

УДК 537.23

АНИЗОТРОПИЯ ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ШУМА В ПРИБРЕЖНОЙ ОБЛАСТИ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМОЙ ДНА И ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ ЗВУКА

© 2003 г. Н. Н. Комиссарова

*Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника, 4*

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 27.03.2002 г.

Исследуются особенности анизотропии поля поверхностных источников шума в прибрежной области с произвольной трехмерной формой дна в условиях произвольного профиля скорости звука. Приведены результаты расчетов, выполненных по программе, включающей в себя два этапа. На первом – происходит расчет горизонтальных лучей, т.е. проекций на горизонтальную плоскость реальных лучей, многократно отраженных от дна и поверхности моря. На втором этапе суммируются вклады источников шума, расположенных на площадках, вырезаемых на поверхности моря узкой лучевой трубкой, выходящей из точки наблюдения в заданном направлении. Расчеты показали, что шумовое поле в прибрежной области существенно анизотропно, причем не только в вертикальной плоскости, что характерно для глубокого океана, но и в горизонтальной.

Численные и аналитические модели поля поверхностных источников шума хорошо представлены для случая горизонтально стратифицированного океана. В основу расчетов параметров шумового поля на низких частотах положены модовые представления [1–3], для высоких частот хорошие результаты дает применение лучевой теории [4–7]. Вместе с тем модель стратифицированного океана не позволяет объяснить ряд экспериментально наблюдаемых эффектов. В статье [8] содержится обзор экспериментальных работ по измерениям характеристик шумовых полей в океане, которые показывают, что направленность шумовых полей (в вертикальных и горизонтальных плоскостях) на низких частотах в глубоком море можно объяснить главным образом наличием поверхностных шумов и шумов судоходства в районах континентального шельфа, склона и подводных гор, а также особенностями распространения звука в этих районах.

В связи с этим развивались модели шумового поля, применимые к волноводу, параметры которого зависят от пространственных координат. Адиабатическое приближение теории нормальных волн было положено в основу расчетов характеристик шумового поля поверхностных источников в глубоком море на низких частотах в работе [9], где приведены примеры расчета для среды, моделирующей наличие горы, склона, океанического фронта, а также отдаленного шторма. Близкий к этому подход использован в работе [10] для расчета шума судоходства в прибрежных водах Средиземного моря, причем до-

стигнуто хорошее совпадение между экспериментальными данными и расчетом. В работе [11] использован лучевой подход и при некоторых упрощающих предположениях получены аналитические выражения для направленности шумового поля поверхностных источников в условиях наклонного дна при разных профилях скорости звука. В этих работах показано, что наличие берегового склона приводит к тому, что шум поверхностных источников из этого района попадает в подводный звуковой канал и распространяется с малым затуханием на большие расстояния. При этом в глубоком море вместо провала в вертикальной характеристике направленности шума, соответствующего углам прихода не выходящих к поверхности водных лучей, появляется широкий плавный максимум (“пьедестал”). Лучевой подход позволил также удовлетворительно объяснить влияние на вертикальную анизотропию шумового поля таких крупных неоднородностей, как наличие подводных гор, линз, внутренних волн, которые явились причиной засветки зоны углов рефракционного минимума, наблюдаемой в экспериментах, проведенных в различных районах Мирового океана [12, 13].

Однако эти работы не выходят за рамки “Nx2D приближения”, которое предполагает учет изменений параметров среды только вдоль прямой, соединяющей источник и приемник. Вместе с тем известно [14, 15], что луч вследствие многократных отражений от дна и поверхности не сохраняет свое первоначальное направление в горизонтальной плоскости, а заворачивается (бати-

метрическая рефракция); его горизонтальная траектория определяется не только параметрами среды, но зависит и от угла скольжения в точке выхода. Таким образом, как отмечено в [11], "Nх2D приближение" удобно, но не достаточно корректно в условиях наклонного дна. Использование в работе [16] достаточно простой модели прибрежной области позволило провести точный трехмерный лучевой расчет направленности шумового поля поверхностных источников. Модель среды представляла собой изоскоростной клин, лежащий на полупространстве, для которого задана зависимость коэффициента отражения от угла скольжения волны. Метод мнимых изображений позволил получить удобные формулы, определяющие все параметры луча в трехмерном пространстве клина, и рассчитать зависимость характеристики анизотропии от азимутального угла и угла скольжения для разных параметров дна. Недостатком этого подхода является отсутствие учета такой важной характеристики среды, как профиль скорости звука. Более подробную информацию о различных моделях шумов океана можно найти в обзорах [17, 18].

Данная работа посвящена расчетам параметров шумового поля поверхностных источников в трехмерном волноводе с произвольной зависимостью глубины от двух горизонтальных координат и с заданным (произвольным) профилем скорости звука. В качестве модели среды рассматривается волновод, топография дна которого задается зависимостью глубины моря H от двух горизонтальных координат x, y . Предполагается, что $H(x, y)$ произвольная, но медленно меняющаяся функция горизонтальных координат. Скорость звука зависит от вертикальной координаты. Источники шума равномерно распределены на поверхности моря и обладают характеристикой направленности $D(\vartheta)$, где ϑ – угол, отсчитываемый от поверхности.

Часто используемый в расчетах шумового поля в волноводах подход заключается в следующем. Выпускаем из точки приема $P(x_P, y_P, z_P)$ узкую лучевую трубку с телесным углом $d\Omega_P$, в центре которой находится луч с углами выхода ϑ_P (угол скольжения), φ_P (азимутальный). Луч многократно отражается от дна и поверхности волновода, а соответствующая ему лучевая трубка вырезает на поверхности моря площадку S_i площадью dS_i , причем

$$dS_i = \Delta S_i / \sin \bar{\vartheta}_i, \quad (1)$$

где $\bar{\vartheta}_i$ – угол скольжения луча у поверхности, зависящий от номера i отражения луча; ΔS_i – площадь поперечного сечения трубки вблизи площадки S_i . Вклад i -й площадки в шумовое поле,

приходящее в точку P с направления, задаваемого углами ϑ_P, φ_P , определяется выражением

$$dJ_i = WD(\bar{\vartheta}_i)I(S_i, P)\exp(-\delta\rho_i)dS_i, \quad (2)$$

где W – плотность мощности поверхностных источников, излучаемая в единичный телесный угол в вертикальном направлении, $D(\bar{\vartheta})$ – характеристика направленности источников шума

$$D(\bar{\vartheta}) = \sin^2 \bar{\vartheta}, \quad (3)$$

$I(S_i, P)$ – интенсивность поля, создаваемого в точке приема P точечным источником, расположенным в точке S_i (без учета затухания); δ – коэффициент затухания звука в воде; ρ_i – длина пути луча в горизонтальной плоскости от точки P до S_i .

В силу принципа взаимности интенсивность поля, создаваемого в точке P точечным источником, расположенным в точке S_i , равна интенсивности поля, создаваемого в точке S_i источником, расположенным в точке P , то есть $I(S_i, P) = I(P, S_i)$. Таким образом, вклад i -й площадки в шумовое поле, принимаемое в точке P с направления, определяемого углами ϑ_P, φ_P , равен

$$dJ_i = WD(\bar{\vartheta}_i)I(P, S_i)\exp(-\delta\rho_i)\Delta S_i / \sin \bar{\vartheta}_i. \quad (4)$$

Выделим отдельным множителем потери энергии при многократных отражениях от дна луча, вышедшего из точки P в направлении, задаваемом углами ϑ_P, φ_P , и пришедшего в точку S_i , совершив i циклов. На промежуточном j -м цикле могло произойти отражение от дна или заворот луча, так что потери энергии можно записать в виде произведения $\prod_{j=1}^i V_j^2$, причем $V_j = V(\vartheta_j)$, если на j -м цикле луч отразился от дна (под углом скольжения ϑ_j), и $V_j = 1$, если на j -м цикле внизу произошел заворот луча; $V(\vartheta)$ – зависимость коэффициента отражения волны дном от угла скольжения луча. Тогда выражение (4) можно представить следующим образом:

$$dJ_i = WD(\bar{\vartheta}_i)I_0(P, S_i)\exp(-\delta\rho_i)\Delta S_i \prod_{j=1}^i V_j^2 / \sin \bar{\vartheta}_i, \quad (5)$$

где $I_0(P, S_i)$ – интенсивность поля точечного источника в аналогичном волноводе с абсолютно отражающими границами.

В силу закона сохранения потока энергии в лучевой трубке в нулевом приближении геометрической оптики, имеем

$$I_0(P, S_i)\Delta S_i = \text{const} = I_0(P, S_P)\Delta S_P, \quad (6)$$

где ΔS_i – площадь поперечного сечения трубки вблизи площадки S_i ; S_P – точка на луче на единичном расстоянии R_P от точки P ; $\Delta S_P = d\Omega_P R_P^2$ – пло-

щадь поперечного сечения лучевой трубки на единичном расстоянии от точки P ; $I_0(P, S_P) = 1/R_P^2$. С учетом (3) и (6) выражение (5) принимает вид

$$dJ_i = d\Omega_P W \exp(-\delta\rho_i) \sin(\bar{\vartheta}_i) \prod_{j=1}^i V_j^2. \quad (7)$$

Суммируя вклады всех участков, получим выражение для шумового поля, приходящего в узкую лучевую трубку с направления, задаваемого углами ϑ_P, φ_P . Таким образом, анизотропия шумового поля, то есть интенсивность шума, приходящего с направления, задаваемого углами ϑ_P, φ_P , в единичном телесном угле, равна

$$J(\vartheta_P, \varphi_P) = W \sum_{i=0}^{\infty} \sin(\bar{\vartheta}_i) \exp(-\delta\rho_i) \prod_{j=1}^i V_j^2. \quad (8)$$

В формулу (8) уже не входит расходимость лучевой трубки, которая определяет площадь поперечного сечения ΔS_i , что значительно упрощает вычисления в случае неоднородной среды (это обстоятельство было отмечено в работе [5]). Однако для расчета необходимо знать значения углов скольжения луча у поверхности $\bar{\vartheta}_i$ и дна ϑ_j вдоль всей его трассы, а также длину пути луча ρ_i в горизонтальной плоскости до точек отражения от дна и поверхности. Все эти параметры зависят от углов выхода луча ϑ_P, φ_P из точки P .

Формула (8) положена в основу программы расчета анизотропии поля поверхностных источников шума в волноводе с произвольной зависимостью его глубины H от двух горизонтальных координат. Алгоритм программы включает в себя два этапа. На первом этапе происходит расчет горизонтальных лучей, т.е. проекций на горизонтальную плоскость реальных лучей, многократно отраженных от дна и поверхности моря. В основу этого этапа положен приближенный метод расчета горизонтальных лучей, основанный на результатах работ [19, 20]. На основе законов отражения луча от наклонного дна в работе [20] показано следующее:

1. Вдоль горизонтального луча сохраняется значение инварианта $I(q, H)$ (аналогичного лучевому инварианту, введенному в работах [14, 15] для более простых моделей среды). Для луча, многократно отраженного от дна и поверхности, этот инвариант имеет вид

$$I(q, H(x, y)) = \int_0^{H(x, y)} \sqrt{n^2(z) - q^2} dz. \quad (9)$$

Здесь $n(z) = c(0)/c(z)$ – коэффициент преломления среды, $c(z)$ – скорость звука. Если луч в текущей

точке (x, y) своей горизонтальной проекции (глубина места – $H(x, y)$) имеет сверху или снизу точки заворота \bar{z} или z , то нижний или верхний пределы интегрирования в интеграле (9) заменяются соответственно на \bar{z} или z . Параметр q в интеграле (9) – это с точностью до константы проекция волнового вектора на горизонтальную плоскость. В случае регулярного волновода ($H(x, y) = \text{const}$) $q = n(z)\cos\vartheta(z)$, и значение этого параметра постоянно вдоль луча (закон Снеллиуса). В случае нерегулярного волновода значение q изменяется, когда луч отражается от наклонного дна, но между отражениями луча значение параметра q сохраняется. Если наклон дна мал, то изменение параметра q после отражения тоже мало, и в результате q медленно изменяется вдоль горизонтальной траектории луча. Уравнение

$$I(q, H) = I(q_P, H_P), \quad (10)$$

где $H_P = H(x_P, y_P)$, $q_P = n(z_P)\cos\vartheta_P$, определяет изменение $q(H)$ вдоль горизонтального луча.

2. Траектории горизонтальных лучей подчиняются лучевым уравнениям для двумерно-неоднородной среды с зависящим от двух горизонтальных координат x, y эффективным показателем преломления $\tilde{n}(x, y)$, определяемым рельефом дна и профилем скорости звука, причем $\tilde{n}(x, y) = q(H(x, y))$. В частном случае среды с постоянной скоростью

звука $\tilde{n}(x, y) = \sqrt{1 - H_P^2 \sin^2 \vartheta_P / H^2(x, y)}$. Для клиновидной области, когда глубина H зависит только от одной горизонтальной координаты, эффективный показатель преломления зависит только от этой координаты, и горизонтальный луч распространяется как в слоисто-неоднородной среде.

Этот подход был реализован в программе расчета горизонтальных лучей в прибрежных районах океана [21, 22] и положен в основу программы расчета характеристики анизотропии шумового поля. В программе предусмотрена кусочно-линейная аппроксимация зависимости от глубины z квадрата показателя преломления среды $n(z)$. Рельеф дна задается изобатами. Дно аппроксимируется соприкасающимися треугольниками, так что водная среда над каждым треугольником представляет собой элемент клиновидной области, и горизонтальный луч “распространяется” как в слоисто-неоднородной среде с эффективным показателем преломления $\tilde{n}(H)$. Для каждого элемента клиновидной области численно решается уравнение (10), определяется эффективный показатель преломления $\tilde{n}(H)$ и рассчитывается горизонтальный луч, т.е. зависимости $x(\rho), y(\rho)$ от длины пути горизонтального луча ρ . Программа также рассчитывает значения вдоль горизонтального луча параметра $q(\rho)$ и глубины $h(\rho)$, а также

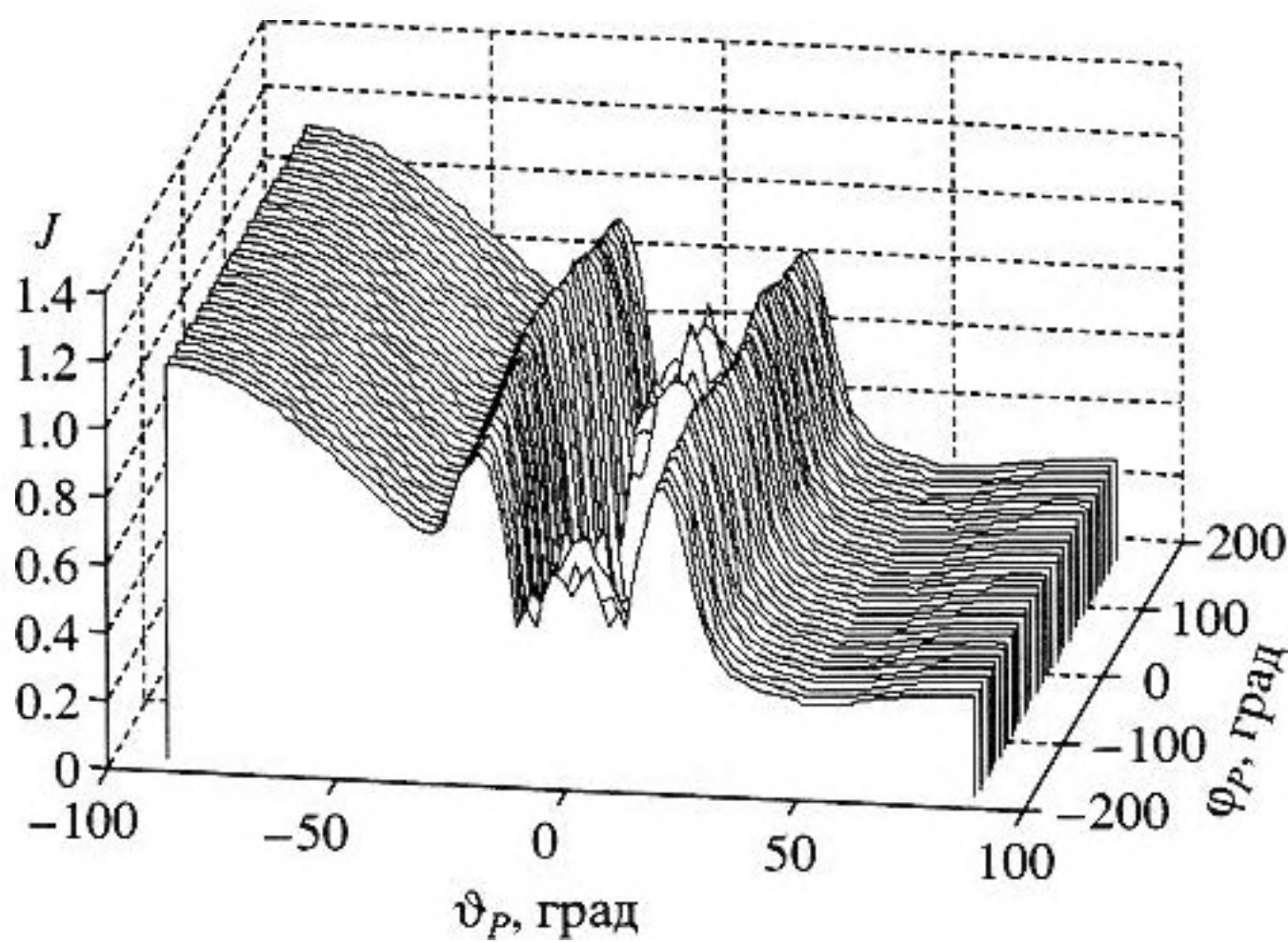


Рис. 1. Характеристика анизотропии поля поверхностных источников шума для прибрежного района северной части Тихого океана.

числа полуциклов $N_C(\rho)$, пройденных реальным лучом до текущей точки (длина полуцикла – расстояние по горизонтали, проходимое реальным лучом между точками отражения от дна и поверхности; этот параметр в дальнейшем позволит определить точки выхода луча на дно и поверхность). Таким образом определяются все параметры лучей, необходимые для расчета анизотропии шумового поля, при этом не возникает необходимость определять пространственные траектории реальных лучей, что потребовало бы больших затрат времени и большой памяти компьютера. Этот этап расчета занимает несколько минут в примерах, приведенных ниже.

На втором этапе программы расчета шумового поля суммируются (по формуле (8)) вклады источников шума, расположенных на площадках, вырезаемых на поверхности моря узкой лучевой трубкой, выходящей из точки P в направлении, задаваемом углами ϑ_P, φ_P . При этом координаты точек выхода на дно реального луча, необходимые при расчете потерь на отражение, определяются путем решения уравнения

$$N_C(\rho_i) - N_{C0} = 2i,$$

где N_{C0} – это часть полуцикла, пройденная лучом от точки P до первого отражения от дна, i – номер отражения ($i = 1, 2, 3, \dots, i_{\max}$, i_{\max} – номер последнего отражения луча от дна). Зная значение длины дуги ρ_i горизонтального луча в точке отражения от дна реального луча, можно определить угол скольжения реального луча ϑ_i в этой точке из соотношения $q(\rho_i) = n(h(\rho_i)) \cos \vartheta_i$. Аналогичным образом определяются углы скольжения реального луча при выходе на поверхность.

На рис. 1 представлены результаты расчета анизотропии поля поверхностных источников шума для одного из прибрежных районов северной части Тихого океана. Топография дна этого района представлена на рис. 2а. Профиль скорости звука, характерный для летнего сезона, приведен на рис. 2б (кривая 1, глубина оси подводного звукового канала составляет 35 м). Расчет проведен для точки приема P с координатами $x_P = 16$ км, $y_P = 20$ км, $z_P = 100$ м при глубине места $H_P = 112$ м. Значение коэффициента затухания принято равным 0.065 км^{-1} . Расчет проводился для песчаного дна и частоты 1 кГц. Коэффициент W , входящий в выражение (8), принят равным 1.

На рис. 1 по вертикальной оси отложены значения анизотропии шумового поля, по горизонтальным осям – значения азимутального угла и угла скольжения. Расчеты проводились для значений азимутального угла $\varphi_P = -180, -170, \dots, 0, \dots, 170$ градусов. Значение $\varphi_P = 0$ соответствует положительному направлению оси x . Отрицательные значения угла скольжения ϑ_P соответствуют приему шума сверху, положительные – приему снизу. Как видно из рис. 1, в данных условиях в области углов скольжения $|\vartheta_P| \leq 20^\circ$ интенсивность шумового поля существенно зависит от азимутального угла.

Этот расчет иллюстрирует известный эффект появления шумового сигнала в подводном звуковом канале в диапазоне углов прихода водных лучей, не выходящих к поверхности. Шум, приходящий в этом диапазоне углов, может иметь разную природу и в том числе – шум поверхностных источников, расположенных в районе берегового склона. Вследствие того, что при распространении луча вниз по склону угол скольжения его уменьшается при каждом отражении от дна, луч с большим углом скольжения после прохождения склона может перейти в луч с малым углом скольжения и появиться в диапазоне водных лучей подводного звукового канала. Такой механизм лежит в основе перехода энергии шума, возникшего в районе берегового склона, в энергию шума, приходящего в диапазоне малых углов скольжения.

Для того, чтобы разобраться в особенностях анизотропии шумового поля, рассмотрим более простые модели прибрежной зоны. На рис. 3, 4 представлены результаты расчета характеристики анизотропии поля поверхностных источников шума для модели прибрежной зоны в виде клина с углом раствора 3 градуса, переходящего на расстоянии 60 км от ребра в ровный волновод глубиной 3 км, для двух профилей скорости звука, относящихся к летним и зимним условиям, и двух моделей грунта. Рассчитывалась интенсивность $J(\vartheta_P, \varphi_P)$ шумового поля, приходящего в единич-

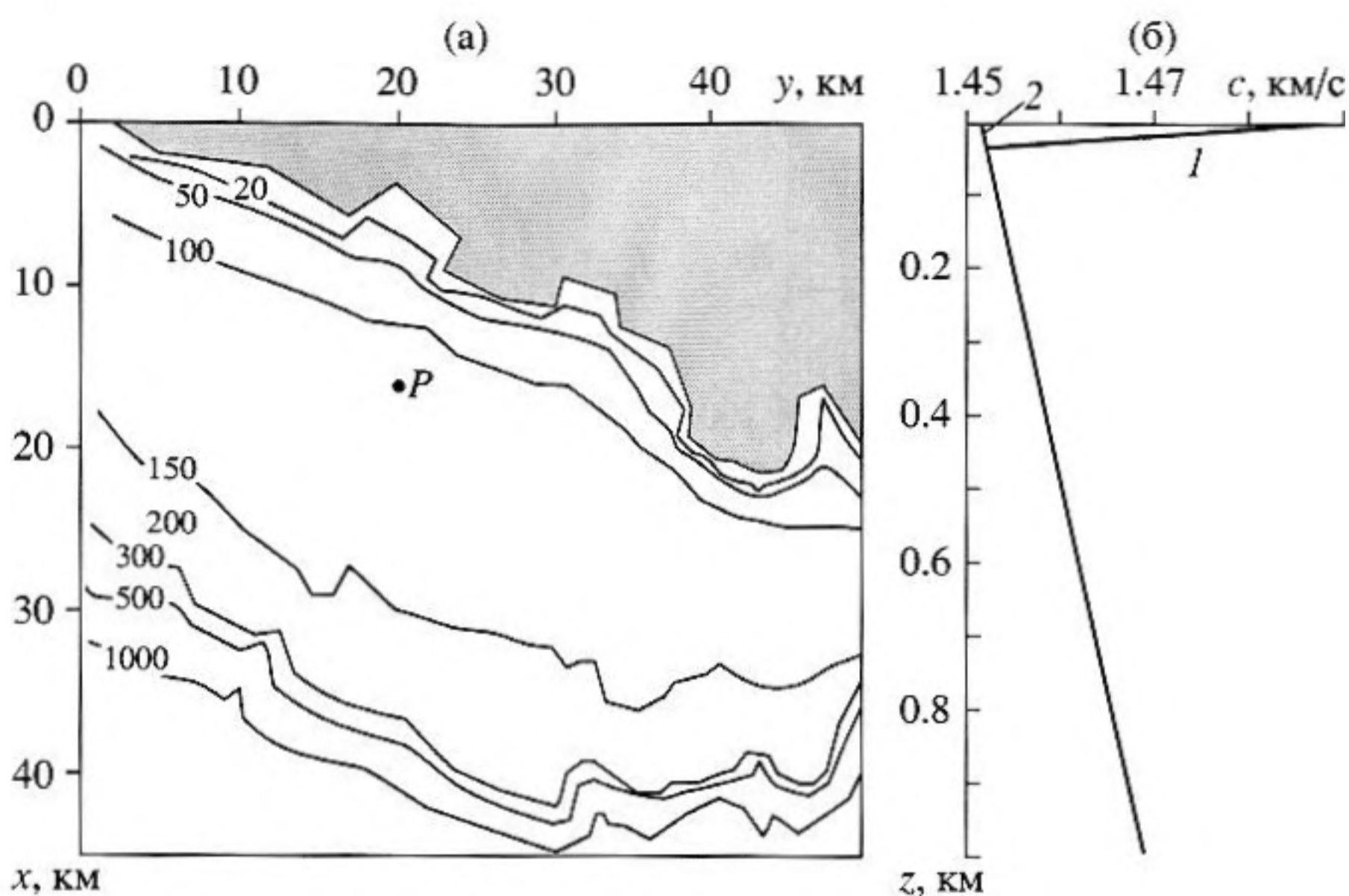


Рис. 2. Топография дна прибрежного района северной части Тихого океана (а) и профили скорости звука (б) для летнего (1) и зимнего (2) сезонов.

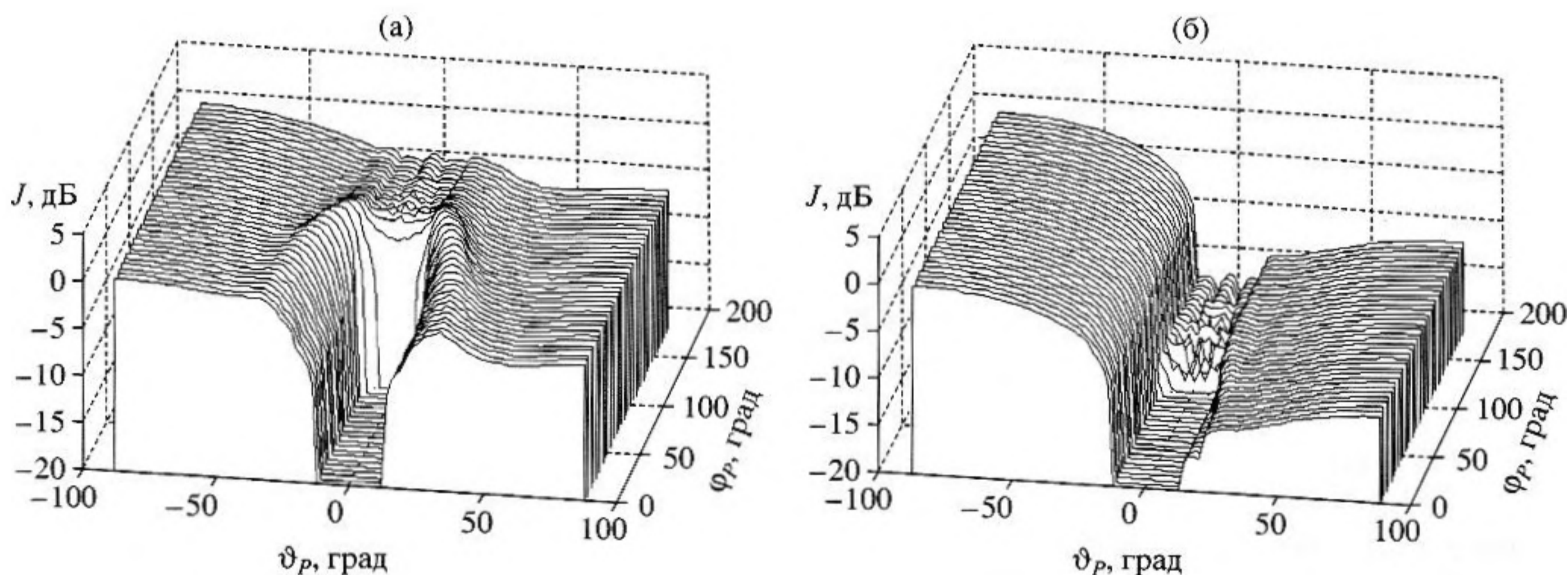


Рис. 3. Характеристика анизотропии (в децибелах) поля поверхностных источников шума для прибрежного клина в условиях лета для песчаного (а) и илистого (б) грунтов.

ный телесный угол в точку приема P с направления, задаваемого углами ϑ_p (угол скольжения) и φ_p (азимутальный угол). Точка приема располагалась на расстоянии $x_p = 4$ км от ребра клина на глубине $z_p = 100$ м при глубине места $H_p = 200$ м. На этих рисунках по вертикальной оси отложены значения анизотропии шумового поля в дБ, по горизонтальным осям – значения азимутального угла и угла скольжения. Расчеты проводились для 37 значений азимутального угла $\varphi_p = 0, 5, 10, \dots, 180$ градусов. Значение $\varphi_p = 0$ соответствует приему со стороны открытого моря, значение $\varphi_p = 180^\circ$ – со стороны береговой линии. Отрицательные значения угла скольжения ϑ_p соответ-

ствуют приему шума сверху, положительные – приему снизу.

Рис. 3а относится к летнему профилю скорости звука, изображенному на рис. 2б (кривая 1). При приеме со стороны открытого моря ($\varphi_p = 0$) в диапазоне углов скольжения $|\vartheta_p| < 12^\circ$, соответствующих углам прихода в точку P не выходящих к поверхности водных лучей, шум не приходит вообще (рефракционный минимум). При приеме со стороны берега ($\varphi_p = 180^\circ$) этот диапазон углов засвечен шумом. Уровень этой засветки зависит от коэффициента отражения от дна. Рис. 3а соответствует расчету для песчаного дна с параметрами: скорость звука – 1667 м/с, плотность – 1.9 г/см³;

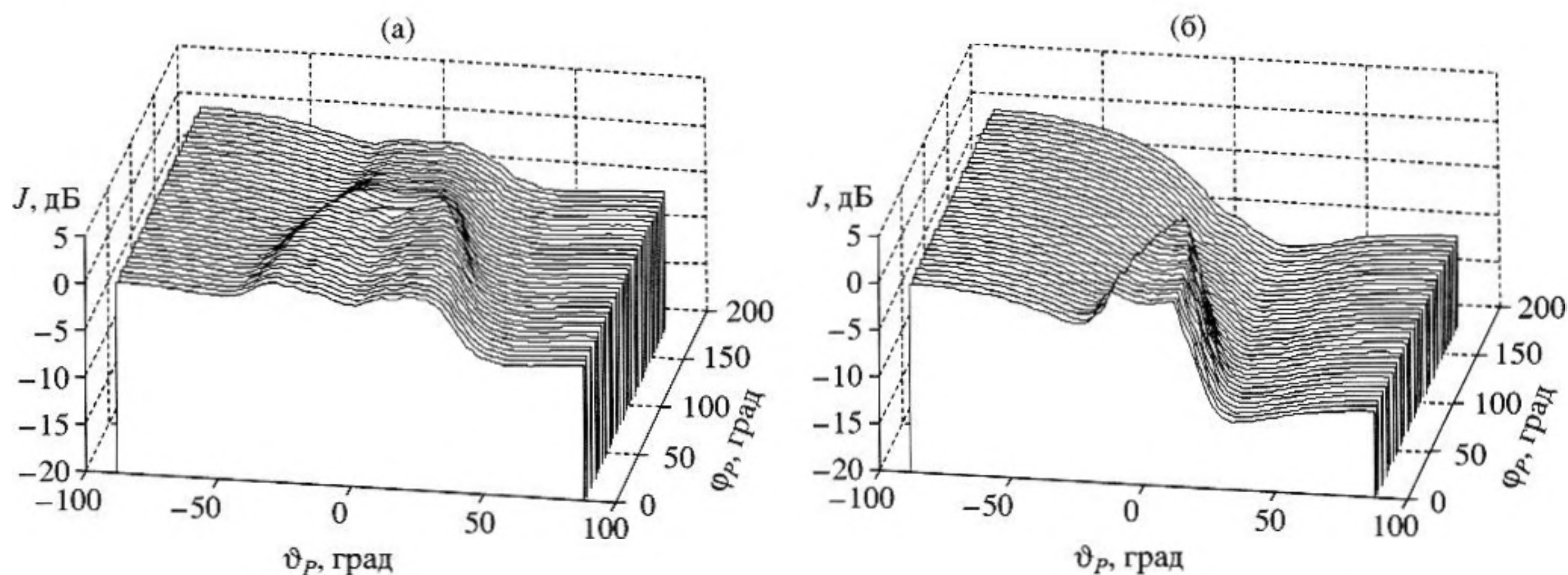


Рис. 4. Характеристика анизотропии (в децибелах) поля поверхностных источников шума для прибрежного клина в условиях зимы для песчаного (а) и илистого (б) грунтов.

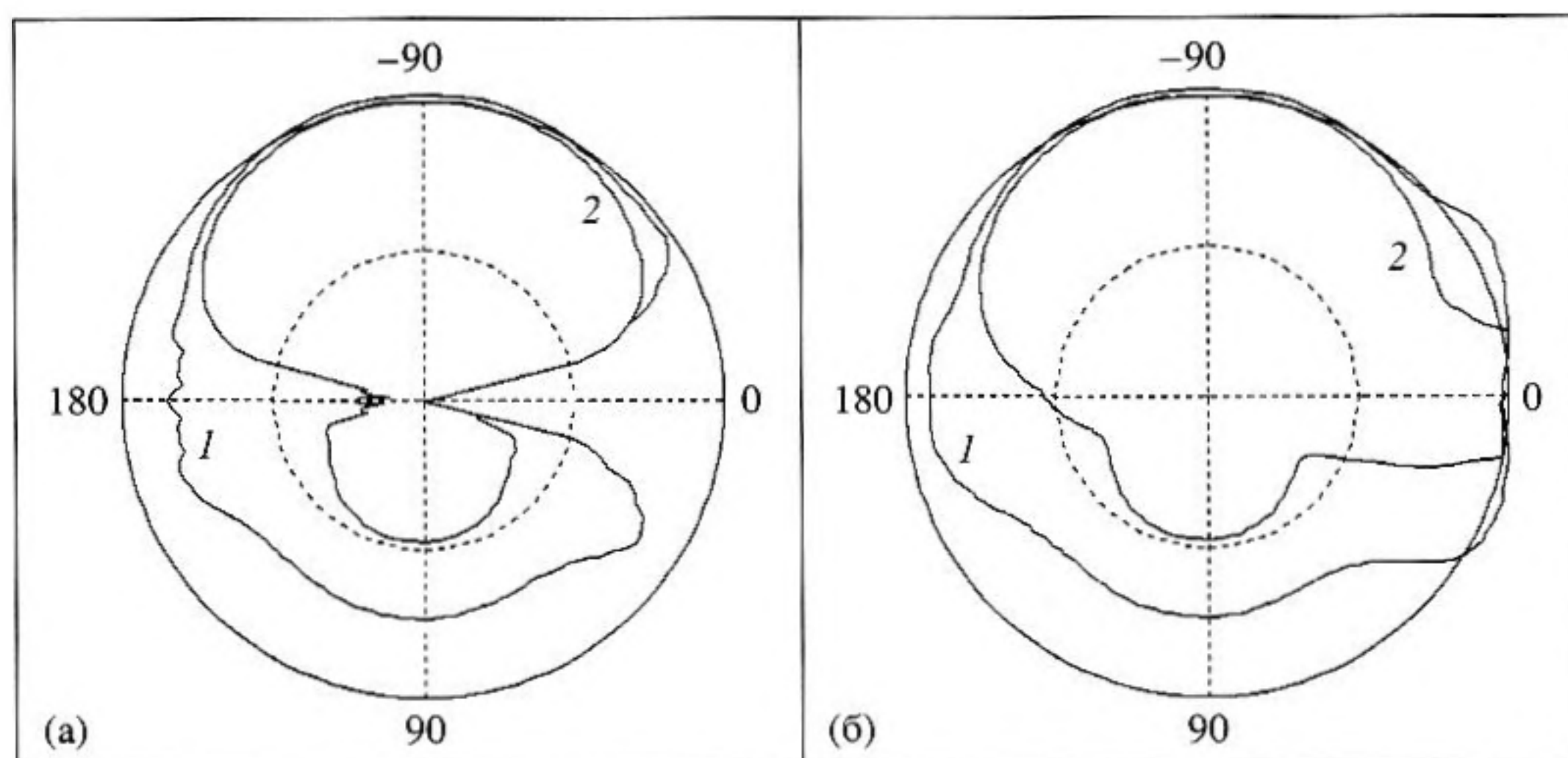


Рис. 5. Характеристика анизотропии (в децибелах) поля поверхностных источников шума в вертикальной плоскости для прибрежного клина в условиях лета (а) и зимы (б) для песчаного (1) и илистого (2) грунтов.

рис. 3б – для илистого дна с параметрами: скорость звука – 1530 м/с, плотность – 1.44 г/см³. Как видно, зависимость анизотропии от азимутального угла в случае песчаного дна проявляется в гораздо большей степени, чем для илистого дна.

Рис. 4 соответствует аналогичным расчетам характеристики анизотропии для зимних условий для песчаного (а) и илистого (б) дна (профиль скорости звука, соответствующий этим расчетам, приведен на рис. 2б, кривая 2). Как видно, анизотропия шумового поля в прибрежной зоне в значительной степени определяется зависимостью скорости звука от глубины и коэффициентом отражения от дна.

На рис. 5 для этих четырех случаев приведены значения анизотропии шума $10 \lg J(\vartheta_p, \varphi_p)$ в вер-

тикальной плоскости, перпендикулярной береговой линии. Правая часть каждой кривой соответствует приему со стороны открытого моря ($\varphi_p = 0^\circ$), левая часть – со стороны береговой черты ($\varphi_p = 180^\circ$). Расстояние от центра до изображенной пунктиром окружности соответствует 10 дБ. На этом графике отчетливо проявляется эффект появления шумового сигнала в диапазоне рефракционного минимума при приеме со стороны берега в случае летнего профиля скорости звука. Видно, что уровень засветки различается на 13–15 дБ для случаев песчаного и илистого дна.

Расчеты для клина с углом раствора 0.5° показали, что в зимних условиях результат расчета практически не зависит от азимутального угла. Расчет для летних условий показал следующее:

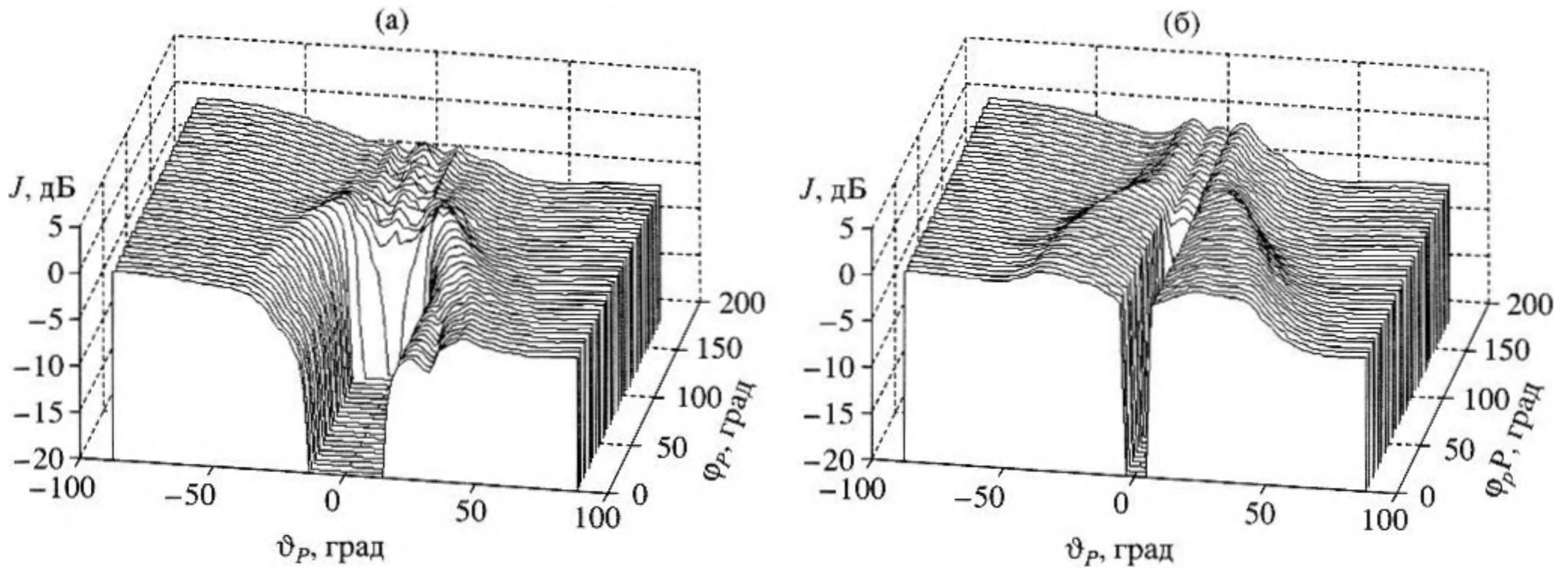


Рис. 6. Характеристика анизотропии (в децибелах) поля поверхностных источников шума для прибрежного района Черного моря в летних (а) и зимних (б) условиях.

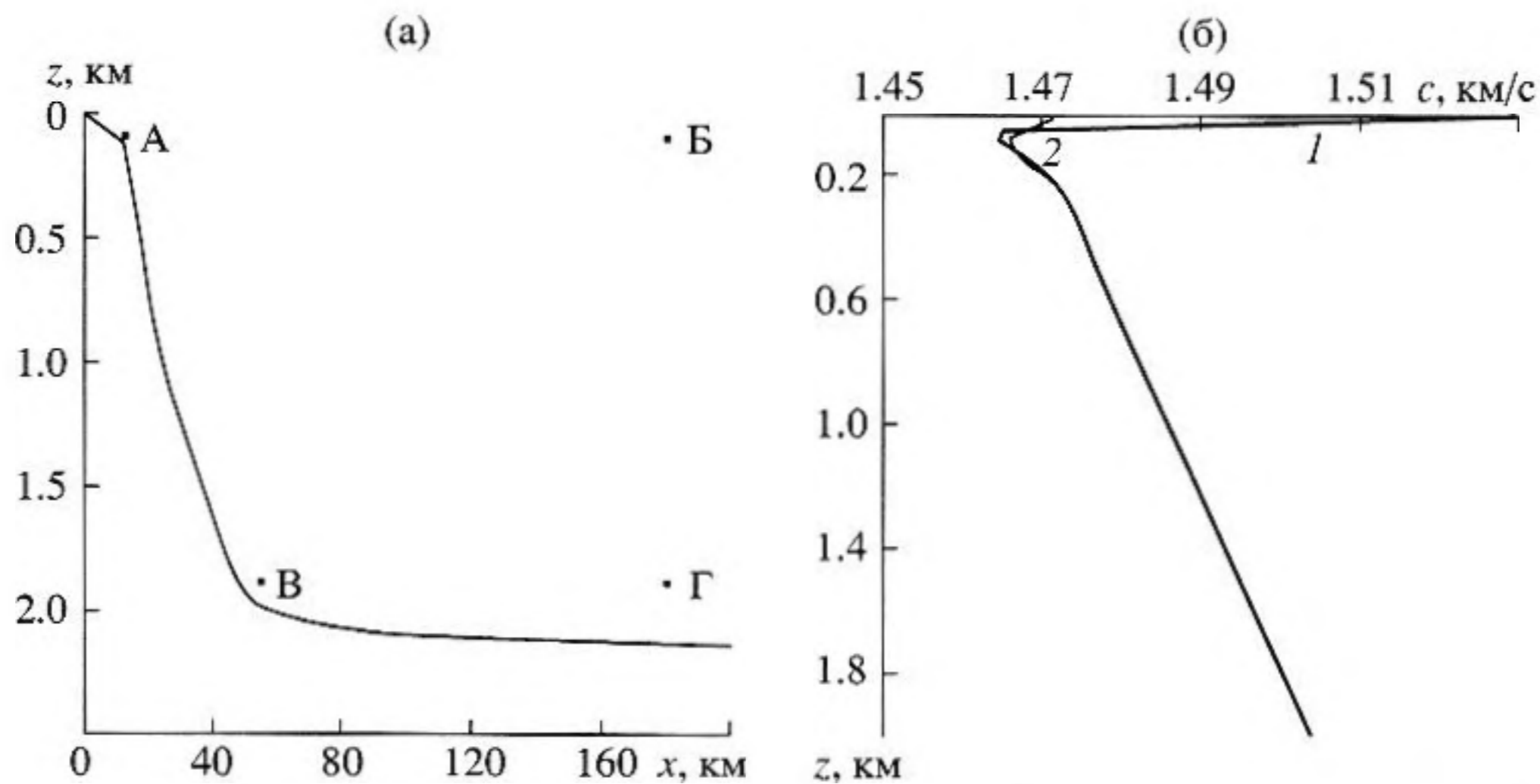


Рис. 7. Профиль дна прибрежного района Черного моря (а) и зависимости скорости звука от глубины (б) для летних (1) и зимних (2) условий.

для азимутальных углов $|\varphi_p| < 90^\circ$, соответствующих приему со стороны открытого моря, анизотропия шумового поля слабо зависит от азимутального угла и имеет рефракционный минимум; для азимутальных углов, соответствующих приему со стороны берега, анизотропия шумового поля также слабо зависит от азимутального угла, но зависимость от угла ϑ_p другая – рефракционный минимум засвечен, и уровень засветки примерно равен уровню засветки в случае клина с углом раствора 3° .

Аналогичные расчеты представлены на рис. 6 для одного из прибрежных районов Черного моря. Топография дна задана параллельными изобатами; зависимость глубины моря H от расстояния x до береговой линии представлена на рис. 7а.

Профили скорости звука для летних и зимних условий, характерных для данного района, приведены на рис. 7б. Рассчитывалась интенсивность $J(\vartheta_p, \varphi_p)$ шумового поля, приходящего в единичный телесный угол в точку приема P с направления, задаваемого углами ϑ_p, φ_p . Точка приема располагалась на расстоянии $x_p = 14$ км от береговой линии на глубине $z_p = 100$ м при глубине места $H_p = 200$ м. Значение коэффициента затухания принято равным 0.065 км^{-1} . Расчет проводился для песчаного дна и частоты 1 кГц.

В летних условиях, для которых характерно наличие подводного звукового канала с осью на глубине 75 м, все лучи, вышедшие из точки P в сторону открытого моря ($0^\circ < \varphi_p < 90^\circ$) с углами скольжения $|\vartheta_p| < 15.4^\circ$, не доходят до поверхнос-

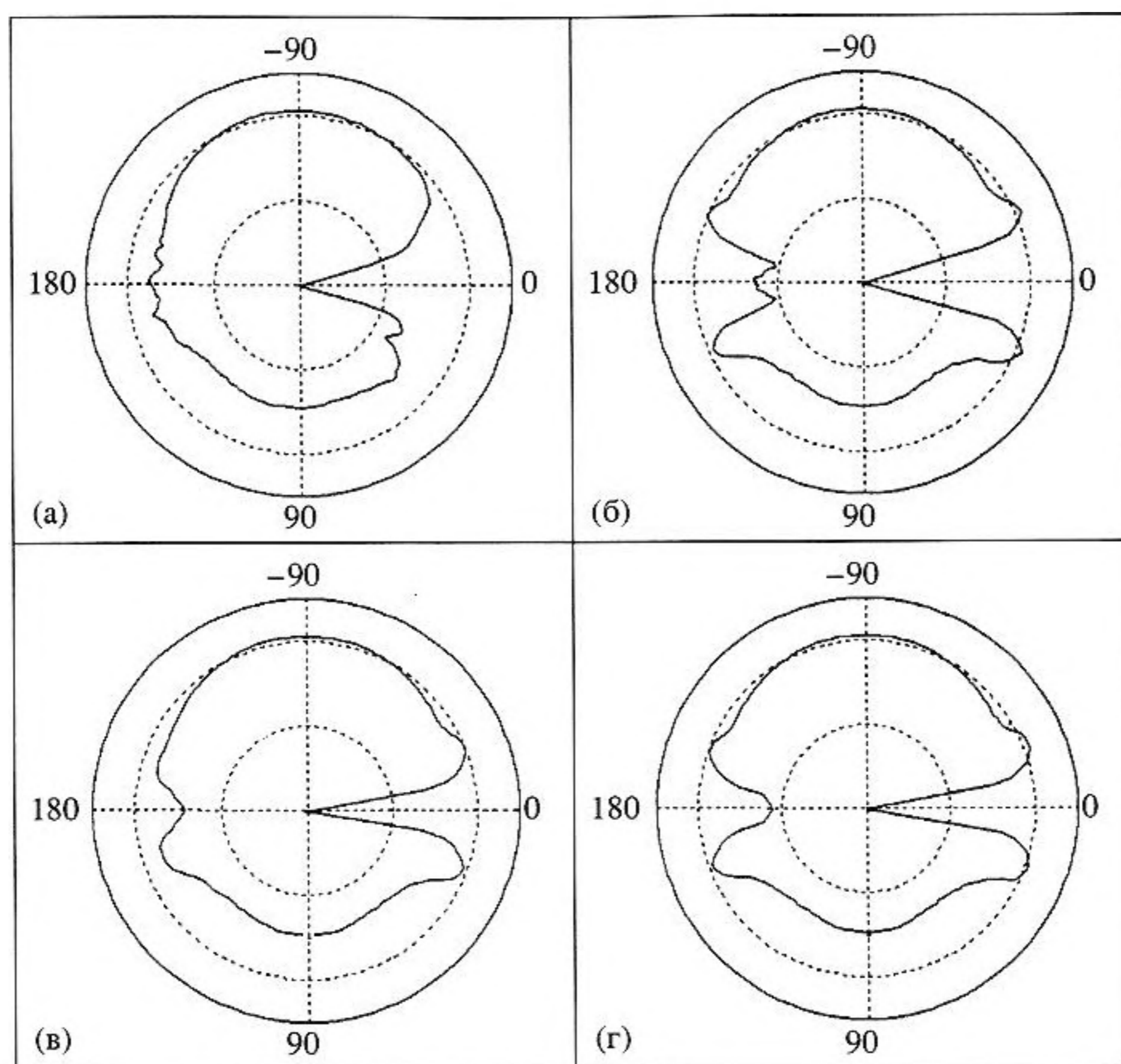


Рис. 8. Характеристика анизотропии шумового поля в вертикальной плоскости в четырех точках А, Б, В, Г черноморского района, изображенных на рис. 7а.

ти. На графиках этому обстоятельству соответствует провал. При увеличении $|\vartheta_p|$ происходит рост шумового поля. Совсем другая картина наблюдается при приеме со стороны береговой линии ($90^\circ < \varphi_p < 180^\circ$). Шумовой сигнал появляется и при приеме с направлений, соответствующих значениям углов $|\vartheta_p| < 15.4^\circ$. Это дают вклад лучи, распространяющиеся вверх по склону и завернувшие вследствие многократного отражения дном и поверхностью моря. В зимних условиях сохраняется подводный звуковой канал на глубине 100 м, но скорость звука у поверхности значительно ниже, чем летом. Поэтому рефракционный минимум при приеме со стороны открытого моря остается, но он значительно уже, чем летом. При приеме со стороны берега рефракционный минимум, так же как и летом, оказывается засвеченным.

На рис. 8 изображены характеристики анизотропии шумового поля в вертикальной плоскости, перпендикулярной изобатам, в полярных координатах для 4 точек, положение которых показано на рис. 7а. Правые части графиков соответствует приему со стороны открытого моря ($\varphi_p = 0^\circ$), левые их части – со стороны береговой черты ($\varphi_p = 180^\circ$). Цена деления по радиусу-вектору (расстояние между центром и изображенными пунк-

тиром окружностями) составляет 10 дБ. Как видно из графиков, эффект появления шумового сигнала в диапазоне прихода водных лучей при приеме со стороны берега проявляется по-разному и зависит от положения этих точек. Точка А соответствует приему на мелководье на расстоянии $x_p = 14$ км от берега, уровень засветки рефракционного минимума при приеме со стороны берега высок (рис. 8а). Точка Б соответствует приему на той же глубине $z_p = 100$ м, что и точка А, но значительно дальше удалена от береговой линии ($x_p = 180$ км), а глубина места составляет 2.1 км; уровень засветки рефракционного минимума при приеме со стороны берега значительно ниже (рис. 8б), чем в случае А; характеристика анизотропии близка к аналогичной характеристике для глубокого моря. Точки В и Г соответствуют приему вблизи дна ($z_p = 1.95$ км), причем точка В расположена вблизи материкового склона ($x_p = 55$ км), а точка Г – вдали от склона и от берега, но на том же расстоянии от него, что и точка Б ($x_p = 180$ км). Диапазон углов прихода выходящих к поверхности водных лучей (при приеме со стороны открытого моря) меньше, чем в случае А и Б, что приводит к более узкому рефракционному минимуму (рис. 8, 8в, 8г). Точка В ближе располо-

жена к берегу, засветка рефракционного минимума при приеме со стороны берега в этом случае выше, чем в более удаленной точке Г.

Таким образом, поле поверхностных источников шума в прибрежной области существенно анизотропно как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях и зависит от профиля $c(z)$ и строения дна. Особенности распространения звука вниз по склону вызывают в случае подводного звукового канала засветку шумом области рефракционного минимума характеристики анизотропии при приеме со стороны берега. Чем больше отражение от дна, тем выше уровень засветки рефракционного минимума. При удалении от берега и материкового склона засветка зоны рефракционного минимума снижается, характеристика анизотропии в вертикальной плоскости приближается к угловой зависимости интенсивности шума в глубоком море. Чем меньше угол наклона дна, тем меньше зависимость анизотропии шумового поля от азимутального угла.

В основе описанного выше подхода лежит лучевая теория, и, естественно, это накладывает ограничения на диапазон частот, для которых справедлив приведенный здесь подход. Как показано в работе [23], лучевая теория в условиях мелкого моря применима, если частота и глубина волновода таковы, что две первые моды являются распространяющимися. Это дает основание предполагать, что если частота $f \gg c(0)/H_p$, формула (8) справедлива. Другое ограничение лучевой теории, связанное с наличием каустик, в окрестности которых эта теория не применима, здесь не сказывается, поскольку фактор фокусировки не входит в формулу (8).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 00-02-17694, 00-05-64226).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kuperman W.A., Ingenito F.* Spatial correlation of surface generated noise in stratified ocean // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1980. V. 67. P. 1988–1996.
2. *Hamson R.M.* The theoretical response of vertical and horizontal line arrays for wind-induced noise in shallow water // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1985. V. 78. P. 1702–1712.
3. *Yang T.C., Kwang Yoo.* Modeling the environmental influence on the vertical directionality of ambient noise in shallow water // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. V. 101. P. 2541–2554.
4. *Фурдуйев А.В.* Шумы океана. В кн.: *Акустика океана*. М.: Наука, 1974. С. 615–691.
5. *Harrison C.H.* Formulas for ambient noise level and coherence // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1996. V. 99. № 4. Pt. 1. P. 2055–2066.
6. *Harrison C.H., Simons D.G.* Geoacoustic inversion of ambient noise: A simple method // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2002. V. 112. № 4. P. 1377–1389.
7. *Аредов А.А., Охрименко Н.Н., Фурдуйев А.В.* Анизотропия шумового поля в океане (эксперимент и расчет) // *Акуст. журн.* 1998. Т. 34. № 2. С. 215–221.
8. *Carey W.M., Wagstaff R.A.* Low frequency noise fields. // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1986. V. 80. № 5. P. 1523–1526.
9. *Perkins J.S., Kuperman W.A., Ingenito F., Failkowsky L.T., Glattetre J.* Modeling ambient noise in three-dimensional ocean environments // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1993. V. 93. P. 739–752.
10. *Hamson R.M.* Vertical array response to shipping noise: Model/experiments comparison for range-dependent Mediterranean sites // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1993. V. 94. P. 386–395.
11. *Harrison C.H.* Noise directionality for surface sources in range-dependent environments // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. V. 102. № 5. Pt. 1. P. 2655–2662.
12. *Аредов А.А., Дронов Г.М., Охрименко Н.Н., Фурдуйев А.В.* Влияние неоднородностей в океане на изменчивость характеристики анизотропии шумового поля. // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 1. С. 10–20.
13. *Аредов А.А.* Влияние материкового склона на вертикальную анизотропию шумового поля в океане // *Судостроительная промышленность, сер. Акустика*. 1988. № 3. С. 41–47.
14. *Weston D.E.* Horizontal refraction in a three-dimensional medium of variable stratification // *Proc. Phys. Soc. (London)*. 1961. V. 78. P. 46–52.
15. *Harrison C.H.* Three-dimensional ray paths in basin, troughs, and near seamounts by use of ray invariants // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1977. V. 62. № 6. P. 1382–1388.
16. *Комиссарова Н.Н.* Шумовое поле, создаваемое поверхностными источниками в береговом клине // *Акуст. журн.* 1987. Т. 33. № 1. С. 43–48.
17. *Hamson R.M.* The modeling of ambient noise due to shipping and wind sources in complex environments // *Appl. Acoust.* 1997. V. 51. № 3. P. 251–287.
18. *Kennedy R.M., Szlyk T.K.* Modeling high-frequency vertical directional spectra // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1991. V. 89. P. 673–681.
19. *Комиссарова Н.Н.* Горизонтальные траектории лучей в прибрежной области с постоянной скоростью звука и произвольным рельефом дна // *Акуст. журн.* 1995. Т. 41. № 4. С. 617–621.
20. *Комиссарова Н.Н.* Влияние профиля скорости звука на горизонтальные траектории лучей в прибрежной области с произвольным рельефом дна // *Акуст. журн.* 1995. Т. 41. № 6. С. 902–907.
21. *Комиссарова Н.Н.* Расчет лучей в прибрежной зоне с произвольным рельефом дна // *Акуст. журн.* 1998. Т. 44. № 1. С. 68–75.
22. *Комиссарова Н.Н.* Горизонтальная рефракция лучей в прибрежной зоне при разных профилях скорости звука // *Акуст. журн.* 1998. Т. 44. № 6. С. 801–807.
23. *Tindle C.T., Deane G.B.* Sound propagation over a sloping bottom using rays with beam displacement // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1985. V. 78. P. 1366–1374.

Noise Field Anisotropy of Surface Sources in a Coastal Region with Arbitrary Bottom Relief and Sound Velocity Profile

N. N. Komissarova

*Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia
e-mail: bvp@akin.ru*

The noise field anisotropy of surface sources in a coastal region with an arbitrary three-dimensional bottom relief and an arbitrary sound velocity profile is investigated. The results of computations performed by a computer code in two stages are presented. The first stage consists in the computation of horizontal rays, i.e., the projections of the real rays multiply reflected from the bottom and sea surface onto the horizontal plane. The second stage summarizes the contributions of the noise sources lying within the surface elements that are cut out on the sea surface by a narrow ray tube launched from the point of observation in a given direction. The computations show that, in the coastal region, the noise field is essentially anisotropic, and this anisotropy occurs not only in the vertical plane, which is specific for the deep ocean, but in the horizontal plane as well.