АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2007, том 53, № 2, с. 233–240

АКУСТИКА ОКЕАНА, ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.23

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОКЕАНЕ ОТ РАССТОЯНИЯ

© 2007 г. В. А. Зверев, Г. К. Иванова

Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46
E-mail: ivg@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 01.11.05 г.

Приводится расчет акустического поля в океане, не имеющем флуктуаций, методом геометрической акустики с учетом водных лучей для звукового канала глубиной 4 км канонической формы и расстояний 500 и 2000 км. Акустическое поле находится как сумма полей отдельных лучей, приходящих в данную точку, с учетом их амплитуд и фаз. Получено, что акустическое поле вдоль вертикали состоит из ряда каустик, разделенных областями с квазислучайным распределением поля, амплитуда в которых много меньше, чем в каустиках. Число каустик на фиксированном расстоянии равно разности чисел точек заворота лучей на границах углов выхода. С увеличением расстояния от источника число каустик возрастает пропорционально расстоянию.

PACS: 43.20.Dk; 43.30.Cq; 43.60.-c

В настоящее время многие работы по распространению звука в океане посвящены расчетам акустического поля на больших расстояниях от источника [1–11]. Основной вопрос, рассматриваемый в работах [2–6], – объяснение шумовой составляющей поля, присутствующей в эксперименте, флуктуациями скорости звука в океане.

В то же время совершенно недостаточно уделено внимания особенностям распространения звука в волновом канале без учета флуктуаций среды. Методы расчета, развитые в работах [7–11], позволяют в дополнение к уже полученным результатам более детально и до больших расстояний проследить за тем, каковы основные особенности звукового поля на больших дистанциях. Как показано в [10, 11], несоответствие углов выхода лучей с шагом по вертикали при численном счете приводит к появлению лучевого хаоса, который никак не связан с физикой исследуемого явления, а является чисто вычислительным. Возможны и другие причины возникновения шумоподобной составляющей акустического поля. Так, при определении поля по вертикали производится сложение полей отдельных лучей с разными амплитудами и фазами в каждой точке по глубине. Поэтому амплитуды и фазы поля в соседних точках могут сильно отличаться, что приведет к образованию квазислучайного (шумоподобного) поля в среде без флуктуаций. Недостаточно внимания уделяется таким образованиям, как каустики. На больших расстояниях их достаточно много, они выделяются большой амплитудой на общем фоне акустического поля, в них сосредоточена заметная часть звуковой энергии [10, 11].

Цель данной работы – на примере канонического волновода выявить закономерные изменения вертикальной структуры акустического поля при увеличении расстояния от источника. Для этого рассматривается соотношение фаз лучей в каждой точке по вертикали и его связь с изменением расстояния.

Получено, что поле вдоль вертикали состоит из ряда каустик, число которых растет при увеличении расстояния и определяется разностью количества точек заворота лучей на границах углов выхода. Поле между каустиками имеет квазислучайный характер. Указана точность расчета по используемой программе.

Отметим некоторые общепринятые допущения при расчете распространения звука в океане по лучевой теории, используемые и в данной работе. Считается, что звуковые волны частот не выше нескольких сотен герц распространяются без поглощения. Отсюда следует, что в лучевой теории амплитуда каждого луча в ПЗК сохраняется неизменной при удалении от источника, т.е. не зависит от координат. Если источник звука изотропный, и углы выхода лучей заданы эквидистантно, то амплитуды всех лучей одинаковы, в каждом из них заключена одна и та же доля энергии, уносимой от источника. Если лучи сформированы по другому принципу, то их амплитуды зависят от угла выхода. Фазы лучей (или времена распространения звука вдоль лучевой траектории) зависят от угла выхода или от пути их распространения. Акустическое поле вдоль вертика-

ли рассчитывается как сумма полей отдельных лучей, приходящих в данную точку, с учетом набега фазы по каждому лучу и зависимости амплитуд лучей от угла выхода.

В данной работе использован метод, описанный в [7] и примененный в [8–11], суть которого заключается в определении параметров траекторий лучей как функций угла выхода из источника. Этот метод позволяет рассчитать акустическое поле на любом расстоянии с необходимым количеством лучей без больших затрат машинного времени. Расчет вертикальной структуры акустического поля проводится по следующей схеме. В зависимости от угла выхода луча θ рассчитывается длина цикла луча $D(\theta)$, время распространения по лучу на протяжении одного цикла $t(\theta)$, набег фазы вдоль одного цикла $\varphi_D(\theta)$. Затем по этим индивидуальным характеристикам лучей рассчитываются следующие функции угла выхода θ на фиксированном расстоянии от источника: угловое распределение (УР) вертикальных координат лучей $z(\theta)$, проекции волновых чисел (ПВЧ) лучей на ось z $\gamma(\theta)$, набег фазы вдоль траекторий лучей $\Phi(\theta)$, время распространения по лучам $T(\theta)$. Этих функций достаточно для вычисления вертикального распределения акустического поля.

В качестве модели выбран волновод глубиной 4 км, в котором профиль скорости звука $c(z)$ подчиняется распределению, называемому каноническим [12]. Вертикальная координата z отсчитывается от поверхности океана в сторону дна. Ось звукового канала расположена на глубине $z_0 = 1$ км. Изотропный монохроматический источник звука находится на оси канала, частота излучения – 233.6 Гц. При расчете дискретной координатой является ось z, интервал дискретизации $\delta z = 0.25$ м. Введем определение звукового луча: два луча, вышедшие под близкими углами θ_1, θ_2, отличающимися на $\delta\theta = \theta_1 - \theta_2$, считаются различными, если различаются глубины их точек заворота. Минимальное различие координат точек заворота по глубине равно величине дискретизации δz. Следовательно, $\delta\theta$ – минимальное угловое различие между соседними лучами, которое можно принять за угловую ширину луча. Угол выхода лучей θ отсчитывается от оси z. Угол выхода горизонтального луча равен 90°. При этом определении луча его угловая ширина, как легко показать, монотонно убывает с уменьшением θ [11]. В диапазоне водных лучей угловая ширина крайних лучей отличается ~ в три раза.

Для определения точности численного счета проведен расчет звукового поля в волноводе с линейной зависимостью скорости звука $c(z) = c0 + pz$, для которой имеется аналитическое решение. Значения $c0$ и $c(z = H)$, H – глубина волновода, совпадают с соответствующими значениями скорости звука в каноническом волноводе. Набег фазы вдоль одного цикла луча, имеющего точку заворота на глубине z_k, определяется следующим выражением:

$$\varphi(z_k) = 2\omega/p \lg[c(z_k)/c0 + ((c(z_k)/c0)^2 - 1)^{1/2}]. \quad (1)$$

Расчет проводился для различных глубин точек заворота лучей в диапазоне $z_0 < z < H$ как по формуле (1), так и по программе численного счета, используемой в данной работе. Получено совпадение девяти–десяти чисел в величине фаз при численном счете ($\varphi_{чс}$) и точном решении ($\varphi_{т.р}$) по формуле (1). Так, для z_k = 1.00025 км $\varphi_{чс}$ = = 92526.578295, ($\varphi_{тр}$) = 92526.578263, для z_k = 4 км $\varphi_{чс}$ = 184990.619489, ($\varphi_{тр}$) = 184990.619457. Разность фаз, полученных по формуле (1) и численным счетом, во всем диапазоне углов выхода (точек заворота лучей) не превышает ~3.2×10^{-5} радиан. Наибольшая длина цикла в этом примере ~200 км. Так как набег фазы вдоль луча пропорционален расстоянию, то из приведенных цифр следует, что точности численного счета вполне достаточно для сравнения фаз отдельных лучей вплоть до расстояний ~10^4 км.

Рассмотрим особенности вертикальной структуры акустического поля на сравнительно небольшом расстоянии от источника, x_1 = 500 км. На рис. 1а, б показаны функции УР координат лучей $z(\theta)$ (а), и ПВЧ $\gamma(z)$ (б), полученные с помощью $z(\theta)$ исключением угла θ. Сплошные кривые здесь и на последующих рисунках относятся к лучам, вышедшим из источника к поверхности, штриховые – в сторону дна. Граничные кривые показывают глубины точек заворота лучей у поверхности и дна. На вставке приведены части УР вблизи θ = 90° в увеличенном масштабе. Характерной чертой УР является осцилляторное изменение $z(\theta)$ как функции угла выхода. Экстремумы УР являются центрами каустик вдоль оси z. Точки касания УР $z(\theta)$ граничных кривых являются точками заворота отдельных лучей и не совпадают с экстремумами УР, хотя и близки к ним.

Остановимся на информации, заключенной в кривых УР координат лучей $z(\theta)$. Эти две осциллирующие кривые показывают вертикальные координаты на расстоянии x_1 всех лучей, распространяющихся в волноводе. Каждая осцилляция означает уменьшение целого числа циклов лучей на расстоянии x_1 на единицу при уменьшении угла θ. Часть кривой $z(\theta)$ вблизи точки заворота у дна и поверхности объединяет лучи с одинаковым числом длин циклов (целым или нецелым) на расстоянии x_1, которые могут образовывать каустики, так как отдельные участки траекторий этих лучей наиболее близки друг к другу. Рассмотрим УР лучей, вышедших в сторону дна. Первая осцилляция $z(\theta)$ начинается лучами, показанными на вставке рис. 1а, имеющими 12 длин циклов на расстоянии x_1. Легко проследить, что обе кривые

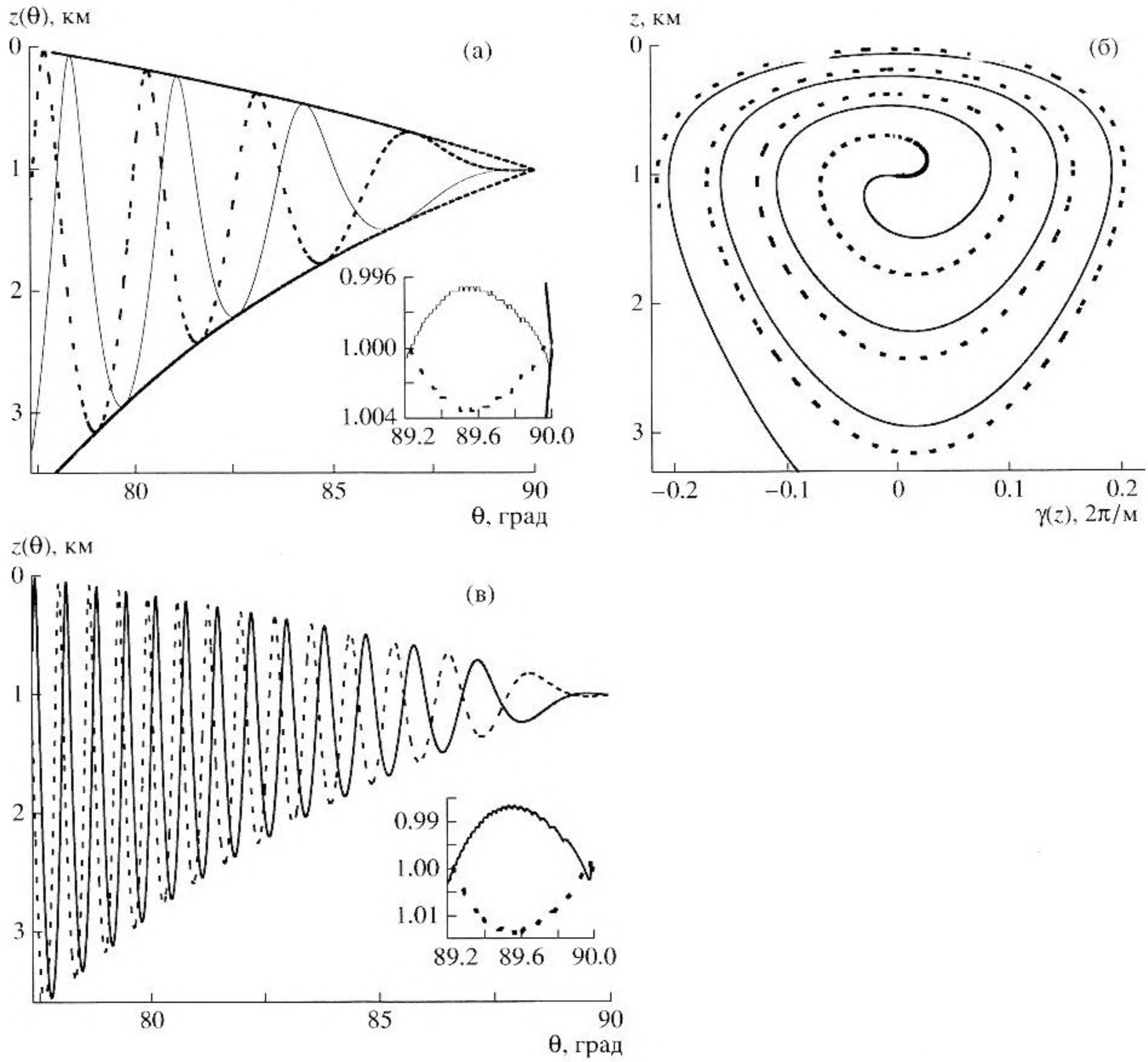

Рис. 1. Расстояние от источника $x_1 = 500$ км; а – угловое распределение координат лучей $z(\theta)$ вдоль вертикали; б – зависимость от глубины проекции волнового вектора $\gamma(z)$ на вертикаль; в – расстояние от источника $x_2 = 2000$ км, угловое распределение координат лучей $z(\theta)$ вдоль вертикали.

УР имеют по 3.5 осцилляции, в сумме 15 точек заворота у дна и поверхности, и равное этой сумме число каустик, включая показанные на вставке. Таким образом, число каустик, образованных лучами на данном расстоянии, совпадает с числом точек заворота лучей на УР $z(\theta)$, попадающих на вертикаль x_1, при условии, что каустики вблизи последних точек заворота у дна и поверхности также попадают на вертикаль x_1. Каустики, показанные на вставке, отличаются от остальных большой угловой шириной, ~0.76°. Это обусловлено малой величиной градиента скорости звука вблизи оси волновода. Число лучей, образующих каустики, убывает при уменьшении угла выхода θ. Так, первая каустика включает ~340 лучей, последняя у дна 94. Кривые $z(\theta)$ позволяют легко определить, какое число лучей может приходить в любую точку волновода в областях между каустиками. Видно, что наибольшее количество лучей в одной точке сосредоточено вблизи оси волновода и близко к числу каустик. С удалением от оси число лучей в каждой точке уменьшается, достигая, например, при $z > 3$ км одного. Таким образом, кривые $z(\theta)$ показывают распределение лучей вдоль вертикали, глубины их наибольшего сосредоточения (каустики), возможное число лучей, приходящих в точки между каустиками, а также области, где они полностью отсутствуют.

На рис. 1б показаны ПВЧ лучей на ось z, $\gamma(z)$. Эти кривые имеют вид раскручивающихся спиралей, число витков которых равно числу осцилляций функции $z(\theta)$. Величина $\gamma(z)$ растет с каждым

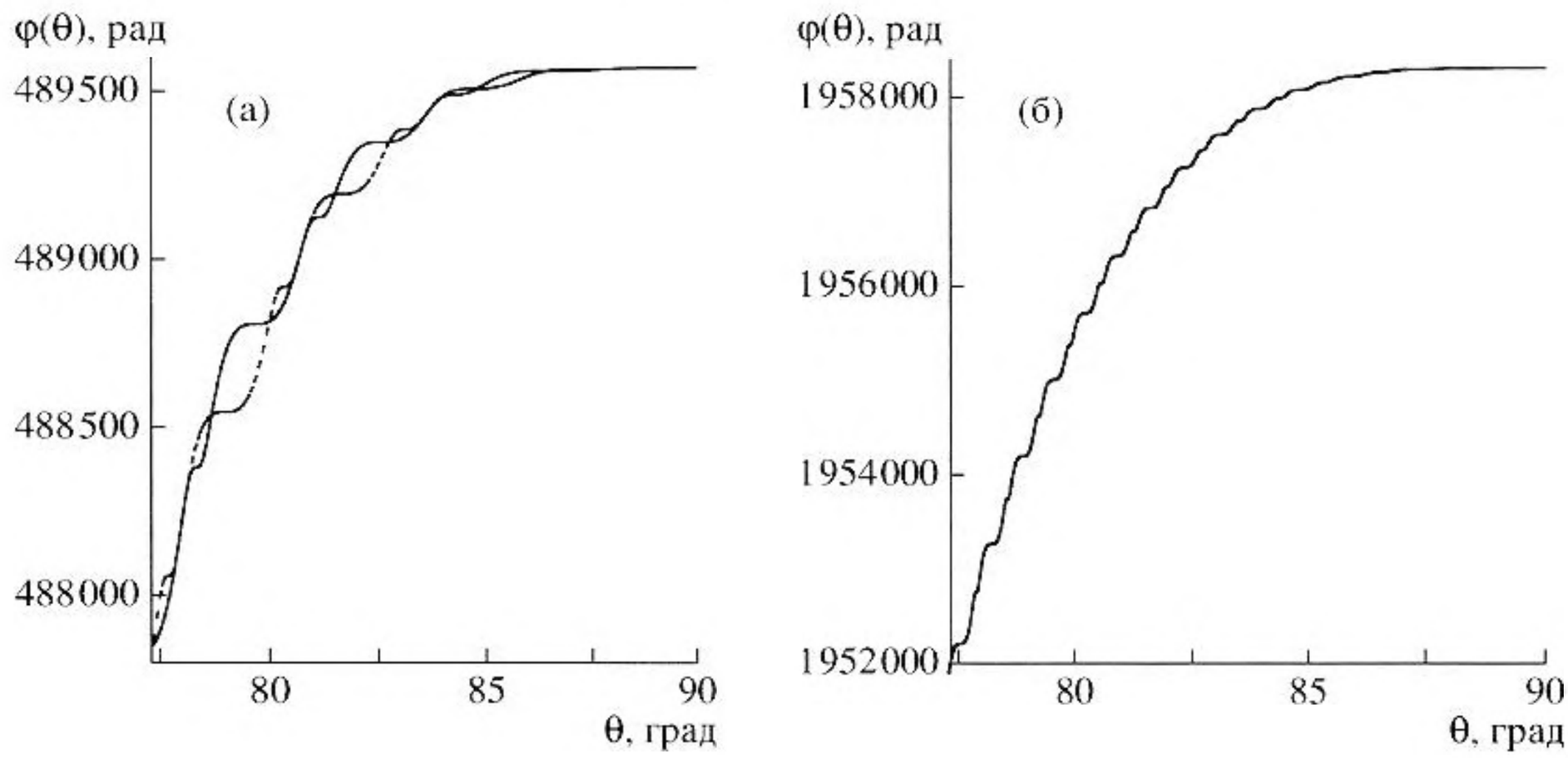

Рис. 2. Фазы лучей как функции угла выхода θ; а – x_1 = 500 км, сплошная линия – лучи, вышедшие к поверхности, штриховая – в сторону дна; б – x_2 = 2000 км, лучи, вышедшие в сторону дна.

витком, показывая, что с увеличением глубины ПВЧ лучей растут. Видно, что лучи, пришедшие в одну точку по глубине, имеют различные величины $\gamma(z)$. Это означает, что они вышли из источника под разными углами, следовательно, распространяются по разным путям и имеют различный набег фаз по лучу (разное время распространения). По этим кривым также можно сосчитать число лучей, приходящих в точки, расположенные между каустиками. Сами каустики на этом рисунке ничем не выделяются, $\gamma(z)$ в области каустик меняется монотонно. Точки заворота лучей хорошо видны, в них $\gamma(z) = 0$.

Перейдем к рассмотрению УР акустического поля на расстоянии x_2 = 2000 км. На рис. 1в приведены функции $z(\theta)$ для лучей, вышедших в сторону дна и поверхности. Характер кривых тот же, что и на рис. 1а, изменилось только число осцилляций, оно возросло до 13.5. Соответственно увеличилось и число каустик, их стало 54. Уменьшилось число лучей в каждой каустике, за исключением первой, где оно осталось прежним, 340, последняя каустика на кривой вблизи дна состоит из 8 лучей. Возросло возможное число лучей в областях между каустиками. Вблизи оси волновода оно равно 54. В работе [11] приведен расчет УР для этих же условий на расстоянии x = 1000 км. Получено, что число каустик вдоль вертикали равно 28. Таким образом, можно заключить, что число каустик растет почти пропорционально увеличению расстояния от источника. Однако существенного изменения количества лучей Δn в отдельных областях по вертикали с изменением расстояния не происходит. Оно практически не меняется в приосевой области z = 0.8–1.2 км, где $\Delta n \sim 2500$. В других областях происходят небольшие изменения. Так, при z = 0–0.8 км Δn возросло от ~2200 при $x = x_1$ до ~2800 при $x = x_2$, при z = 1.2–1.6 км Δn сответственно ~1700 и ~1300, z = 1.6–3.0 км $\Delta n \sim 3600$ и ~3500, z = 3–4 км $\Delta n \sim 800$ и ~600. ПВЧ $\gamma(z)$ при $x = x_2$ аналогичны приведенным на рис. 1б, отличаются только числом витков спиралей, их 27.

Основными величинами, определяющими вертикальную структуру акустического поля, являются фазы лучей. Распределение фаз лучей в зависимости от угла выхода $\varphi(\theta)$ приведено на рис. 2а для расстояния $x = x_1$. Это монотонные кривые, показывающие, что набег фаз вдоль траекторий растет с увеличением угла выхода и достигает наибольшей величины у лучей, близких к горизонтальным. "Ступеньки" на кривых – это области почти постоянной фазы, области каустик. Они сдвинуты относительно друг друга для лучей, вышедших к поверхности и в сторону дна, как и на рис. 1а. Между каустиками наблюдается заметный рост фаз. На рис. 2б показана зависимость фаз лучей $\varphi(\theta)$, вышедших в сторону дна, от угла выхода на расстоянии x_2 = 2000 км. Видно, что количество "ступенек" (каустик) возросло, а ширина их уменьшилась. Фазы лучей на двух расстояниях выражаются пятизначными и семизначными целыми числами соответственно. Это означает, что фаза каждого луча определена с точностью до ~10^{-5} и 10^{-3} радиан.

Чтобы получить представление, как происходит формирование акустического поля, рассмотрим фазы лучей, приходящих в одну точку. На рис. 3а показаны фазы лучей, вышедших в сторону дна, на расстоянии x_1: кривые *1*, *2*, на глубине центров двух каустик и кривая *3* между каустиками; кривая *1*(●) – z_1 = 1.0035 км, центр приосевой каустики, показанной на вставке на рис. 1а, кривая *2*(▲) – z_2 = 3.147 км, кривая *3*(+) – z_3 = 0.845 км, $x = x_1$. Практически одинаковые значения фаз на

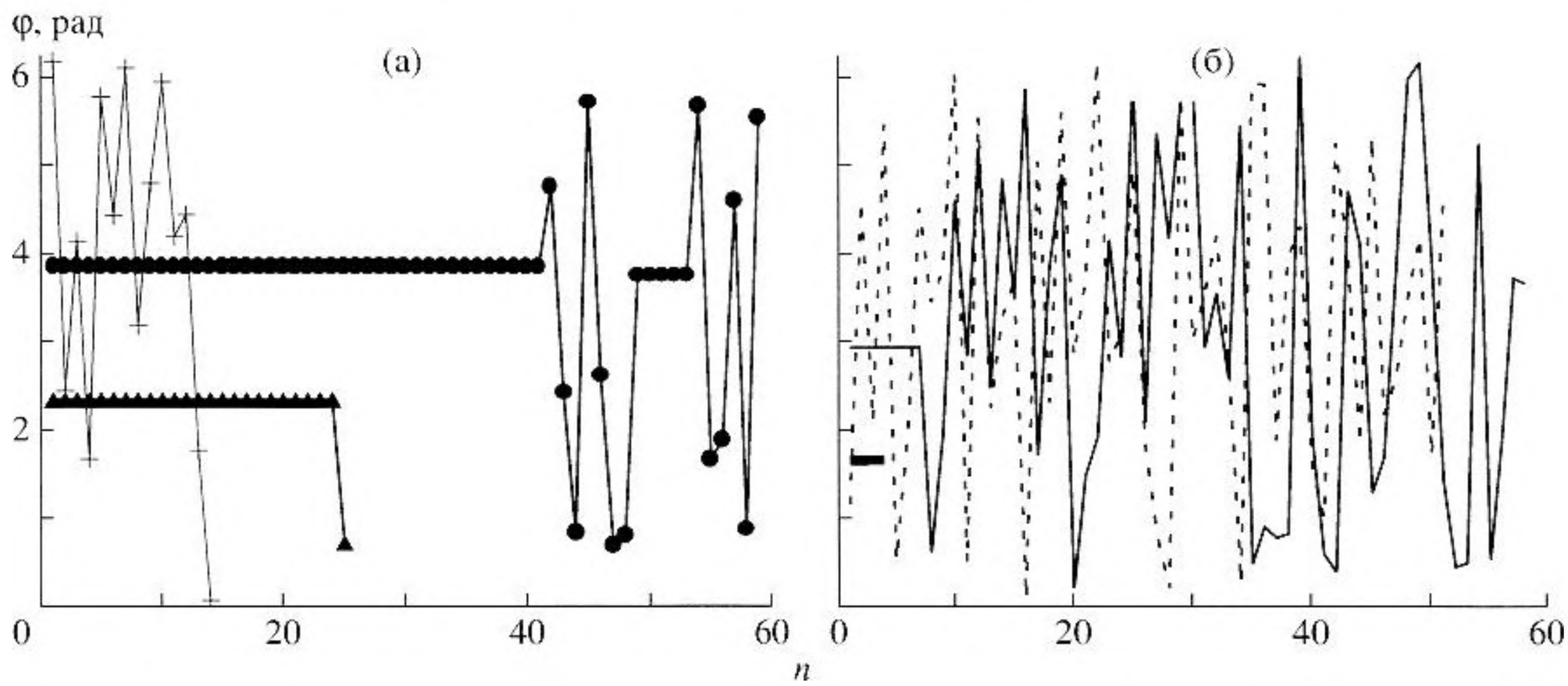

Рис. 3. Фазы лучей в отдельных точках по глубине; а – x_1 = 500 км, z_1 = 1.0035 км (●), z_2 = 3.147 км (▲), z_3 = 0.845 км (+); б – x_2 = 2000 км, z_1 = 1.0135 км, сплошная линия, z_2 = 3.6055 км, жирная линия, z_3 = 0.9 км, штриховая линия.

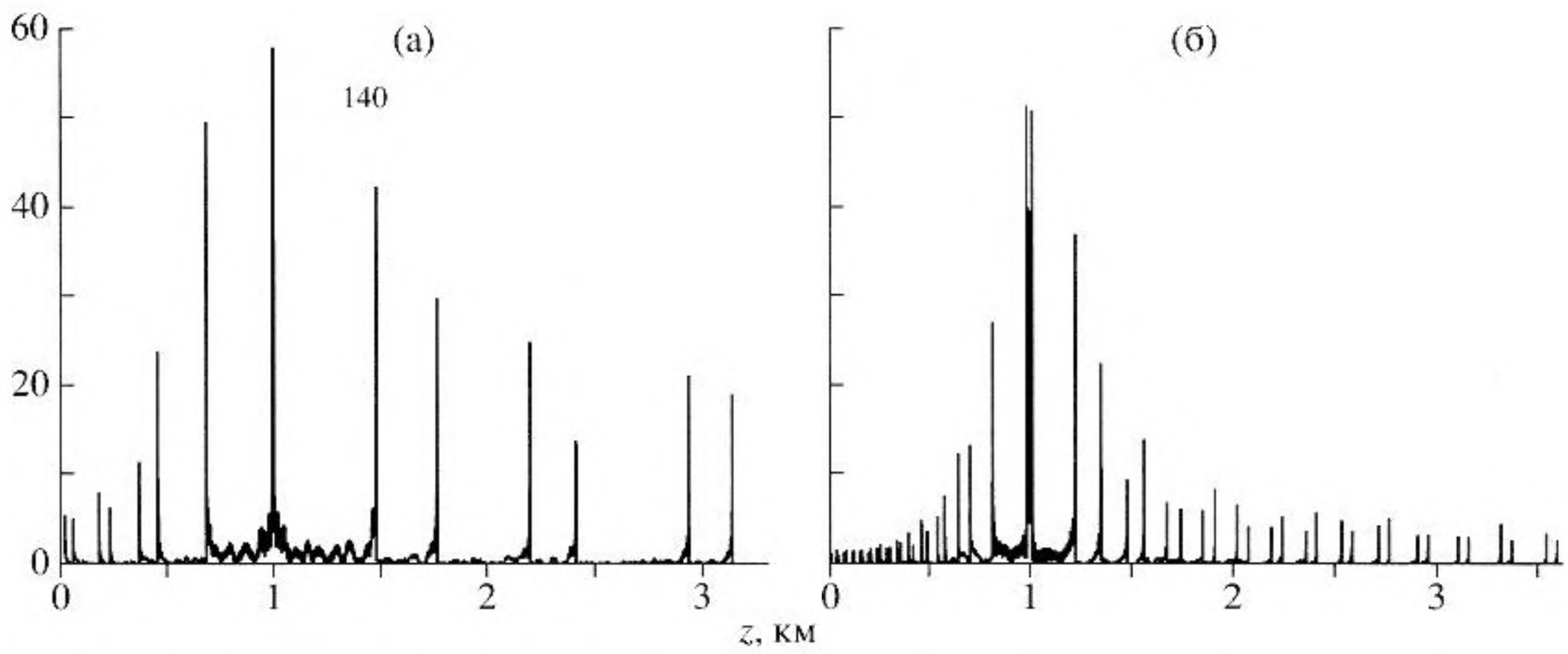

Рис. 4. Модуль амплитуды акустического поля вдоль вертикали; расстояние от источника: а – x_1 = 500 км; б – x_2 = 2000 км.

кривых *1*, *2* принадлежат лучам, попадающим в центр каустик. Остальные лучи, образующие эти каустики, (их значительно больше) приходят на прилегающие глубины и имеют фазы, близкие к тем, что попадают в центр каустик. Отличающиеся друг от друга значения фаз на кривых *1*, *2* принадлежат лучам, относящимся к осцилляциям УР, отличным от тех, которые образуют данные каустики. Различие фаз этих лучей вызвано изменением их угла выхода, следовательно, пути и времени распространения, о чем говорилось выше. Этих точек немного, и оказать существенное влияние на сумму полей всех лучей в области каустики они не могут. Между каустиками, кривая *3*, фазы лучей меняются в диапазоне 2π, лучей с совпадающими фазами нет.

На рис. 3б показаны фазы лучей на расстоянии x_2 в области двух каустик, кривая *1*, сплошная линия, z_1 = 1.0135 км, приосевая каустика, кривая *2*, жирная линия, z_2 = 3.6055 км, и кривая *3*, штриховая линия z_3 = 0.9 км, между каустиками. Видно, что число лучей с близкими фазами сократилось благодаря возникновению новых каустик. Между каустиками, как и на рис. 3а, фазы лучей меняются произвольным образом. Сравнение фазовой структуры лучей на двух расстояниях показывает, что при увеличении расстояния меняется число каустик, интервал между ними, а также убывает число лучей, образующих каждую каустику. Характер фазовой структуры сохраняется.

Расчет акустического поля, как уже говорилось, проводился суммированием полей отдельных лучей в каждой точке оси z с учетом их амплитуд и фаз. На рис. 4а приведен модуль амплитуды акустического поля вдоль вертикали x_1. Четко выделяются 13 каустик, две приосевые в

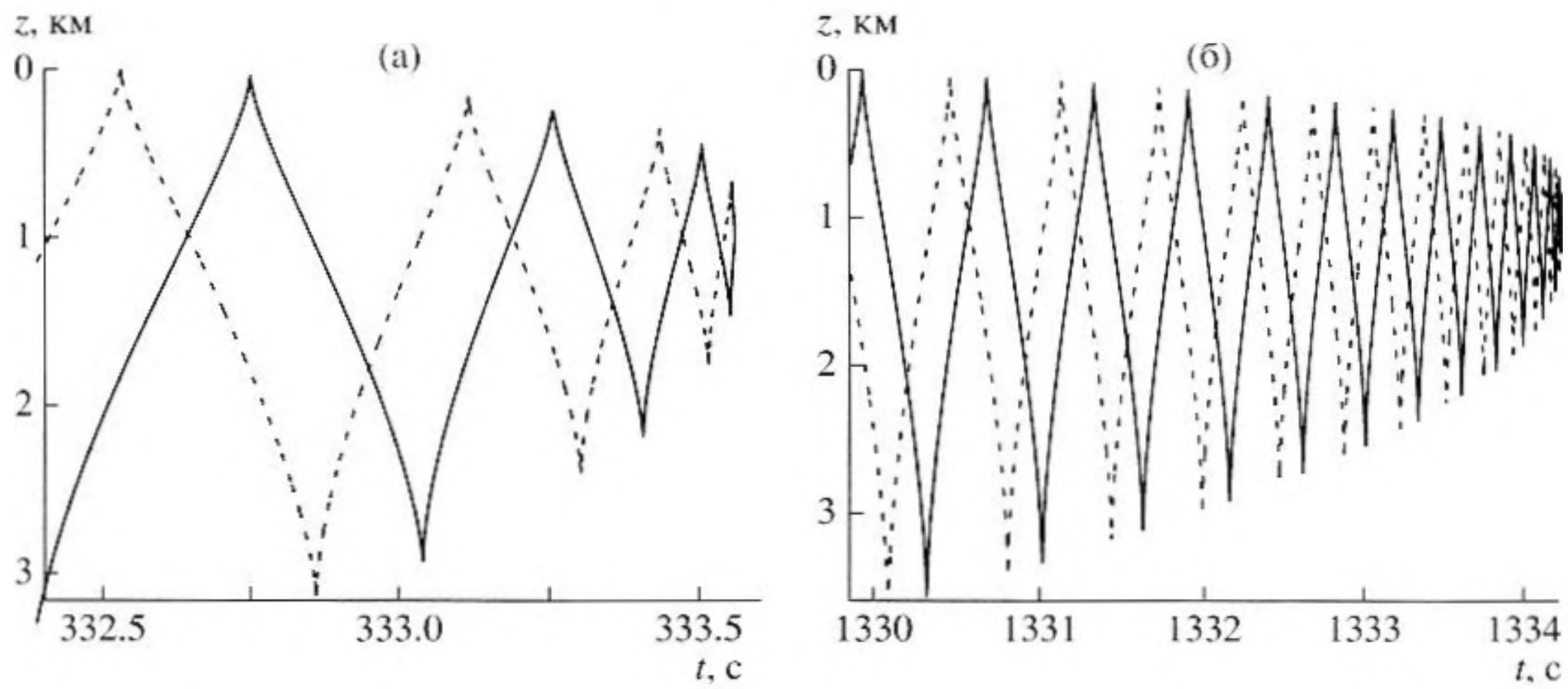

Рис. 5. Координаты лучей вдоль вертикали как функции времени распространения; расстояние от источника: а – x_1 = = 500 км; б – x_2 = 2000 км.

масштабе рисунка слились в одну. Амплитуда поля между каустиками имеет вид квазислучайных осцилляций. Величина амплитуды в приосевой области между каустиками достаточно велика, всего в 2–3 раза меньше, чем в каустиках вблизи границ волновода. Такая большая величина амплитуды акустического поля объясняется большой угловой амплитудой лучей в этой области (плотностью лучей).

Модуль амплитуды акустического поля на расстоянии x_2, рис. 4б, как и на рис. 4а, состоит из ряда каустик, также разделенных промежутками с квазислучайным распределением поля. Амплитуды каустик уменьшились, что, очевидно, объясняется уменьшением числа лучей, их формирующих, и возрастанием их количества. Рис. 4 хорошо отражает тенденцию изменения вертикальной структуры поля при увеличении расстояния от источника: возрастание числа каустик, их сближение и уменьшение амплитуды поля в каустиках. Между каустиками амплитуда поля сохраняет квазислучайный (шумоподобный) характер, если формируется несколькими лучами. Подчеркнем, что шумоподобный тип акустического поля возникает в результате суммирования полей отдельных лучей, распространяющихся по детерминированным траекториям, имеющих закономерное изменение фаз в процессе распространения.

До сих пор мы рассматривали распределение поля вдоль вертикали, созданное непрерывным монохроматическим источником. Полученные расчеты можно использовать и для анализа распространения импульсных сигналов. Для этого перейдем во временну́ю область. На рис. 5а, б приведены зависимости глубины прихода лучей от времени их распространения по лучу на расстояниях x_1 (а) и x_2 (б). Точки перегиба кривых – это точки каустик. В них сосредоточено большое количество лучей с близкими временами распространения. Сравнение рис. 5а и б показывает, что отношение разностей времен распространения самого пологого и самого крутого лучей близко к отношению x_1/x_2. Временной интервал между каустиками убывает при переходе от крутых лучей к пологим, которые распространяются вблизи оси волновода. Неизменным остался временной интервал между первой (приосевой) и вторыми каустиками, $\Delta t \sim 5$ мс для x_1 и x_2. Обычно излучаются импульсы длительностью 10–20 мс. Начиная с прихода первых импульсов озвучивается вся вертикаль. Последовательно в каждую точку по вертикали попадает один или два импульса. Временной интервал между приходом соседних лучей (точки вдоль кривой) составляет ~1 мс для крутых лучей и ~0.01 мс для пологих. Это означает, что импульсы пологих лучей перекрываются. Практически вся приосевая область в интервале $z = 1 \pm 0.3$ км оказывается озвученной перекрывающимися импульсами.

Рассмотрим приход отдельных импульсов длительностью 10 мс в различные точки по глубине, рис. 6 а, в зависимости от времени распространения по лучу для расстояния x_2. По вертикальной оси отложена амплитуда импульса, определяемая амплитудами лучей, его формирующих. Импульсы 1–3 созданы лучами в центрах каустик с координатами 1 – z_1 = 3.655 км, 2 – z_2 = 2.415 км, 3 – z_3 = = 2.365 км. Импульс 4 состоит из трех одновременно пришедших импульсов, но имеющих различные координаты по глубине: 0.9 км, 1.0 км и 1.1 км. Координаты этих импульсов лежат в приосевой области, где, как видно на рис. 4б, акустическое поле имеет квазислучайный характер и достаточно большую величину. Импульсы малой амплитуды вдоль всей оси времени принадлежат одиночным лучам, попадающим на указанные

глубины. На рис. 6б показаны импульсы в приосевой области в увеличенном масштабе: кривая *1* – два одновременно пришедших импульса в приосевые каустики, $z_1 = 0.9875$ км и $z_2 = 1.0125$ км, *2* – два слабо различающихся по времени прихода импульса в каустиках, глубины которых $z_3 = 0.81625$ км и $z_4 = 1.2275$ км, *3* – $z_1 = 1.0$ км, последний по времени распространения импульс. Сдвоенные импульсы под номерами 1, 2, несмотря на близкие времена прихода, могут быть выделены как отдельные благодаря различию их координат вдоль оси z, равному 25 м и 411.25 м соответственно.

Используем другой способ рассмотрения приходящих отдельных импульсов. Примем, что измерения импульсных сигналов осуществляются одновременно по всей глубине волновода. Это дает возможность проследить, какую область по глубине озвучивает каждый отдельный импульс. На рис. 6в по горизонтальной оси отложена глубина волновода, по вертикали – амплитуда импульсов. Сплошная кривая под номером *1* представляет последний импульс. Он включает в себя две приосевые каустики и две каустики, расположенные вверх и вниз от них по оси z. Здесь видно, что все четыре каустики, сигналы которых имеют одинаковое время распространения, легко различимы благодаря пространственному разнесению по оси z. Область между каустиками также озвучена, но амплитуда акустических импульсов в ней значительно меньше, чем в каустиках и не мешает выделению каустик. Штриховой кривой показан предпоследний импульс. В него попадают две каустики. В области $z \sim 2.5$ и 3.5 км импульсы содержат одну и две каустики.

Подводя итог импульсному рассмотрению распространения акустического поля, можно сказать следующее. Временной интервал между каустиками для крутых лучей достаточен для их разрешения, независимо от того, насколько различаются их глубины. С переходом к более пологим лучам временной интервал между каустиками убывает, но сохраняется интервал вдоль оси z. Даже приосевые каустики, сигнал в которые приходит практически одновременно, отстоят друг от друга по глубине на 25 м.

В результате проведенного расчета можно сделать вывод, что закономерные изменения вертикальной структуры акустического поля в ПЗК без флюктуаций при увеличении расстояния существуют. Они состоят в увеличении количества каустик вдоль вертикали пропорционально разности числа точек заворота или разности числа циклов лучей на границах углов выхода из источника на заданном расстоянии. Положение каустик легко вычисляется по заданному распределению скорости звука по глубине. Несмотря на отсутствие флуктуаций скорости звука присут-

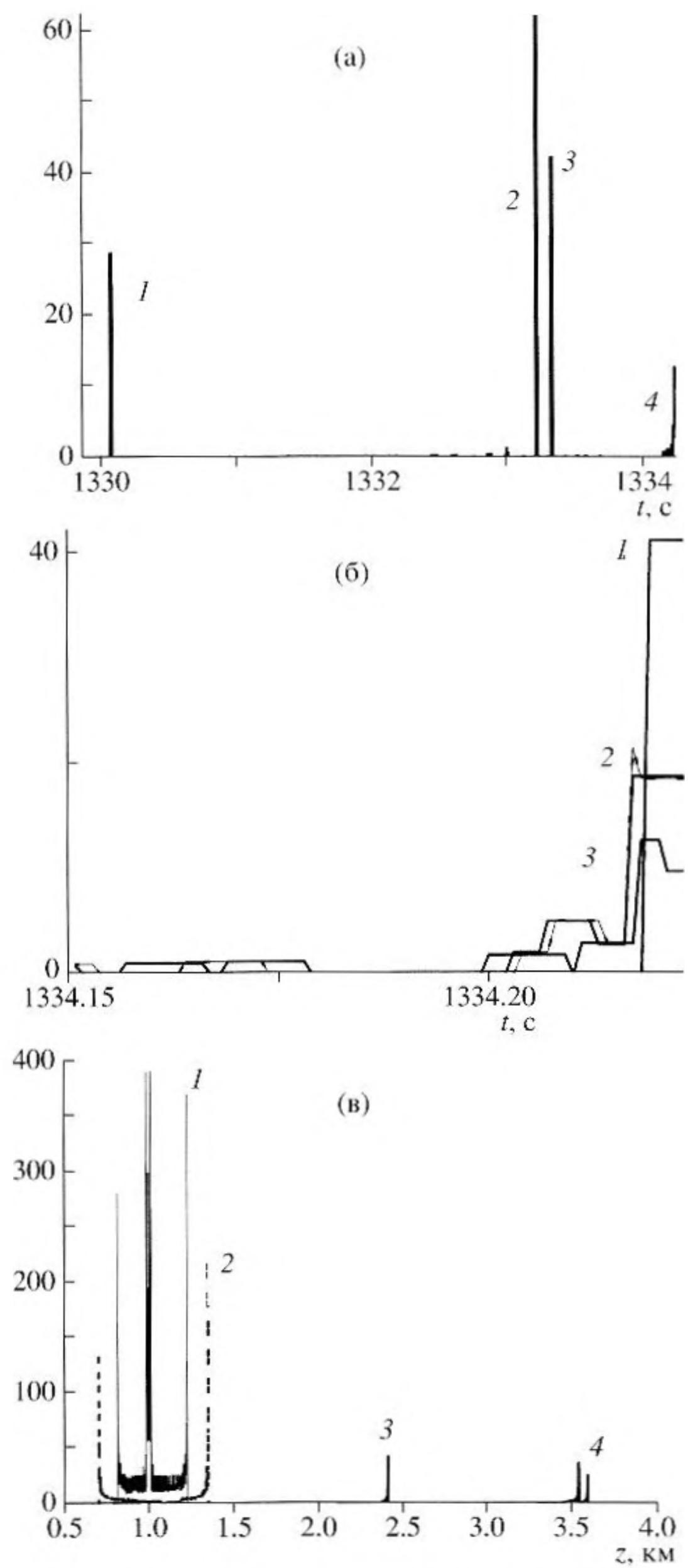

Рис. 6. Связь глубины прихода импульсов с их временем распространения на расстоянии $x_2 = 2000$ км; а – *1* – $z = 3.655$ км, *2* – $z = 2.415$ км, *3* – $z = 2.365$ км, *4* – три одновременно пришедших импульса на глубины 1.0 км, 1.1 км, 0.9 км; б – *1* – два импульса, одновременно пришедших на глубины 0.9875 км и 1.0125 км, *2* – два импульса, одновременно пришедших на глубины 0.81625 км и 1.2275 км, *3* – последний импульс, $z = 1.0$ км; в – области δz, озвученные отдельными импульсами, *1* – сплошная кривая, последний импульс, *2* – штриховая кривая, предпоследний импульс, *3* – импульс в середине временного диапазона, *4* – второй импульс.

ствует квазислучайная (шумоподобная) составляющая акустического поля. Она образуется между каустиками и зависит от числа лучей, попадающих в каждую точку.

Проведенный расчет показал наличие в приосевой области акустического поля повышенной амплитуды квазислучайного характера, что наблюдается в экспериментах по дальнему распространению звука, но не подтвердил невозможность выделения каустик в этой области при расчете без учета флуктуаций среды [1].

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ "Научные школы № НШ-1641.2003.2".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Worcester P.F., Cornuelle B.D., Dzieciuch M.A., Munk W.H., Howe B.M., Mercer J.A., Spindel R.C., Colosi J.A., Metzger K., Birdsall T.G., Baggeroer A.B.* A test of basin-scale acoustic thermometry using a large-aperture vertical array at 3250-km range in the eastern North Pacific Ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 6. P. 3185–3201.
2. *Tappert F.D., Tang Xin.* Ray chaos and eigenrays // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 99. № 1. P. 185–195.
3. *Simmen J., Flatte S.M., Wang G.-Yu.* Wavefront folding, chaos, and diffraction for sound propagation through ocean internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 102. № 1. P. 239–255.
4. *Beron-Vera F.J., Brown M.G., Colosi J.A., Tomsovic S., Virovlyansky A.L., Wolfson M.A., Zaslavsky G.M.* Ray dynamics in a long-range acoustic propagation experiment // J. Acoust. Soc. Amer. 2003. V. 114. № 3. P. 1226–1242.
5. *Вировлянский А.Л.* Лучевой хаос в задачах о дальнем распространении звука в океане // Акустика океана. Доклады 10-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2004. С. 51–56.
6. *Smirnov I.P., Virovlyansky A.L., Zaslavsky G.H.* Ray chaos, travel time modulation, and sensivity to the initial conditions // J. Acoust. Soc. Amer. 2005. V. 117. № 3. Pt 2 of 2. P. 1595–1606.
7. *Зверев В.А., Иванова Г.К.* О формировании волн Бриллюэна в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 5. С. 632–637.
8. *Зверев В.А., Иванов В.П., Иванова Г.К.* Измерение и расчет вертикальной структуры акустического поля в океане / Акустика океана. Доклады 9-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2002. С. 128–131.
9. *Диденкулов И.Н., Зверев В.А., Иванов В.П., Иванова Г.К.* Измерение и расчет вертикальной структуры звукового поля в океане // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 6. С. 783–791.
10. *Зверев В.А., Иванова Г.К.* О вертикальной структуре звукового поля в океане с каноническим профилем скорости звука // Акустика океана. Доклады 10-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2004. С. 86–89.
11. *Зверев В.А., Иванова Г.К.* О вертикальной структуре звукового поля в каноническом волноводе на больших дистанциях // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 6. С. 771–776.
12. Распространение звука во флуктуирующем океане. Пер. с англ. / Под ред. С. Флатте. М.: Мир, 1982. С. 330.

Range Dependence of the Vertical Structure of Sound Field in the Ocean

V. A. Zverev and G. K. Ivanova

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603600 Russia
e-mail: zverev@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—In the ocean without fluctuations, the sound field is calculated by the method of geometrical acoustics with allowance for purely water-path rays in a sound channel of canonical shape with a thickness of 4 km for distances of 500 and 2000 km. The sound field is determined as a sum of individual rays arriving at a given point with their own amplitudes and phases. It is shown that the vertical structure of the sound field consists of a number of caustics separated by regions with a quasi-random distribution of the field whose amplitude is much smaller than that in the caustics. At a fixed distance, the number of caustics is equal to the difference between the numbers of the ray turning points at the boundaries of the departure angle range. As the distance from the source increases, the number of caustics increases proportionally to distance.