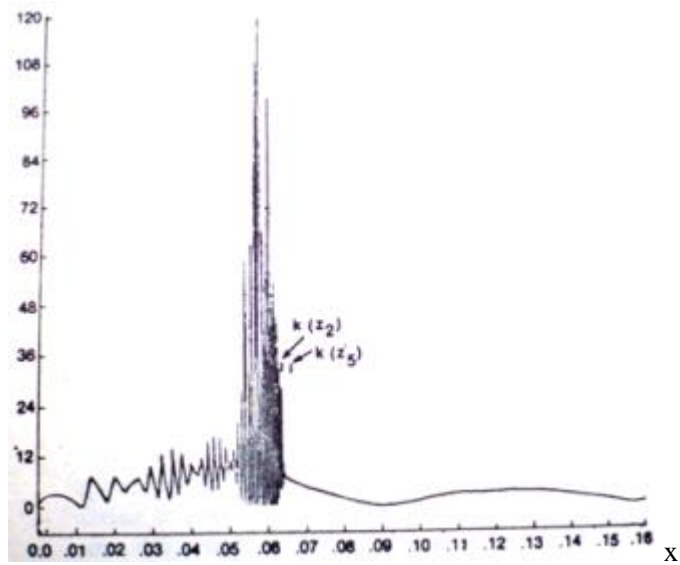
Теоретическое исследование преломления сферической волны, излучённой точечным источником на конечном расстоянии от границы раздела, показывает, что поле в точке во второй среде получается в результате суперпозиции различных типов волн. Вклады этих волн различаются в зависимости от точки наблюдения и частоты излучённого сигнала. Основными составными частями являются:

- геометрическая (преломлённая) волна, подчиняющаяся законам Снеллиуса;
- боковая волна, появляющаяся при углах падения, превышающих критический угол (угол полного внутреннего отражения для системы воздух – вода, приблизительно равный 13°);
- волны, рассеянные поверхностью моря;
- волны, претерпевшие многократные отражения (от морского дна, поверхности и т.д.).

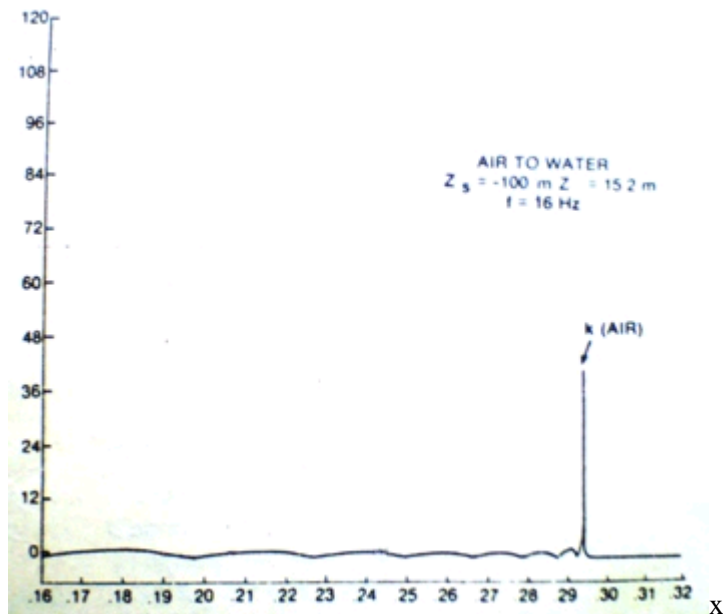
По возможности вся система волн будет далее исследована (по крайней мере, качественно) при рассмотрении задачи, главным образом, двумя методами: волновым (методом нормальных волн) и непосредственно численной оценки.

Начнём с качественного анализа точного интегрального решения (14). Функция Грина Φ в комплексной области переменного \mathbf{k} (поскольку в среде всегда имеется поглощение, вследствие чего \mathbf{k} имеет отличную от нуля мнимую часть) в общем случае также является комплексной функцией, имеющей особенности (сингулярности, точки ветвления, осцилляции и т.д.).

Для примера на Рис.1 представлен модуль функции Грина для случая жидкого грунта и скоростного разреза, изображённого на Рис.2 для действительного волнового числа \mathbf{k} [16]. На рисунке можно проследить ряд пиков для волновых чисел, лежащих в области между максимальным и минимальным волновыми числами в воде, соответствующими минимальной и максимальной скоростью звука в скоростном разрезе в водном слое, включая жидкий грунт. Эти пики соответствуют нормальным волнам, распространяющимся в слое. Высота и ширина пиков разные, поскольку коэффициенты возбуждения нормальных волн и их затухание различаются для разных волн. Далеко отстоящий вправо пик (в области волнового числа для воздуха, Рис.1.- b) отражает точку ветвления подынтегрального выражения и соответственно боковую волну, распространяющуюся в воздухе и дающую экспоненциально затухающий по Z вклад в общее поле.

$G(x) \cdot 10^{-4}$


a.

 $G(x) \cdot 10^{-4}$


b.

Рис. 1

Зависимость модуля функции Грина $G(x)$ от волнового числа x для модели среды, представленной на Рис.2
 График б. является продлением графика а. до области волнового числа, в воздухе

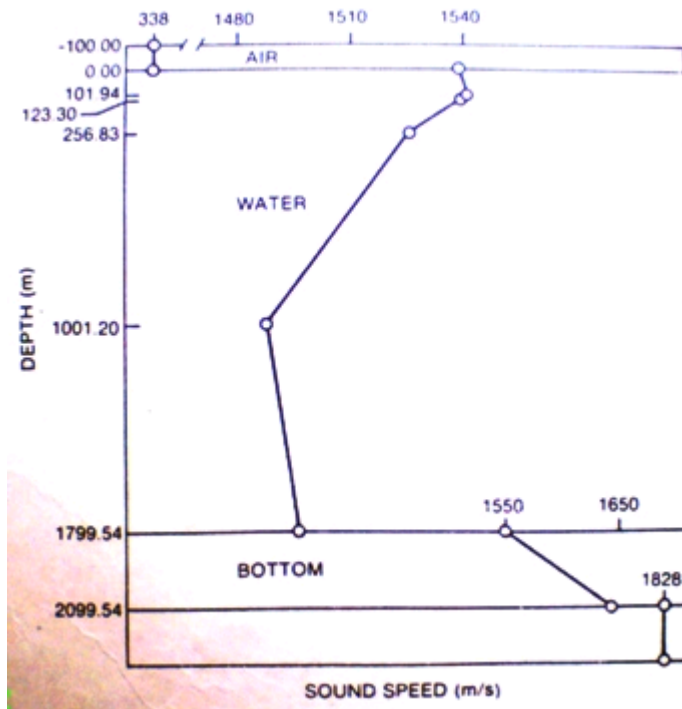


Рис.2

Профиль скорости звука для расчётной модели.
 Высота источника над водой 100 м; глубина приёмника в воде 15,2 м

В случае неоднородной по высоте атмосферы пики, соответствующие нормальным волнам в воздушной среде, располагались бы в пределах между максимальным и минимальным значениями волнового числа в стратифицированной атмосфере. Пики, соответствующие точкам ветвления для однородных полупространств, ограничивающих неоднородные среды сверху и снизу, располагаются вблизи волновых чисел для этих сред.

При внесении мнимой добавки в волновое число \mathbf{k} и интегрировании по комплексному значению аргумента пики функции Грина устремляются в бесконечность, превращаясь тем самым в полюса. Интеграл в этом случае может быть взят с помощью теоремы о вычетах. Каждый вычет будет представлять собой нормальную волну, распространяющуюся в водном слое со скоростью, определяемой соответствующим значением волнового числа, и с затуханием, равным величине мнимой добавки в этом волновом числе, при котором подынтегральное выражение обращается в бесконечность.

В этом заключается модовое решение задачи. Такая форма представления решения включает в рассмотрение лишь дискретный спектр как распространяющихся, так и затухающих мод, в результате чего акустическое поле на любом расстоянии от источника

будет представлять собой суперпозицию нормальных волн, возникающих и распространяющихся в воздушной среде, океане и дне. На близких к источнику расстояниях требуется учёт не только дискретных мод, но и большого числа затухающих мод, причём тем их будет больше, чем ближе мы находимся к источнику.

Метод непосредственной численной оценки интегрального представления решения включает в рассмотрение не только дискретный спектр, но непрерывный, поэтому поле будет представлять собой суперпозицию всех видов волн, распространяющихся в атмосфере, океане и дне (продольных, сдвиговых, поверхностных, боковых, обменных и т.д.). Однако при таком подходе теряется возможность физической трактовки всех процессов, участвующих в формировании акустического поля и оценки вкладов волн различного типа в общее поле. Поэтому понятия лучевых и модовых решений мы будем использовать при качественной оценке решения той или иной задачи.

Рассмотрим вначале влияние стратификации атмосферы, обусловленной неоднородностью по высоте скоростью звука c_a и ветра, при прохождении звука из воздуха в однородный безграничный океан, скорость звука в котором c_w .

Известно [1 – 3], что для однородной атмосферы звуковое поле в воде, создаваемое излучателем, находящимся в воздухе, складывается из двух частей, одна из которых представляет преломлённую волну по закону Снеллиуса, другая является боковой волной, распространяющейся по воздуху и падающей на границу воздух – вода под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения $\theta_{кр} = \arcsin(c_a / c_w) \approx 13^\circ$.

Боковая поверхностная волна начинается на расстоянии $r_{п}$ от источника, определяемом длиной горизонтальной проекции луча, вышедшего из источника под углом полного внутреннего отражения $\theta_{кр}$, т.е. $r_{п} = Z_s \operatorname{tg} \theta_{кр} \approx Z_s \operatorname{tg} 13^\circ \approx 0,23Z_s$. Боковая волна при углублении в воду экспоненциально затухает. Однако при малых глубинах приёмника амплитуда этой волны может во много раз превышать амплитуду преломлённой волны, соответствующей геометрической акустике.

Преломлённые волны в воде обусловлены волнами в воздухе, падающими на границу в пределах конуса с полууглом порядка 13° и при расстояниях r , превышающих высоту источника, спадают примерно по закону $1/r^2$, в то время как боковая волна с расстоянием затухает обратно пропорционально r . Радиус пятна, “засвеченного» на поверхности воды волнами, испытывающими преломление в водную среду не превышает $1/5 - 1/4$ высоты источника, поэтому при небольших возвышениях излучателя над поверхностью воды рефракция в воздухе, вызванная стратификацией атмосферы и

неоднородностью скорости ветра, не сказывается на характер распространения преломлённых волн в воде (вследствие малости горизонтальных расстояний, проходимых звуком в воздушной среде до его падения на поверхность воды). В связи с этим азимутальная симметрия для преломлённых волн в воде сохраняется.

Однако для боковых волн симметрия может не сохраниться: при наличии в воздухе приповерхностного волновода амплитуда боковой волны, распространяющейся по направлению ветра, может значительно превышать амплитуду волны, распространяющейся в обратном направлении [11]. Это явление аналогично известному явлению усиления звука в атмосфере при распространении по ветру по сравнению с ослаблением звука в противоположном направлении и хорошо трактуется лучевым рассмотрением задачи [13].

Количественные соотношения вкладов поверхностной боковой волны и нормальных волн в простом случае волновода Пекериса приведены в работе [17], где показано, что в мелком море, глубина которого H не превышает длины волны λ , вблизи границы с воздухом поле суммы нормальных волн и боковой волны по величине одного порядка для определённых значений H/λ . В диапазоне частот ниже критической частоты первой нормальной моды вклад поверхностной боковой волны превышает вклад поля суммы нормальных затухающих и вытекающих волн, и соотношение этих вкладов увеличивается с увеличением расстояния до источника.

Для качественного описания акустических процессов в произвольно стратифицированном океане обратимся к модовому рассмотрению задачи, представляющего сумму нормальных волн, являющихся вычетами подынтегрального выражения (16) и вкладов по берегам разреза, определяющих поверхностную и донную боковые волны. Вклад поверхностной боковой волны уже нами рассмотрен несколько выше. Донная боковая волна обусловлена звуковыми лучами, падающими на поверхность из источника в воздухе в пределах конуса с полууглом, равном углу полного внутреннего отражения от безграничного однородного полупространства, являющего нижним слоем в модели океана. Донная боковая волна аналогично поверхностной экспоненциально затухает при удалении от донной границы внутрь водного слоя и при малой толщине последнего может давать существенный вклад в акустическое поле при расположении приёмника вблизи дна. В отличие от поверхностной боковой волны стратификация ветра и скорости звука в воздухе практически не сказывается на донную волну, т.к. критический угол падения звука для неё в воздушной среде оказывается ещё меньше, чем 13° , потому что скорость звука c_d в нижнем донном слое обычно больше скорости звука в воде и

$\arcsin(c_a/c_g) < 13^\circ$. Боковая донная волна начинается на расстоянии r_d , определяемом выражением $r_d = z_s \cdot \text{tg}[\arcsin(c_a/c_g)] + H \cdot \text{tg}[\arcsin(c_w/c_g)]$.

Прежде чем перейти к модовому рассмотрению задачи, отметим одно важное обстоятельство. В работах [10,18] было показано, что поле в стратифицированном океане от источника, расположенного в воздухе на достаточно малой высоте от поверхности, может быть рассчитано известными методами, заменив лишь воздушный источник эквивалентным источником, расположенным в воде на малой глубине, с соответствующей заменой функции возбуждения каждой нормальной волны, рассчитанной для водного источника. Условие, при котором источник в воздухе может быть заменён источником в воде, определяется формулой:

$$z_s < \frac{\lambda_a}{8\Delta(\cos\theta)}, \quad (17)$$

где λ_a – длина волны в воздухе; $\Delta(\cos\theta)$ – разность углов падения лучей на поверхность воды, заключённых в пределах $\pm 13^\circ$. Например, при максимальной разности

$\Delta = 1 - \cos 13^\circ \approx 0,025$ высота источника должна быть меньше $5\lambda_a$, что для частоты 20 Гц, к примеру, будет составлять величину около 85 метров. Акустическое давление в воде от источника в воздухе будет выражаться суперпозицией n нормальных мод:

$$p(r,z) = i\pi \sum_n [i \exp(i\gamma_n h) / \gamma_n] \Phi_n'(0) \Phi_n(z) \cdot H_0^{(1)}(k_n r), \quad (18)$$

$$(-h \leq 0, \quad 0 \leq z \leq H),$$

где H – глубина океана; $H_0^{(1)}$ – функция Ханкеля первого рода нулевого порядка;

k_n – волновое число нормальной моды; $\gamma_n = \sqrt{k_a^2 - k_n^2}$; k_a – волновое число в воздухе.

Это решение отличается от аналогичного решения для источника в слое воды с абсолютно мягкой верхней границей, в котором функция возбуждения нормальной моды $\Phi_n(d)$ заменена выражением

$$\Phi_n(d) \rightarrow i[\exp(i\gamma_n h) / \gamma_n] \Phi_n'(0), \quad (19)$$

где d – глубина погружения эквивалентного источника в воде; $\Phi_n'(0)$ – производная по z функции возбуждения в точке на поверхности воды.

Если глубина источника мала (обычно принимают $d \approx \lambda/8 - \lambda/4$), то

$$\Phi_n'(0) \approx \Phi_n(d)/d. \quad (20)$$

Кроме того, поскольку $c_a \ll c_n$, где c_n – скорость распространения нормальной моды,

$$\gamma_n \approx k_a - k_n^2 / (2 k_a). \quad (21)$$

Подставив (20) и (21) в (18), получим

$$p(r,z) = i\pi \sum_n [i \exp(ik_a h) \cdot \exp(-i \frac{k_n^2 h}{2k_a})] \frac{\Phi_n(d)}{k_a d} \Phi_n(z) \cdot H_0^{(1)}(k_n r). \quad (22)$$

Если высота источника в воздухе достаточно мала по сравнению с длиной волны, так что фазовые экспоненциальные факторы в (22) можно заменить единицей, то коэффициент возбуждения “n”- й моды для воздушного источника сводится к множителю $\frac{\Phi_n(d)}{k_a d}$.

Таким образом, для расчёта поля в стратифицированном океане от источника, расположенного в воздухе, может быть применён любой известный в гидроакустике алгоритм расчёта поля в океане с абсолютно мягкой верхней границей методом нормальных мод [19 – 21]. Физическая трактовка акустических процессов полностью аналогична трактовке процессов от источника в воде.

Основные закономерности для слоя воды, лежащем на жидком дне можно проследить на случае волновода Пекериса [17]. В этой работе показано, что звуковое поле в водном слое, возбуждаемое источником в воздухе, где все нормальные моды являются вытекающими, боковая поверхностная волна в основном определяет поле на низких частотах. На высоких частотах звуковое поле складывается из суммы нормальных волн и донной боковой волны.

В случае же упругого дна картина может быть существенно иной, и связано это с тем, что в упругой среде могут распространяться многие различные типы волн, в том числе продольные, поперечные (сдвиговые), обменные, а также волны, обусловленные комбинацией продольных и поперечных волн.

Прежде всего заметим, что характер звукового поля будет разным в зависимости от соотношения скоростей сдвиговых волн C_s в упругой среде и скорости звука в воде C_w (при этом предполагается, что скорость продольных волн C_p превышает обе эти скорости).

Рассмотрим вначале случай, когда скорость сдвиговых волн больше максимального значения в вертикальном разрезе скорости звука в водном слое, т.е. $C_w < C_s < C_p$.

На Рис.3-а приведён типичный спектр особых точек функции Грина интегрального представления решения (16) в комплексной области волнового числа $\mathbf{k} = \text{Real}(k) + i\text{Imag}(k)$. Для наглядности спектр получен в отсутствие поглощения во всех средах. Кроме того, часть спектра волновых чисел в воздушной среде не приводится [23].

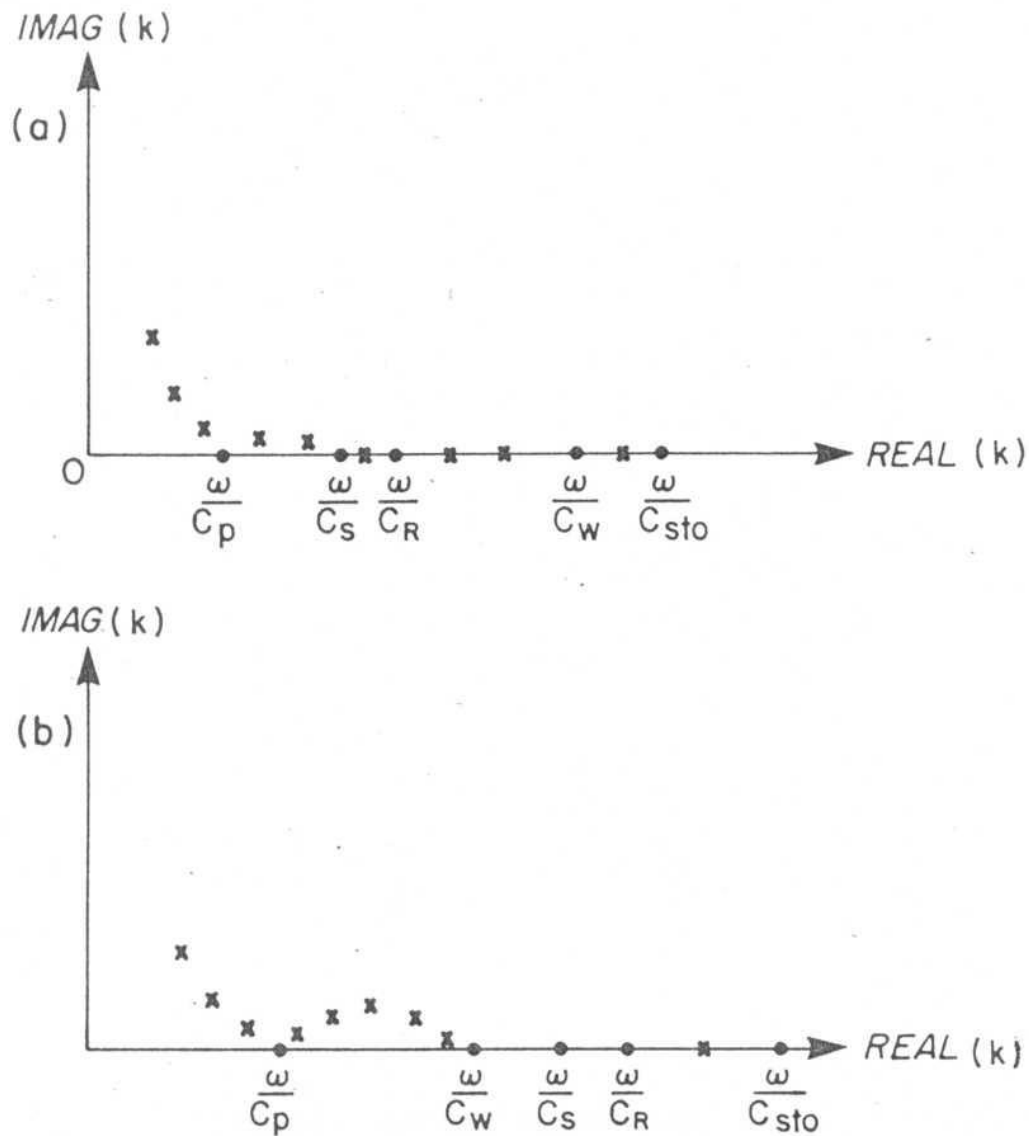


Рис.3

Спектр особых точек функции Грина в комплексной области для двух типов дна:

- (a) – твёрдое дно (скальные породы); $C_s > C_w$
- (b) – «размягчённое» дно (меловая порода, плотный песок); $C_s < C_w$

Из рисунка видно, что левее значения волнового числа для продольных волн $k_p = \omega/C_p$, определяющего донную волну, расположены быстро затухающие нормальные неоднородные моды (коэффициент их затухания $\delta = \text{Im}(k) > 0$). Эти волны принимаются во внимание, как и для рассмотренного выше волновода Пекериса с жидким дном, только вблизи источника. Далее, между значениями k , расположенными между k_p и $k_w = \omega/c_w$ (волновое число в слое жидкости) находятся полюса, определяющие нормальные волны в

воде. Волновые числа, заключённые между k_p и $k_s = \omega/c_s$ (волновое число сдвиговых волн) имеют небольшую мнимую часть, что характеризует эти волны как затухающие, они быстро исчезают при увеличении горизонтального расстояния r . Правее волнового числа сдвиговых волн находится волновое число, соответствующее поверхностной волне типа рэлеевской. Вообще, чисто рэлеевская поверхностная волна существует всегда на границе твёрдого тела с вакуумом, она не обладает дисперсией и её скорость немного меньше скорости сдвиговых волн (см., например, [1]). В нашем случае эта волна несколько видоизменена, поскольку верхняя воздушная среда не является вакуумом, и, во-вторых, между воздухом и твёрдым пространством существует жидкий слой. В жидком слое, лежащем на упругом полупространстве всегда присутствует одна мода, называемая волной Шолтэ. Это – нулевая мода; она не имеет критической частоты, в отличие от нормальных волн более высоких номеров и от случая волновода, лежащего на жидком полупространстве. На очень низких частотах её скорость распространения приближается к скорости квазирэлеевских волн; на таких частотах толщина водного слоя становится пренебрежимо малой по сравнению с длиной звуковой волны, и поле будет определяться суммой боковой поверхностной волны и квазирэлеевской волны.

На очень высоких частотах эффективная толщина водного слоя оказывается бесконечной, фазовая скорость волны Шолтэ стремится к скорости волн Стоунли c_{sto} на границе раздела жидкость – твёрдое тело. Волновое движение в этом случае сосредоточено вблизи границы раздела и спадает экспоненциально при отходе от поверхности в обе стороны. Волна Стоунли также не обладает дисперсией, она определяется лишь плотностями и упругими параметрами граничащих сред. Поле в слое воды на высоких частотах вблизи границы с воздухом определяется, как и в случае волновода Пекериса, в основном, суммой поверхностной боковой волны и нормальных волн. Вблизи же границы с упругим пространством – суммой нормальных волн и волны Стоунли.

Волна Шолтэ имеет дисперсию, её волновое число k_{sh} лежит в пределах между волновыми числами квазирэлеевских волн k_R и волн Стоунли k_{sto} и может быть как меньше, так и больше волнового числа в воде (в случае $c_R > c_w$).

Рассмотрим теперь другой случай, когда скорость сдвиговых волн меньше скорости звука в воде, т.е.

$$c_s < c_w < c_p. \quad (24)$$

Это может наблюдаться в большинстве случаев таких морей, когда верхним слоем грунта являются илистые осадки или водонасыщенные малоконсолидированные пески.

Спектр волновых чисел приведён на Рис.3 – б. Здесь, как и в предыдущем случае, неоднородные сильно затухающие моды лежат левее волнового числа продольных волн, но затухающие моды присутствуют при всех значениях k , лежащих между волновым числом продольных волн и максимальным значением волнового числа в воде, т.е. все моды являются вытекающими. Помимо затухающих нормальных волн, экспоненциально спадающими с расстоянием, всегда присутствует одна незатухающая волна Шолтэ, скорость которой также зависит от частоты и лежит в пределах между скоростями волн Рэлея и Стоунли, но всегда меньше скорости сдвиговых волн и скорости звука в воде.

На рисунках 4 – 6 приведены примеры расчётов функции Грина G в логарифмическом масштабе для частоты 50 Гц в однородном слое воды толщиной 200 м от источника, расположенного в воздухе на высоте 10 м над уровнем моря. Расчёты проведены для трёх случаев типов дна:

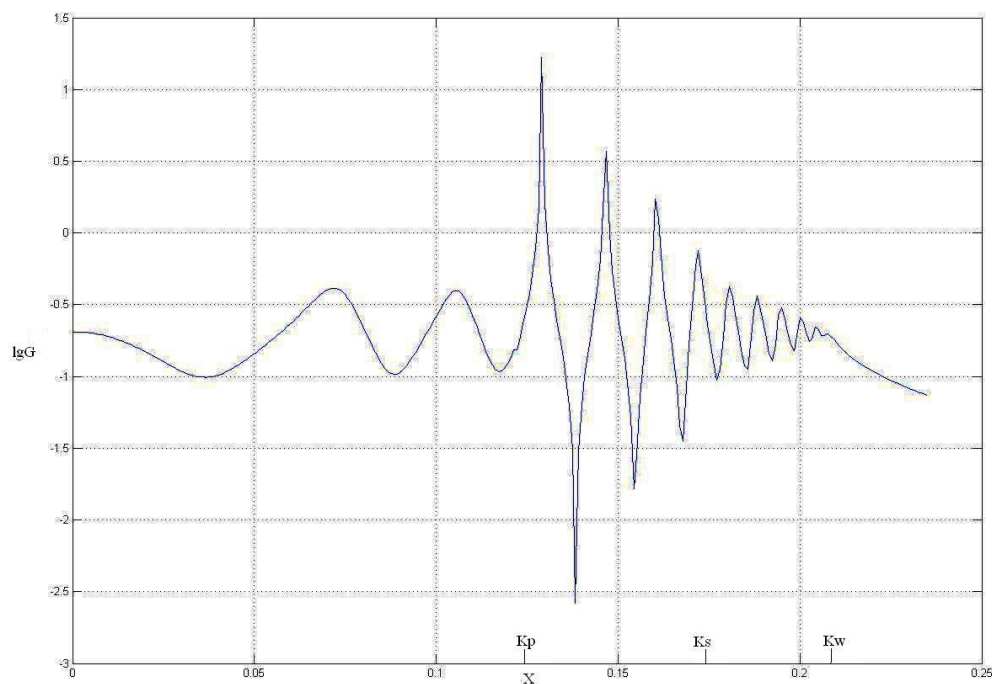
- твёрдое дно (скальные породы); $C_p > C_s > C_w$ (Рис.4, гидрология 1);
- «размягчённое» дно (меловая порода, песок); $C_s < C_w < C_p$ (Рис.5, гидрология 2);
- между слоем воды и «размягчённым» грунтом находится полужидкий илистый слой толщиной 50 м (Рис.6, гидрология 3).

Параметры сред [24]:

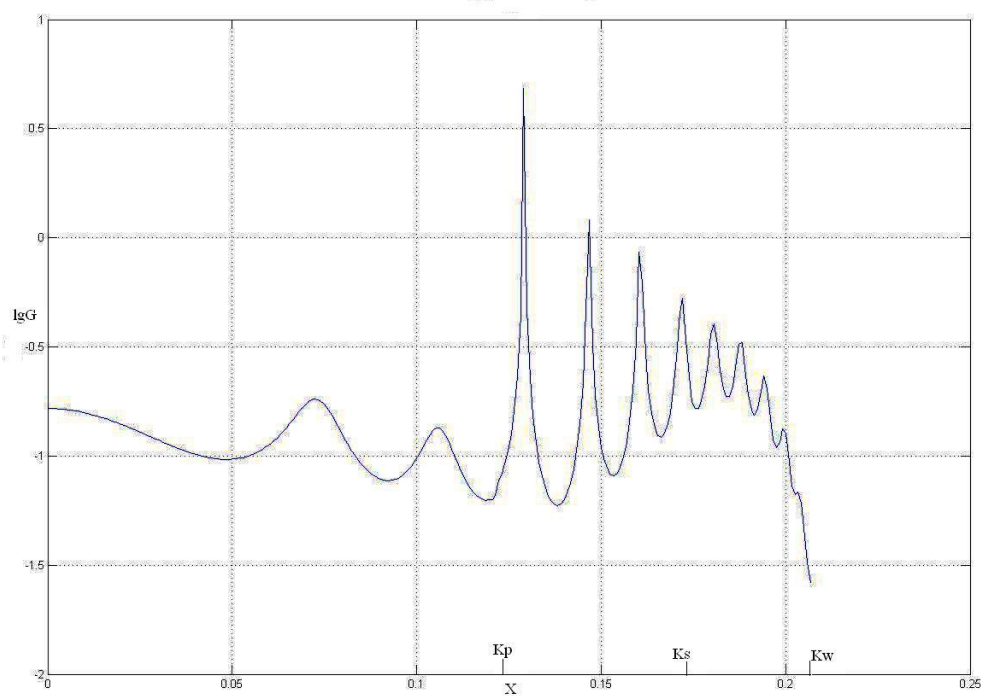
- Вода – плотность 1 тн/куб.м; скорость звука $C_w = 1500$ м/с.
- Воздух – плотность 1,29 кг/куб.м; скорость звука $C_a = 334$ м/с.
- Твёрдый грунт – плотность 2,5 тн/куб.м; скорость продольных волн $C_p = 2600$ м/с; скорость сдвиговых волн $C_s = 1800$ м/с.
- Размягчённый грунт – плотность 2,0 тн/куб.м; скорость продольных волн $C_p = 1800$ м/с; скорость сдвиговых волн $C_s = 700$ м/с.
- Илистый грунт – плотность 1,45 тн/куб.м; скорость продольных волн $C_p = 1450$ м/с; скорость сдвиговых волн $C_s = 250$ м/с.

Коэффициенты поглощения в скальных и меловых грунтах приняты: для продольных волн 0,01 дБ/(м·кГц), для сдвиговых волн 6 дБ/(м·кГц); коэффициент поглощения в илистых грунтах = 0,2 дБ/(м·кГц) для продольных волн и 6 дБ/(м·кГц) для сдвиговых.

Функции Грина рассчитаны для двух заглублениях приёмника: вблизи границы раздела с воздухом на глубине 10 м и вблизи дна на глубине 190 м.

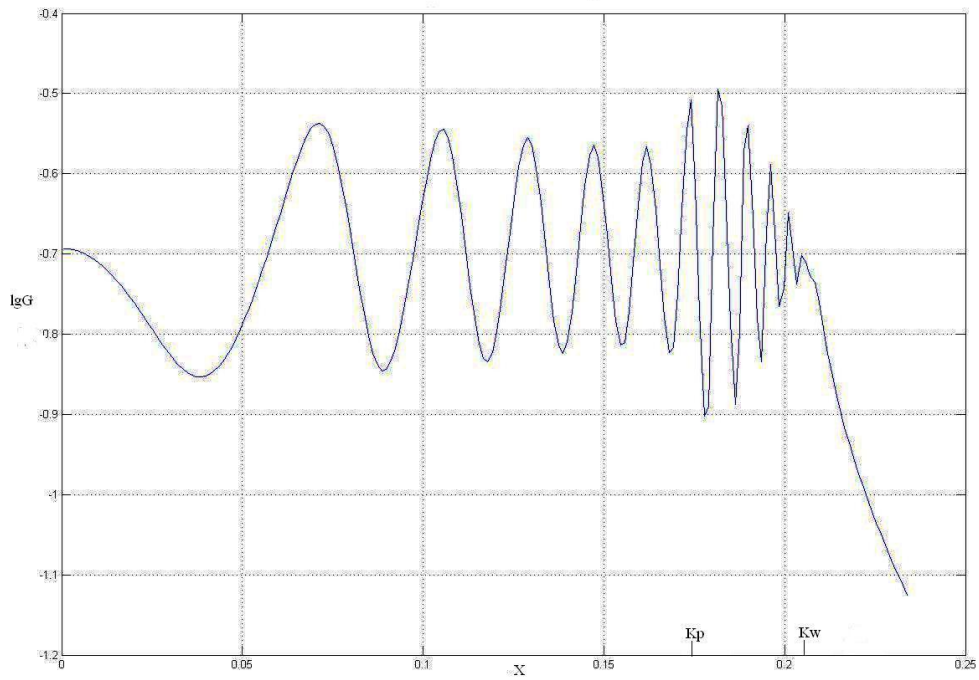


а).

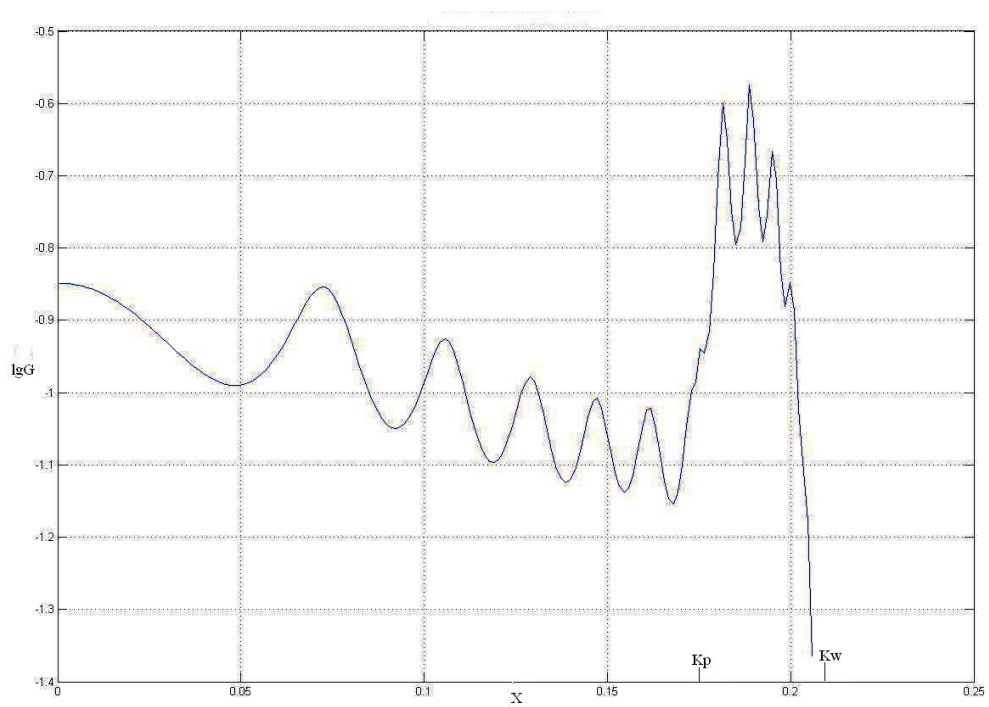


б).

Рис.4. Логарифм функции Грина для частоты 50 Гц на глубине 10 м (а) и 190 м (б) в однородном слое воды, лежащем на однородном твёрдом грунте (гидрология 1). K_p – волновое число продольных волн в грунте; K_s – волновое число сдвиговых волн в грунте; K_w – волновое число в воде

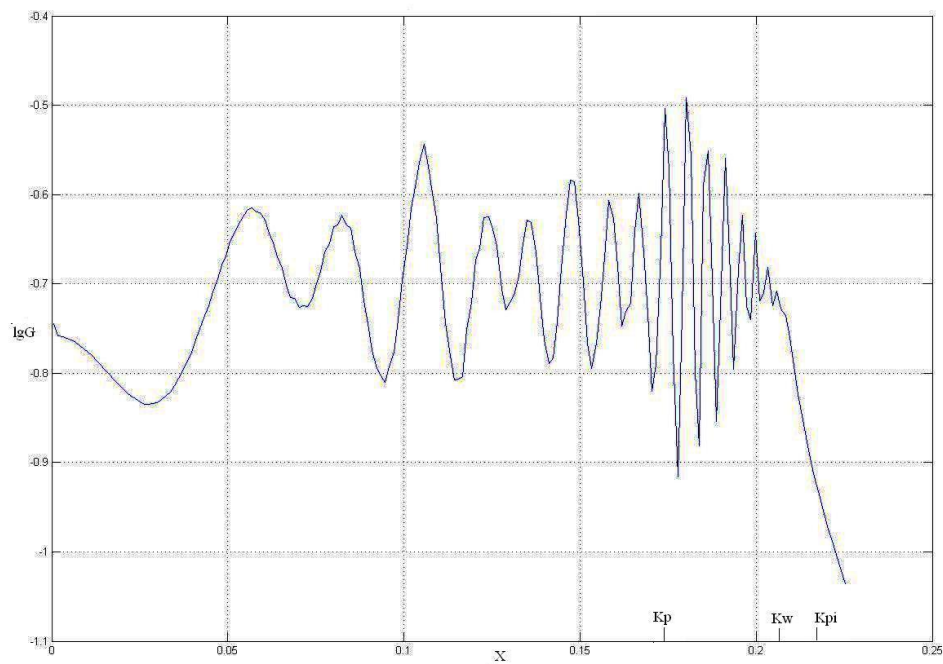


а).

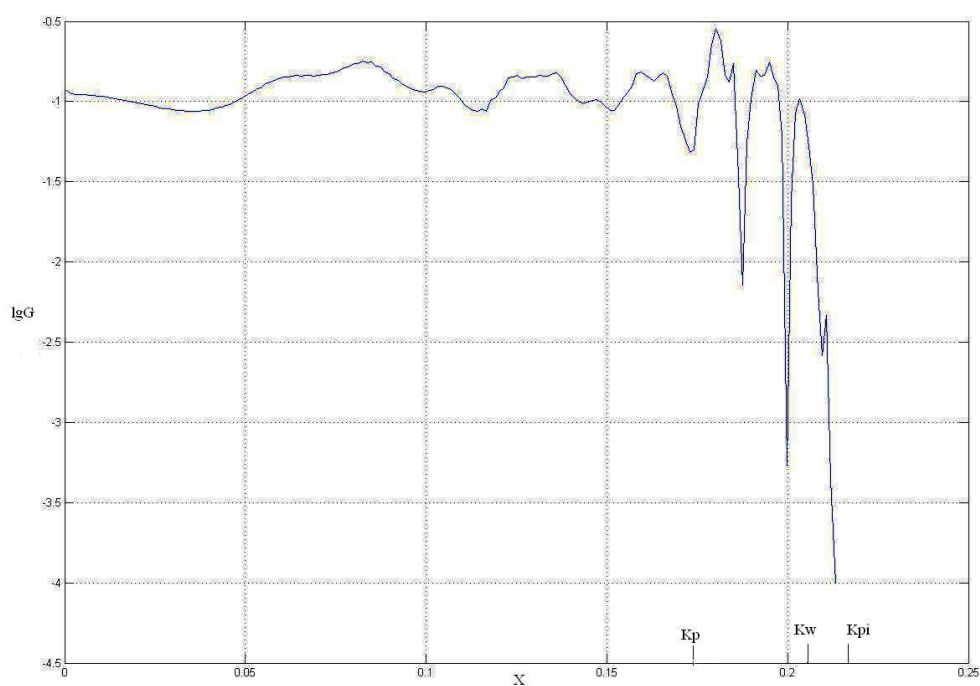


б).

Рис.5. Логарифм функции Грина для частоты 50 Гц на глубине 10 м (а) и 190 м (б) в однородном слое воды, лежащем на однородном «размягчённом» грунте (гидрология 2). K_p – волновое число продольных волн в грунте; K_w – волновое число в воде



а).



б).

Рис.6. Логарифм функции Грина для частоты 50 Гц на глубине 10 м (а) и 190 м (б) в однородном слое воды над полужидким илистым слоем толщиной 50 м, лежащем на однородном «размягчённом» грунте (гидрология 3). K_p – волновое число продольных волн в меловом грунте; K_w – волновое число в воде; K_{pi} – волновое число продольных волн в илистом грунте

На рисунках 7 – 10 приведены примеры расчётов звукового давления в однородном слое воды, когда источник расположен в воздухе. Расчёт проводился методом непосредственной численной оценки (быстрая полевая программа) интеграла (16) [11].

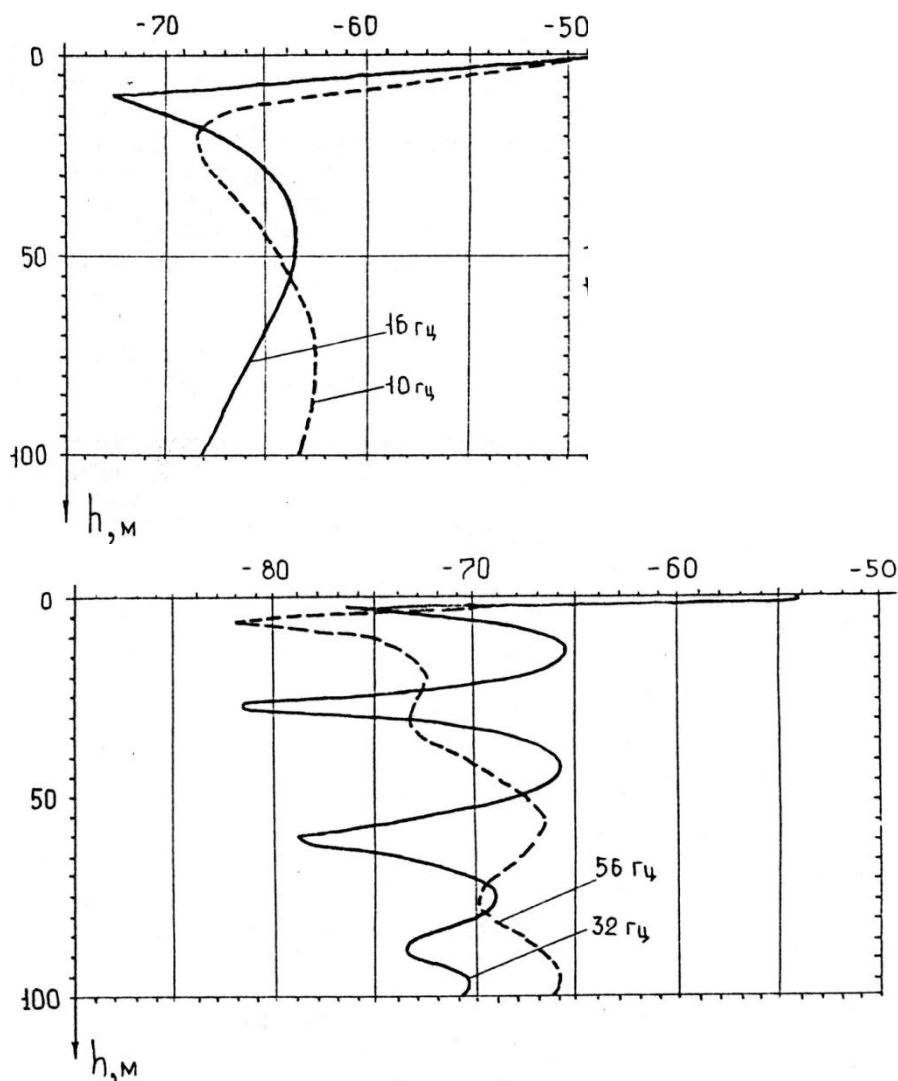


Рис.7

Вертикальное распределение амплитуды звукового давления в дБ в слое воды толщиной 100 м для разных частот на расстоянии 1 км от источника, расположенного в воздухе на высоте 25 м

Из рисунков можно увидеть, во-первых, влияние поверхностной боковой волны и её интерференцию с нормальными волнами, когда приёмник находится близко к поверхности, и, во-вторых, влияние сдвиговой упругости грунта, приводящей к более быстрому спаду поля с расстоянием. Влияние поверхностной боковой волны особенно отчётливо видно на Рис.7 на глубинах до $\frac{1}{4}$ длины волны, когда амплитуда поверхностной волны спадает примерно в 5 раз.

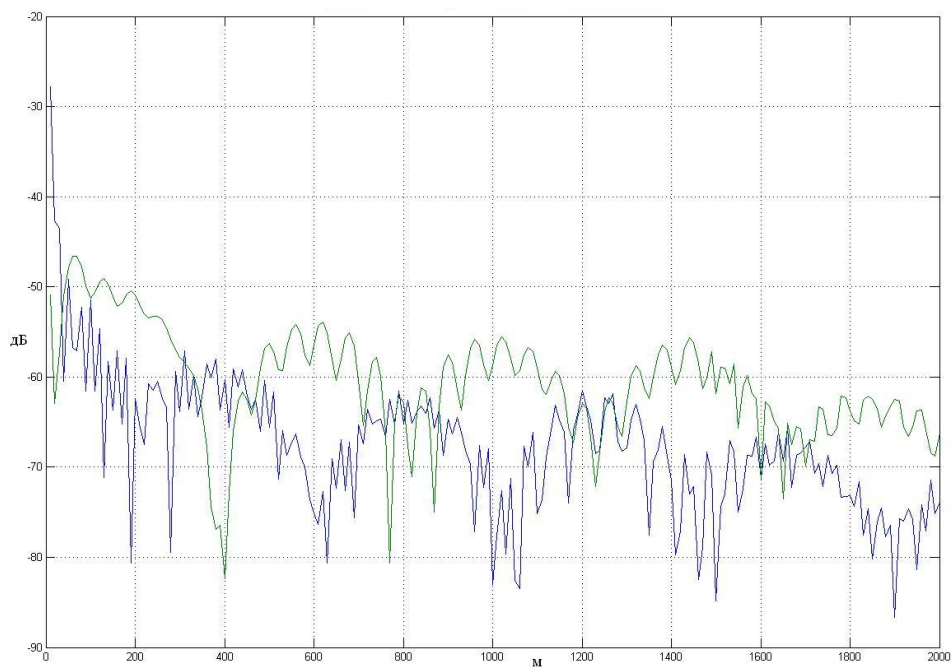


Рис. 8. Кривые спада с расстоянием амплитуды звукового давления в воде для гидрологии 1. Синяя кривая – для приёмника на глубине 10 м; зелёная – для приёмника на глубине 190 м

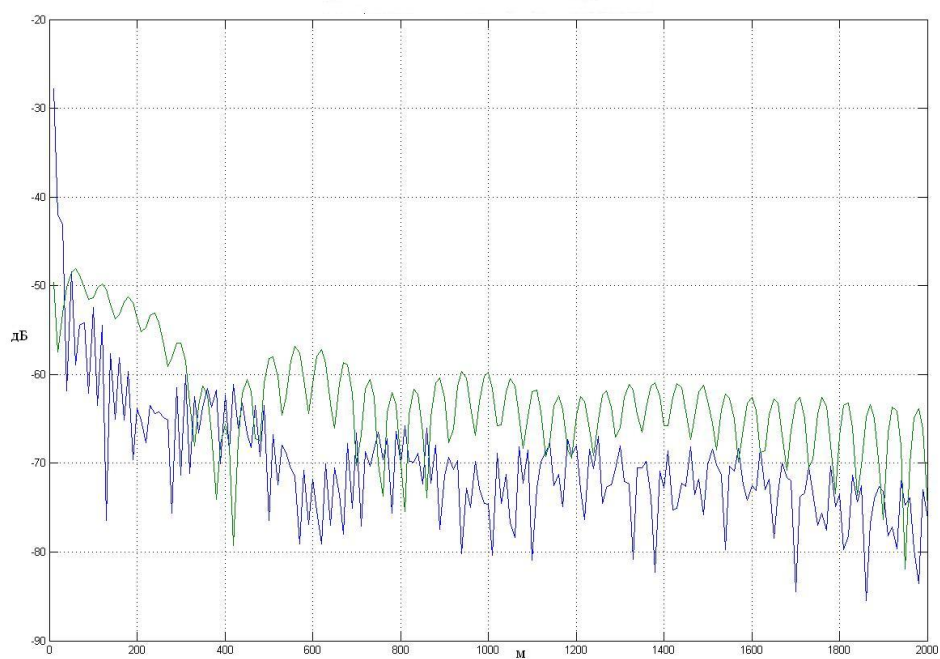


Рис.9. Кривые спада с расстоянием амплитуды звукового давления в воде для гидрологии 2. Синяя кривая – для приёмника на глубине 10 м; зелёная – для приёмника на глубине 190 м

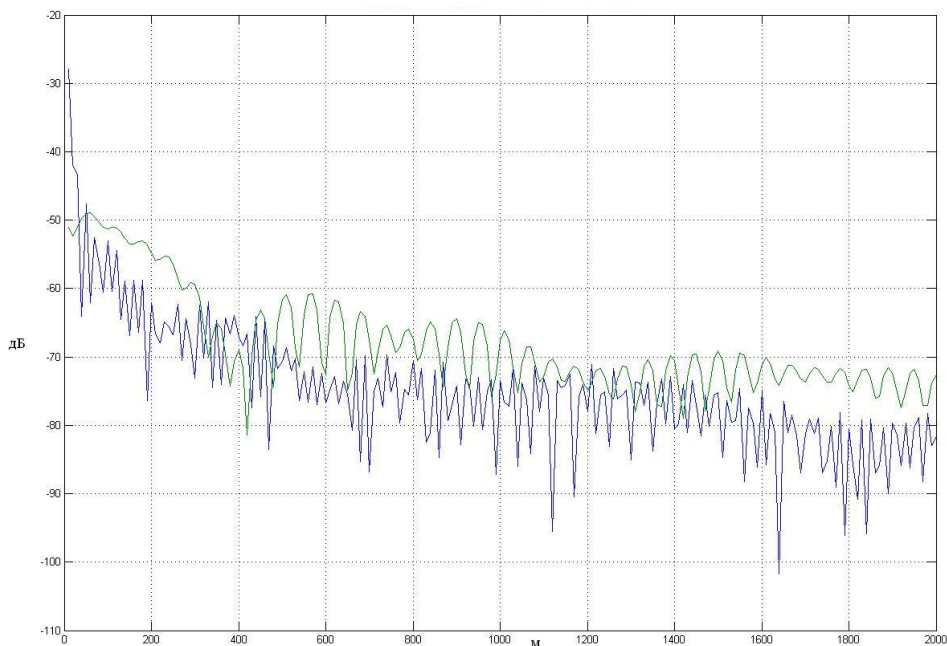


Рис.10. Кривые спада с расстоянием амплитуды звукового давления в воде для гидрологии 3. Синяя кривая – для приёмника на глубине 10 м; зелёная – для приёмника на глубине 190 м

На Рис.8 – 10 изображены кривые спада с расстоянием амплитуды звукового давления в воде для частоты 16 Гц на разных глубинах приёмника (вблизи поверхности и вблизи дна) для трёх типов грунтов.

Для этих графиков скорость звука в воздухе равна 334 м/с, плотность – 1,29 кг/м³; скорость звука в воде 1500 м/с, плотность – 10³ кг/м³.

Из рисунков можно проследить, как влияет сдвиговая упругость на характер спада поля с расстоянием: амплитуда звукового давления падает гораздо быстрее, когда дно упругое, а скорость сдвиговых волн меньше скорости звука в воде.

Возможен ещё один случай, когда скорость звука в грунте меньше скорости звука в воздухе. Такой вариант может иметь место в достаточно мелких морях или пресноводных водохранилищах, когда дно имеет довольно толстый осадочный слой, состоящий из воздухомыщенного ила с большим коэффициентом поглощения звуковых волн. В этом случае на низких частотах может произойти резонанс совпадения, когда фазовая скорость поверхностной боковой волны совпадёт с фазовой скоростью волн в грунте, т.е. с фазовой скоростью донной боковой волны. Тогда, если толщина водного слоя достаточно мала по сравнению с длиной волны, поле в слое воды от источника в воздухе может возрасти до значительных величин вследствие суперпозиции обеих боковых волн, бегущих вдоль слоя

и постоянно подпитывающих друг друга. Это – теоретически возможный случай; эксперименты в этом направлении не проводились.

Если в случае мелкой воды толщина водного слоя порядка или меньше длины волны и для скорости звука в воде $C(z)$ принималось некоторое среднее постоянное значение C_w , то для глубокой воды это уже недопустимо, что и является наиболее характерным свойством глубокой воды; непрерывное изменение $C(z)$ в глубоком океане оказывает особенно сильное влияние на дальнейшее распространение звука.

Поскольку, как уже отмечалось выше, поле в стратифицированном океане от источника, расположенного в воздухе, можно определить известными в гидроакустике методами, заменив источник в воздухе эквивалентным источником в воде, качественное и количественное рассмотрение задачи в глубоком стратифицированном океане может быть основано на известных многочисленных работах отечественных и зарубежных авторов (см., например, [1, 19, 20 - 22]).

Поле в воздушной среде над водной поверхностью будет определяться только характером стратификации атмосферы, поскольку коэффициент отражения звука от границы воздух – вода близок к единице.

Если атмосфера однородна, то звуковое давление будет равно сумме прямого и отражённого от воды сигналов, т.е. интерференции сигналов с учётом разности фаз между ними, обусловленной разностью длин путей прямого и отражённого сигнала. С увеличением расстояния разности амплитуд и фаз уменьшаются и осцилляции давления уменьшаются по величине, период осцилляции увеличивается, поле в пределе стремится к величине, в 2 раза превышающей значение уровня сигнала, спадающего по сферическому закону в однородной безграничной среде.

Наличие стратификации, особенно стратификации скорости ветра и его направления, приводит к более сложной интерференционной картине: рефракция прямой и отражённой от воды волн, волноводное распространение звука в подветренном распространении (по вектору скорости ветра) и антиволноводному распространению в наветренном направлении (против направления скорости ветра), когда на некотором расстоянии от источника образуется зона акустической тени. Рефракция звуковых лучей определяется градиентом скорости звука в атмосфере. Скорость звука векторно складывается со скоростью ветра и растёт пропорционально корню квадратному из температуры.

Рефракция звука из-за температурного градиента является симметричной относительно источника; рефракция из-за ветрового градиента несимметрична, в

результате чего даже небольшие градиенты скорости ветра и температуры могут по-разному воздействовать на звуковое поле на расстоянии в противоположных направлениях от источника. Разница уровней сигналов в этих направлениях может достигать до 30 и более децибел; с увеличением расстояния сильнее сказывается несимметричность рефракции [13].

Расчёт полей в такой среде осуществляется либо лучевыми методами (на высоких частотах), либо волновыми (методом непосредственной численной оценки интеграла (14) или методом нормальных волн). Два последних метода дают примерно одинаковые оценки значения поля на расстояниях, превышающих длину звуковой волны.

На Рис.11 приведена расчётная теневая картина амплитуды звукового давления от гармонического источника частоты 100 Гц над абсолютно отражающей границей, коэффициент отражения от которой равен 1, в децибелах по отношению к полю в однородной атмосфере. Координаты источника равны $X = 0$, $Y = 0$. Высота источника равна 50 м, высота приёмника – 1,8 м. На Рис.12 приведены соответствующие этому случаю вертикальные профили скорости звука, скорости и направления ветра. Расчёт проводился методом прямой численной оценки интеграла (14) с применением быстрого преобразования Фурье (БПФ) [14].

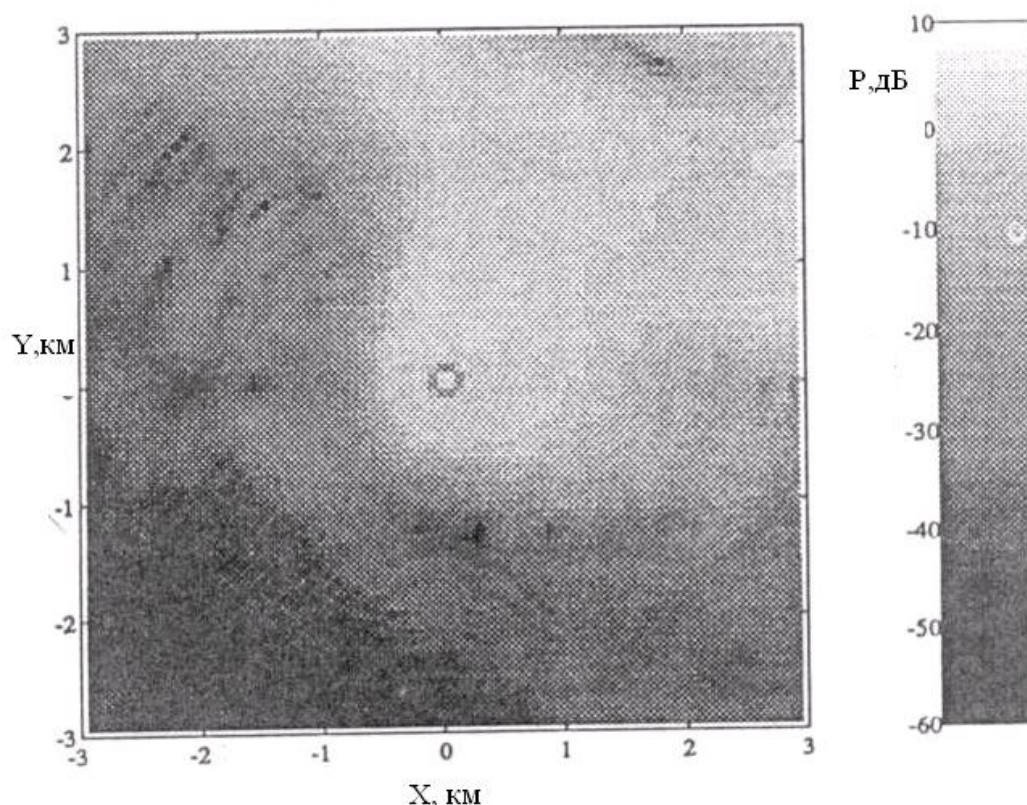


Рис.11. Теневое распределение уровня звукового давления в атмосфере в горизонтальной плоскости на высоте приёмника 1,8 м над поверхностью воды (по отношению к сферическому расхождению). Высота излучателя 50 м. Частота 100 Гц.

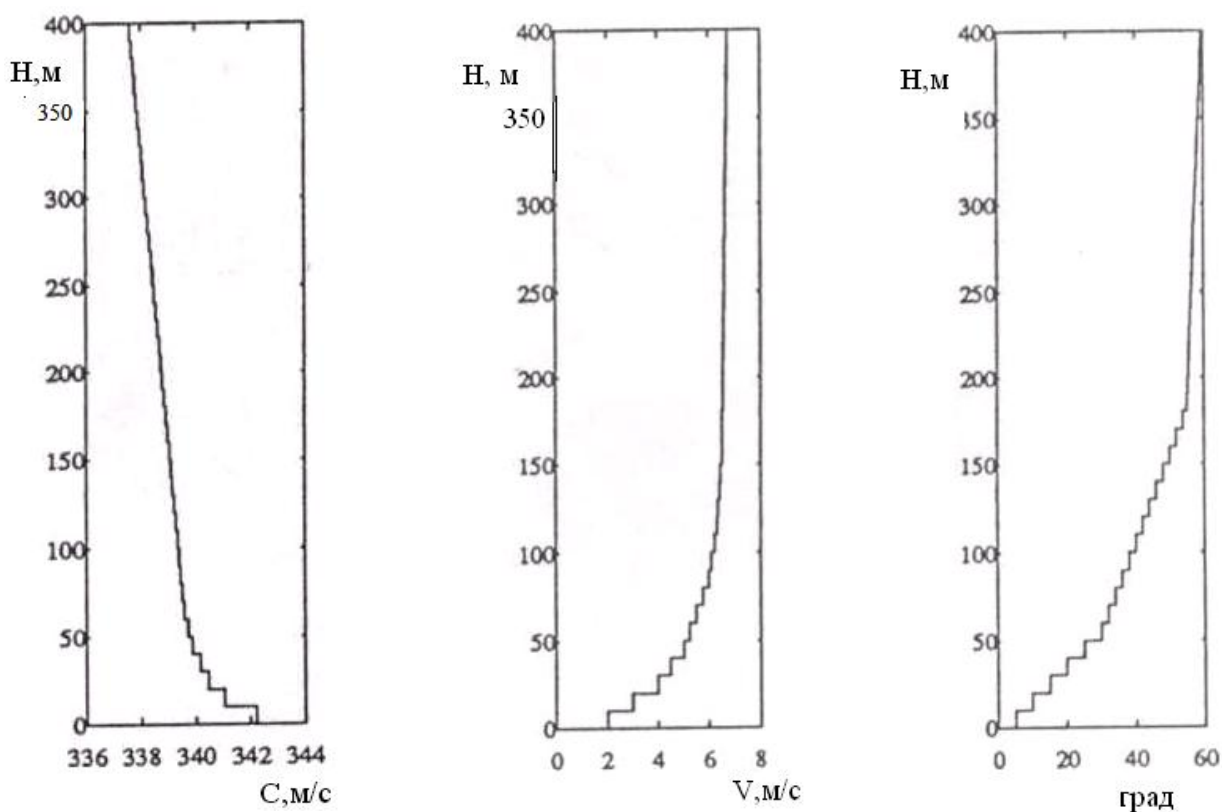


Рис.12. Вертикальные профили скорости звука C , скорости V и направления ветра, принятые в расчётах картины на Рис.11

Из рисунка можно увидеть, что звуковое поле, во-первых, несимметрично относительно положения источника, во-вторых, на достаточно больших расстояниях, превышающих 1 км, уровни сильно отличаются (более 40 дБ) для разных направлений относительно направления ветра (за направление ветра φ_0 на уровне отражающей поверхности принято положительное направление оси X).

Мы рассмотрели качественную картину особенностей распространения низкочастотного сигнала в водном слое и атмосфере над поверхностью воды от источника, находящегося в воздухе. Основные выводы теоретического анализа следующие:

1. На характер звукового поля в воздушной среде сильно влияет стратификация атмосферы (распределение скорости звука, распределение скорости и направления ветра по высоте), приводящая к волноводному распространению звука в попутном направлении ветра (вдоль вектора скорости ветра) и антиволноводному распространению в наветренном направлении (против направления скорости ветра).

2. Звуковое поле в слое воды определяется суперпозицией нормальных волн, распространяющихся в слое, и боковых волн – поверхностной и донной. Первая из них существенна вблизи водной поверхности, вторая – у дна. На поверхностную боковую волну оказывает влияние стратификация атмосферы, поскольку основной путь эта волна проходит в воздушной среде.
3. Наличие сдвиговой упругости грунта приводит к появлению дополнительной нормальной моды, не имеющей критической частоты и зависящей от частоты и упругих характеристик граничащих сред (дна и воды). Это – волна Шолтэ, переходящая на высоких частотах в волну Стоунли на границе упругого и жидкого полупространств, на низких – в квазирелеевскую волну на границе упругого полупространства и воздушной среды. Кроме того, сдвиговая упругость обуславливает более быстрое спадание звукового поля в воде с расстоянием, особенно в случае, когда скорость сдвиговых волн меньше скорости звука в воде и все нормальные волны являются вытекающими.

Список литературы

1. Л.М.Бреховских. Волны в слоистых средах. – М., «Наука», 1973, 344 с.
2. E.Gerjuoy. Refraction of waves from a point source into a medium of higher velocity. – *Phis.Rev.*, 1948, v.73, 1442-1449.
3. A.A.Hudimac. Ray theory solution for the sound intensity in water due to a point source about it. – *JASA*, 1957, v.29, 916-917.
4. H.Medwin, J.D.Hagy. Helmgoltz – Kirchhoff theory for sound transmission through a statistically rough plane interface between dissimilar fluids. – *JASA*, 1972, v.51, 1083-1090.
5. R.W.Young. Sound pressure in water from source in air and vice versa. – *JASA*, 1973, v.53, 1708-1716.899-905.
6. M.S.Weinstein, A.G.Henney. Wave solution for air-to-water sound transmission. – *JASA*, 1965,v.37.
7. R.J.Urick. Noise signature of an aircraft in level flight over the sea. – *JASA*, 1972, v.52, 993-999.
8. О.В.Кудрявцев, В.И.Бычихин. Звуковое поле в слое воды от излучателя, расположенного в воздухе. – Сб. докл. VII Всесоюзной науч.-техн. конф. по информационной акустике, М., 1981, 156-159.
9. Ж.Сарако. Звукопроницаемость на границе воздух- вода. Пер. с фр. № С-71127 ВЦП, М., 1989.

10. D.M.F.Chapman, P.D.Ward. The normal-mode theory of air-to-water sound transmission in the ocean. – JASA, 1990, v.87, 601-618.
11. О.В.Кудрявцев, Е.Г.Дорохова. Влияние стратификации нижних слоёв атмосферы на прохождение звука из воздуха в воду. – Докл. на II Междунар. Акуст. семинаре МАПР, 1988.
12. A.D.Pierce. Wave equation for sound in fluids with unsteady inhomogeneous flow. – JASA, 1990, v.87, 2292-2299.
13. В.Е.Осташёв. Распространение звука в движущихся средах. – М., «Наука», 1992, 208 с.
14. D.K.Wilson. Sound field in a horizontally stratified moving medium. – JASA, 1992, v.92, 2405-2406.
15. M.J.Buckingham. Octan-acoustic propagation models. – J. d'Acoustique, 1992, v.5, N 3, 273-283.
16. F.R.DiNapoli, R.L.Deavenport. Theoretical and numerical Green's function field solution in a plane multilayered medium. – JASA, 1980, v.67, N1.
17. Е.Л.Бородина, А.И.Хилько, В.Н.Широков. Структура акустических полей в водном слое при возбуждении его источником, расположенном в воздухе. – Акуст. журн., 1992, т.38, в.4, 609-915.
18. D.M.F.Chapman, D.J.Thomson, D.D.Ellis. Modeling air-to-water sound transmission using standard numerical codes of underwater acoustics.– JASA, 1992, v.91, N4, pt.1, 1904-1910.
19. Акустика океана. Пер. с англ. под ред. Дж.Де Санто. – М., «Мир», 1982, 320 с.
20. Распространение волн и подводная акустика. Пер. с англ. под ред. Дж.Келлера и Дж.Пападакиса. – М., «Мир», 1980, 230 с.
21. Н.Е.Мальцев. Математическое моделирование звуковых полей в океане. – Акустика океана. Современное состояние. – М., «Наука», 1982, 5-24.
22. И.Толстой, К.С.Клей. Акустика океана. – М., «Мир», 1969.
23. D.M.F.Chapman, P.D.Ward, D.D.Ellis, The effective depth of a Pekeris ocean waveguide, including shear wave effects .– JASA, 1989, v.85, N2, 648-653.
24. Л.А.Беспалов, А.М.Державин, О.В.Кудрявцев, А.Г.Семёнов. О моделировании сейсмоакустического поля низкочастотного источника при изменении структуры донной толщи океана. – Акуст.журн., 1999, т.45, в.1, 25 – 17.