АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2005, том 51, № 6, с. 771–777

УДК 551.463.21

О ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В КАНОНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ НА БОЛЬШИХ ДИСТАНЦИЯХ

© 2005 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 12.04.04 г.

Обсуждаются результаты расчета вертикальной структуры акустического поля в волноводе методом геометрической акустики. Профиль скорости звука выбран канонической формы и неизменным вдоль трассы длиной 1000 км. Монохроматический источник звука располагался на оси волновода. Показано, что на больших расстояниях от источника акустическое поле водных лучей сосредоточено главным образом в каустиках, число которых определяется количеством перекрывающихся циклов лучей на выбранной дистанции. Предложен метод оценки амплитуды акустического поля, созданного каждым лучом. Полученные значения амплитуд учтены при расчете суммарного акустического поля вдоль вертикали. Рассмотрена одна из причин возникновения хаотического распределения координат лучей. Ею может стать произвольный выбор числа лучей и их угла выхода из источника без учета дискретного задания одной из переменных. Рассмотренный механизм образования лучевого хаоса позволяет объяснить, почему хаос, наблюдаемый при расчетах, сосредоточен, в основном, в области пологих лучей.

В акустике океана большое внимание уделяется изучению распространения звука на большие расстояния, что вызвано, в частности, развитием томографии океана. В работах [1–3] приводятся описания экспериментов по сверхдальнему распространению звуковых импульсов и объяснение полученных результатов расчетом по различным теоретическим моделям без учета и с учетом флуктуаций среды. В расчетах предпочтение отдается лучевому представлению акустического поля. Траектории лучей в [1–3] рассчитываются путем решения уравнений Гамильтона–Якоби, к которым преобразуется волновое уравнение при использовании аналогии между описанием движения материальной частицы и лучевой траекторией.

Авторы цитируемых работ пришли к выводу, что в вертикальной плоскости на больших дистанциях возникает лучевой хаос как в присутствии флуктуаций среды (например, наличии внутренних волн) так и без каких-либо возмущений. Большая часть работы [3] посвящена исследованию лучевого хаоса, который, по мнению авторов, заложен в гамильтоновой структуре лучевых уравнений. При этом наибольший хаос, выражающийся в появлении мультимикротраекторий и мешающий выделению отдельных звуковых импульсов, возникает в области приосевых, пологих лучей. В области прихода крутых лучей мультимикротраекторий возникает меньше, сохраняются характерные черты невозмущенной временно́й структуры звукового поля вдоль вертикали, хотя и нарушенной лучевым хаосом. Такое различие в хаосе пологих и крутых лучей авторы объясняют тем, что лучевой хаос в этих крайних областях углового диапазона водных лучей подчиняется различному статистическому описанию. Между тем, какая-либо связь статистического описания с возникновением хаоса в [3] не приводится. Отсюда возникает задача дать описание возникновения хаоса при численном счете, связанное со структурой волнового поля и позволяющее понять, в чем причина наблюдаемой связи величины и характера хаоса с параметрами лучей. Расчет вертикальной структуры акустического поля в реальном подводном звуковом канале (ПЗК) на значительном удалении от источника (1500 км) приводится в работе [4], где методом геометрической акустики получена вполне упорядоченная структура вертикальных координат лучей и проекций их волновых чисел на вертикаль без каких-либо признаков лучевого хаоса. Однако условия распространения звука в [4] отличаются от имеющих место в [1–3]. В [4] звуковой источник находился в приповерхностном максимуме скорости звука. Это привело к тому, что поле в [4] формировалось сравнительно небольшой группой лучей, чьи точки заворота ниже оси волновода лежат на глубине, где скорость звука больше, чем в приповерхностном максимуме. В результате большая группа канальных лучей выпала из рассмотрения.

Цель данной работы на примере канонического волновода рассчитать вертикальное распределение акустического поля, созданного значитель-

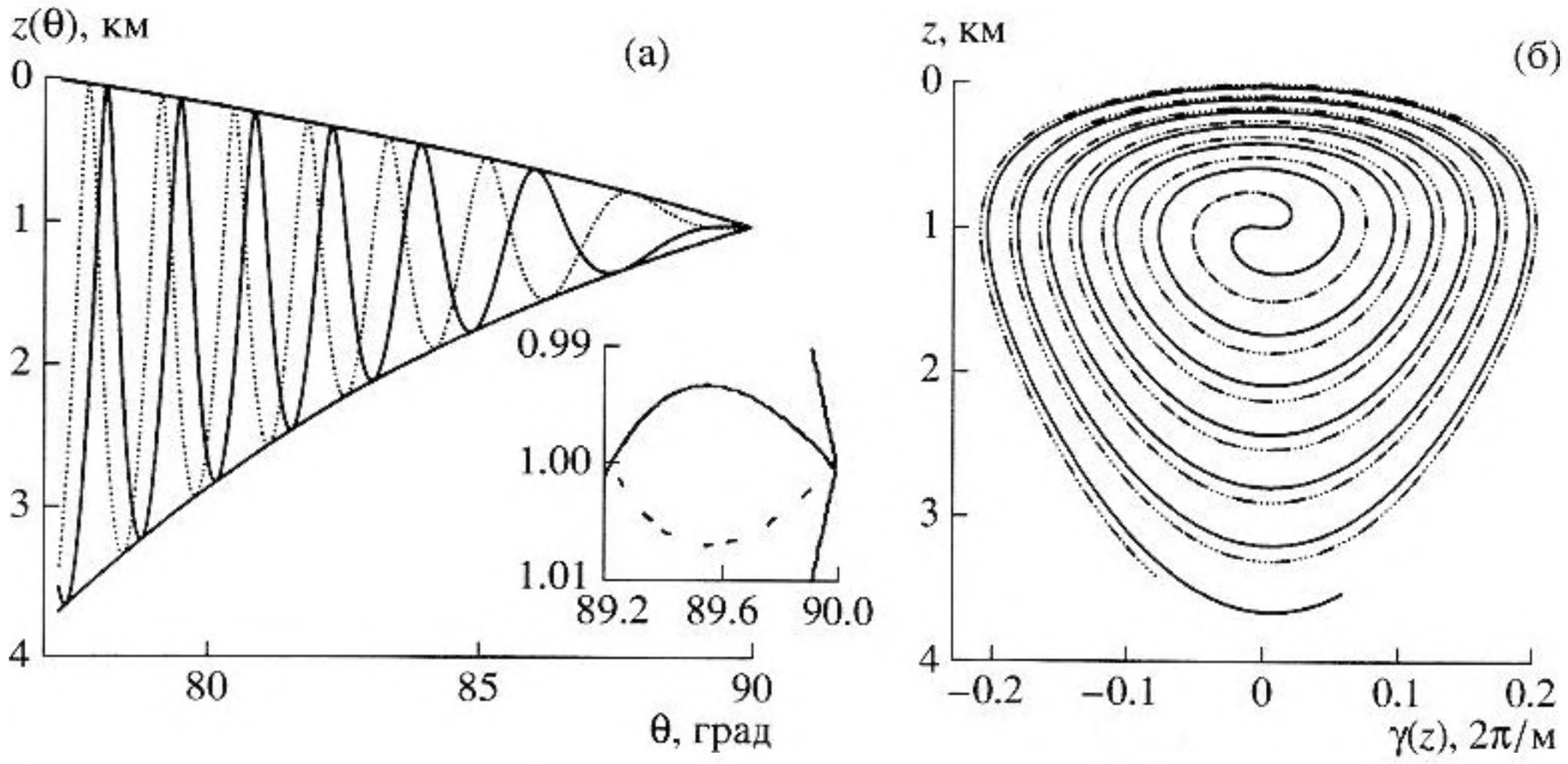

Рис. 1. Вертикальная структура акустического поля; сплошные линии – лучи выходят к поверхности, штриховые – в сторону дна; а – УР координат лучей $z(\theta)$ как функция угла выхода из источника; б – проекции волновых чисел (ПВЧ) лучей $\gamma(z)$ на ось z.

ным количеством лучей, достаточным для образования хаоса. Для этого расчет ведется на значительном удалении от источника (1000 км), помещенного на оси канала.

В результате проделанного расчета получено, что акустическое поле на больших дистанциях в каноническом волноводе в основном сосредоточено в каустиках, число которых пропорционально числу перекрывающихся циклов на заданном расстоянии. Амплитуда поля в каустиках значительно превышает амплитуду поля между ними. Отметим, что формирование на больших расстояниях вдоль вертикали ряда каустик может быть проверено экспериментально.

Расчет вертикальной структуры акустического поля проводился для канонической модели звукового канала, которая достаточно близка к реальным профилям скорости звука в отдельных областях океана [7]. Монохроматический источник звука частоты 233.6 Гц располагался на оси канала, лежащей на глубине $z_0 = 1$ км, при глубине волновода, равной 4 км. Рассматривались только водные лучи. Методом, описанным в [4], определялись угловое распределение вертикальных координат лучей (УР) и проекции их волновых чисел на вертикаль (ПВЧ) как функции угла выхода лучей из источника. Полученные функции использовались для вычисления суммарного акустического поля, созданного отдельными лучами в каждой точке по глубине.

Одним из основных результатов расчета является выявление определяющей роли функции $z(\theta)$, показанной на рис. 1а, представляющую координаты лучей вдоль вертикали или УР лучей, на максимальном расстоянии $x_c = 1000$ км от источника, где θ – угол выхода лучей, отсчитываемый от оси z, (вертикали). Здесь и на последующих рисунках сплошная кривая относится к лучам, вышедшим из источника в сторону поверхности, штриховая – в сторону дна. Линии, огибающие кривые $z(\theta)$ сверху и снизу, являются важными источниками информации об акустическом поле. Они показывают глубины заворота лучей у поверхности и дна. На вставке в рис. 1а приведены функции $z(\theta)$ вблизи $\theta = 90°$ в увеличенном масштабе. Осциллирующий характер УР лучей обусловлен зависимостью длины циклов лучей от угла выхода. Лучи, вышедшие при θ вблизи 90°, имеют 24 полных цикла на расстоянии x_c, вблизи $\theta \sim 77.3° - 17$. Разность числа циклов лучей, соответствующих наименьшему и наибольшему значениям длин циклов, равна 7. Именно столько осцилляций имеют кривые $z(\theta)$ на рис. 1а с учетом показанных на вставке.

Следующие особенности УР лучей являются наиболее важными. Все максимумы и минимумы обеих кривых являются каустиками, а не точками заворота лучей, как может показаться из-за близости всех экстремумов, за исключением приведенных на вставке, к точкам заворота. Каждая кривая имеет 14 каустик. Каустики на вставке отличаются от остальных тем, что они возникли благодаря существованию минимума длины цикла лучей как функции угла выхода вблизи $\theta = 90°$. Центры этих каустик далеко отстоят от точек заворота лучей, показанных на вставке двумя линиями. Как видно из рисунка, эти каустики гораздо шире остальных, их угловая ширина $\Delta\theta \sim 0.8°$. В области этих каустик сосредоточено большое количество лучей (большая доля энергии акустического поля). Остальные каустики возникают при монотонном изменении длины цикла и имеют малую угловую ширину.

Одной из важнейших характеристик волнового поля являются проекции волновых чисел (ПВЧ) на ось z как функции угла выхода. Обозначим их $\gamma(\theta)$. Они также имеют осциллирующий характер, аналогичный УР $z(\theta)$. Наибольший интерес представляет зависимость ПВЧ от глубины прихода лучей на заданном расстоянии. Эта функция $\gamma(z)$ получается из $\gamma(\theta)$ с помощью УР $z(\theta)$ путем исключения угла выхода. Функции $\gamma(z)$ приведены на рис. 1 б также для двух групп лучей, вышедших из источника в сторону дна и поверхности. Принято, что $\gamma(z) > 0$, если лучи распространяются в сторону дна, и $\gamma(z) < 0$, если к поверхности. В отличие от рис. 1а, здесь четко видны точки заворота лучей, в них $\gamma(z) = 0$. Каустики на этом рисунке практически незаметны. Они лежат вблизи точек заворота лучей, и $\gamma(z)$ во всех каустиках близки к нулю.

Заметим, что в [1] приведены кривые, отличающиеся от показанных на рис. 1б на постоянный множитель, равный циклической частоте. Очевидно, это не позволило авторам [1] увидеть их физическое содержание.

Отметим характерные особенности вертикальной структуры звукового поля на большом удалении от источника, опираясь на рис. 1а, б. Координаты лучей вдоль вертикали, УР лучей, и проекции их волновых чисел на ось z, ПВЧ, имеют строго упорядоченный характер. Полученные кривые обладают большой информативностью и без проведения расчета акустического поля, так как обозначают глубины концентрации лучей (каустики), число лучей, приходящих в каждую точку по глубине, а также возможный набор пространственных частот лучей вдоль оси z. Вдоль вертикали образуется большое количество каустик, пропорциональное числу перекрывающихся циклов. На расстоянии x_c имеется 28 каустик. Расчет УР и ПВЧ лучей на расстоянии $x = 3250$ км, которое рассматривается в [2, 3], дал аналогичную картину. Отличие состоит только в числе каустик, количество которых возросло приблизительно в 3 раза. ПВЧ, $\gamma(z)$, сильно меняются с глубиной, что приводит к нелинейной зависимости от глубины фазы суммарного акустического поля, образованного лучами вдоль вертикали. Области, где значения $\gamma(z)$ можно считать постоянными, лежат вблизи оси канала, их протяженность не превышает 200 м.

Расчет акустического поля в вертикальной плоскости проводился с помощью функций $z(\theta)$, $\gamma(z)$. Поле рассчитывалось как сумма полей, созданных водными лучами, приходящими в данную точку z. Акустическое поле каждого луча имеет свою амплитуду. Нами предлагается следующая методика определения лучевых амплитуд.

Примем, что амплитуда поля, созданного каждым лучом, равна отношению его угловой ширины, которая предполагается неизменной при распространении в волноводе, к величине Δz, которую этот луч занимает вдоль оси z на расстоянии x_c от источника: $AM = \Delta\theta/\Delta z$. Можно также считать, что $\Delta\theta$ определяется как разность углов выхода соседних или близких лучей, Δz – разность глубин прихода этих лучей на ось z. Угловая ширина луча $\Delta\theta$ зависит от угла выхода, $\Delta\theta$ убывает с уменьшением угла θ, что легко показать с помощью закона Снеллиуса. Величина Δz является функцией z. Она характеризует плотность лучей вдоль вертикали и определяется по УР $z(\theta)$. Области функции $z(\theta)$, куда не попадали рассчитанные лучи, были заполнены путем интерполирования вместо расчета дополнительных лучей. Это было сделано для того, чтобы интервал Δz между соседними лучами был одинаков. В данном случае он равен интервалу дискретизации вдоль оси z. Процедура интерполирования позволила получить расчет как амплитуд поля, так и суммарного акустического поля по большему количеству лучей, чем было выбрано первоначально. Вблизи каустик достаточно большое число лучей имеет одинаковые координаты по глубине при разных углах выхода, т.е. $\Delta z = 0$. Это объясняется тем, что для разграничения этих лучей по оси z нужен меньший интервал дискретизации. В этих случаях Δz принимался равным интервалу дискретизации, наименьшему расстоянию по оси z между лучами при выбранных параметрах счета. Такая замена приводит к уменьшению величины амплитуд лучей в области каустик. Это основная неточность в предложенном способе расчета амплитуд акустического поля каждого луча. В данной работе амплитуда лучей считалась как среднее по двум интервалам дискретизации. В работе [8] число лучей, по которым проводилось усреднение, не было одинаковым, и выбиралось таким, что Δz было не меньше интервала дискретизации. Этот способ счета приводит к завышению амплитуд в области каустик.

Распределение амплитуд поля лучей в зависимости от угла выхода показано на рис. 2а. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1. Максимумы это амплитуды лучей в центре каустик. Амплитуды первых приосевых самых широких каустик совпадают для лучей, вышедших из источника в сторону поверхности и дна. Видно плавное уменьшение амплитуд в центре каустик при уменьшении угла выхода. Действительная часть суммарного акустического поля показана на рис. 2б. Здесь видны все каустики. Две центральные каустики, симметричные относительно оси волновода, в масштабе рис. 2б слились в одну. Несмотря на то, что в промежутках между каустиками суммируется большое число лучей, амплитуда поля, созданного ими, много меньше амплитуды на каустиках. На основании рис. 2б можно заключить, что на больших расстояниях каустики

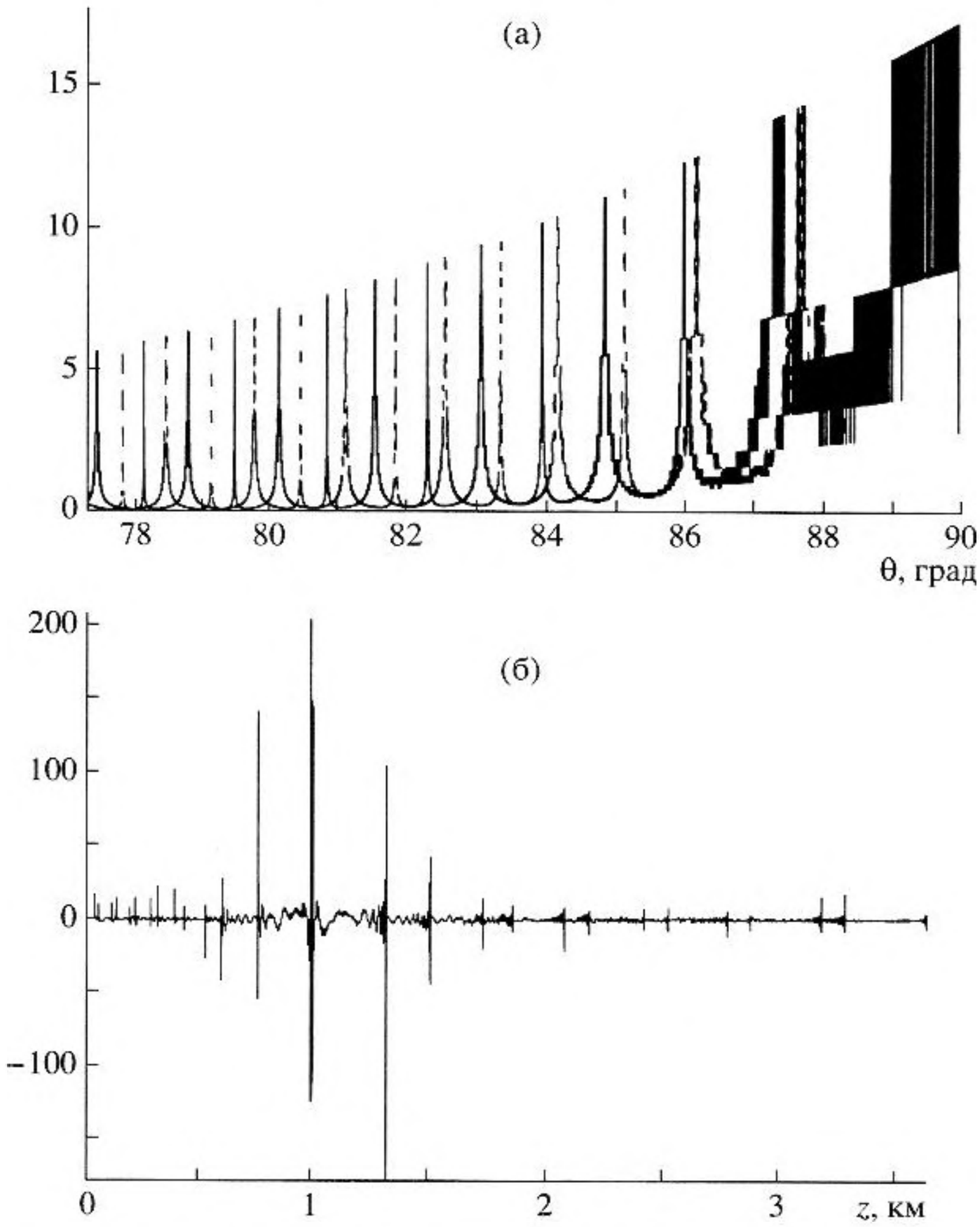

Рис. 2. Акустическое поле водных лучей: а – зависимость амплитуд акустического поля лучей от угла выхода их из источника; б – амплитуда действительной части суммарного акустического поля вдоль вертикали.

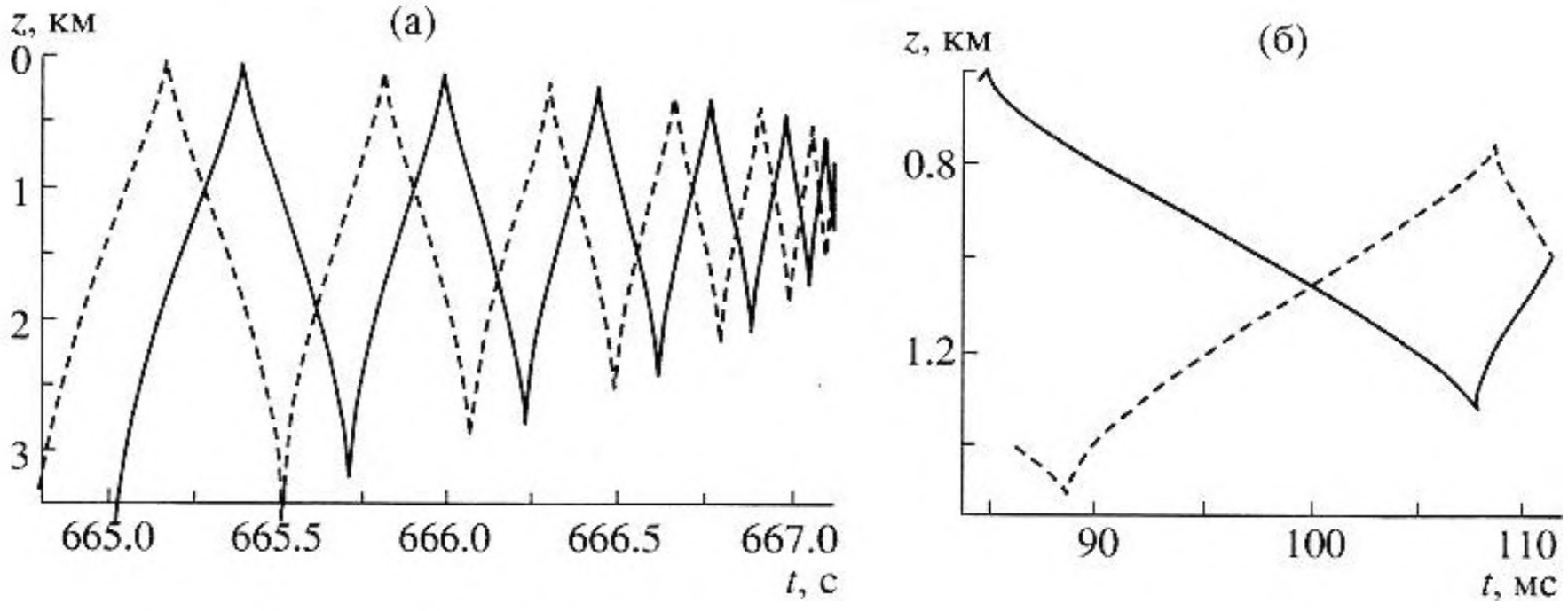

Рис. 3. Связь между вертикальной координатой лучей и временем их распространения; а – для всех водных лучей; б – приосевые лучи в увеличенном масштабе.

играют основную роль в распределении акустического поля по вертикали.

В настоящее время большое внимание сосредоточено на результатах расчета времени прихода импульсов и их координатах вдоль оси z, см., например, [1–3]. Нами одновременно с вычислением $z(\theta)$ также проведен расчет времени распространения звука вдоль лучевых траекторий. На рис. 3а, б представлены координаты лучей вдоль вертикали $z(\theta)$ как функции времени рас-

пространения звука по соответствующим лучам. На рис. 3б показаны глубины прихода приосевых лучей в зависимости от времени в увеличенном масштабе. Видно, что и времена прихода лучей имеют в данных условиях распространения регулярный характер. Точки перегиба кривых – это точки каустик. Как следует из рис. 3а, только в небольшом числе точек по глубине времена распространения звука по разным траекториям совпадают. Можно найти такую глубину, на которую при импульсном источнике звука будет поступать последовательность импульсов, хорошо различимых, если их ширина меньше временно́го интервала между ними. Наибольшее время распространения имеют приосевые, пологие лучи, углы выхода которых близки к 90°. Видно, что времена распространения звука по пологим лучам отличаются друг от друга меньше, чем по крутым. На рис. 3б показаны времена прихода звука по лучам в области первых трех каустик, ближайших к оси волновода, причем первые, ближайшие к оси каустики, представлены одной точкой. Времена распространения звука до этих каустик с точностью до 0.05 мс совпадают с временем распространения звука вдоль оси волновода. Временно́й интервал между первыми симметричными каустиками и второй каустикой не больше 5 мс. По вертикальной оси эти каустики разнесены больше, чем на 200 м. Разность времен распространения звука между отдельными приходами импульсов нужно сравнивать с $1/\Delta f$, где Δf – возможная ширина полосы звукового источника, обусловленная поглощением звука в океане. Если принять, что $\Delta f \sim 100$ Гц, то длительность звукового импульса должна быть не меньше 10 мс. Обычно в экспериментах по распространению звуковых импульсов на большие дистанции длительность импульсов составляет 10–30 мс. Отсюда следует, что приосевые лучи между первыми и вторыми каустиками могут быть различены один от другого по времени распространения, если удастся сформировать импульсы длительностью ~1 мс и меньше, что затруднительно из-за существования поглощения звука. Однако невозможность различить перекрывающиеся импульсы, распространяющиеся по близким лучам, не является основанием для утверждения, что эти лучи хаотичны.

Перейдем теперь к одной из основных задач этой статьи: к рассмотрению одной из возможных причин появления хаоса. Заметим, что хаос наблюдается при численном счете, а численный счет имеет свои особенности. Одной из особенностей численного счета является дискретность представления данных. Ранее уже сообщалось, как дискретность данных влияет на точность расчета дифракции волнового поля [9]. Рассмотрим роль дискретного задания переменных в образовании хаоса. В случае, если удастся показать, что причиной хаоса может быть ошибка счета, вызванная дискретностью задания данных, то эта причина должна рассматриваться в качестве основной и в работах [2–3] по крайней мере до тех пор, пока не будет доказано, что дискретность задания данных в [2–3] не приводит к ошибкам в счете.

В данной работе дискретной координатой является глубина волновода z с шагом Δz. Принято считать различными ближайшие по углу выхода лучи, если глубины их точек заворота различны. Отсюда следует, что число лучей (число дискретных значений углов выхода) не должно превышать число точек по глубине от оси волновода до наиболее удаленной его границы. Обозначим это число N. Если рассчитывается число лучей больше, чем N, то часть лучей будет иметь одинаковые глубины точек заворота, и по определению являться одним и тем же лучом, но из-за разных углов выхода координаты вдоль вертикали этих лучей будут различны, что и создаст хаос. Такие лучи являются лишними, фантомными. Другой причиной появления хаоса является произвольный выбор угла выхода луча. Рассмотрим лучи, различающиеся по углу выхода на $\Delta\theta$ и по глубине точек заворота на Δz. Воспользовавшись законом Снеллиуса, получим приближенную связь шага по углу выхода $\Delta\theta$ с Δz, углом θ и $c(z)$:

$$\left|\frac{\Delta\theta}{\Delta z}\right| = \left|\frac{\mathrm{tg}(\theta)}{\Delta z}\right|\left|\frac{\Delta c}{c(z)}\right|. \qquad (1)$$

Из выражения (1) следует, что шаг по углу $\Delta\theta$ зависит от угла выхода θ и интервала Δz. При постоянной величине Δz и при уменьшении угла выхода $\Delta\theta$ убывает. Если выбрать постоянный шаг по углу, ($\Delta\theta = \mathrm{const}$), то точки заворота отдельных лучей могут попасть между дискретными точками по глубине, что приведет к ошибке в расчете функций УР, ПВЧ лучей и времени распространения поля по траектории луча из-за неточного определения глубины точек заворота. Отсюда следует, что угол выхода луча должен быть выбран так, чтобы его точка заворота совпала с одной из дискретных точек вдоль оси z. Еще одно важное свойство лучевой структуры вдоль вертикали следует из выражения (1) для $\Delta\theta$. Угловая плотность лучей $\Delta\theta/\Delta z$ убывает с уменьшением угла выхода θ. Отсюда следует вывод, неоднократно подтвержденный экспериментом, а также расчетами, что наибольшая плотность лучей наблюдается вблизи оси волновода, в области пологих лучей. Проиллюстрируем сказанное расчетом.

На рис. 4а приведен результат расчета УР лучей, число которых превышает допустимое (N) в 2.3 раза. Рассчитывались лучи, выходящие из источника в сторону дна при равномерном шаге по углу. Из сравнения с аналогичной кривой на рис. 1а, полученной при оптимальном количестве лучей и согласованном выборе угла выхода луча с его точкой заворота, видно, что общий ход кривой в присутствии избыточных лучей сохраняет-

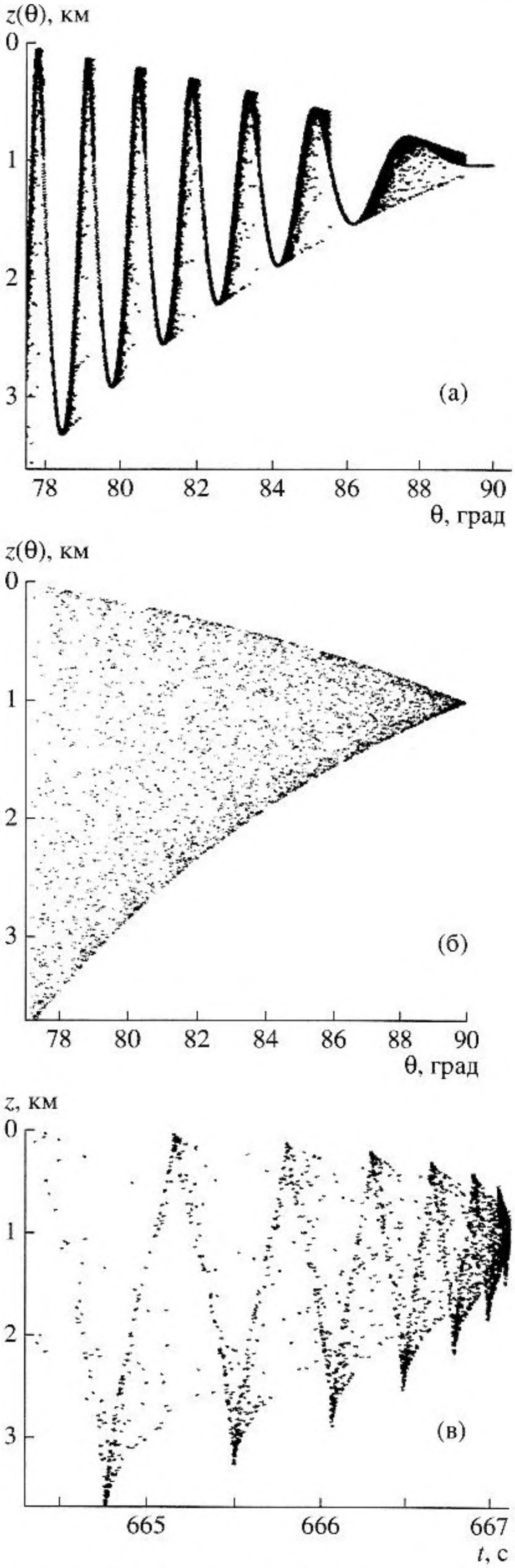

Рис. 4. а – УР координат лучей $z(\theta)$ при избыточном количестве лучей; б, в – несогласованный выбор угла выхода лучей с точкой их заворота при постоянном шаге по углу; б – УР координат лучей $z(\theta)$, в – зависимость времени распространения звука по лучам от глубины их прихода.

ся. Это произошло по той причине, что связь угла выхода с точкой заворота луча была нарушена только для тех лучей, чей угол выхода соответствовал завороту на глубине между соседними дискретными точками. Это сохранило неизменными координаты лучей, чей угол выхода согласован с точкой заворота. Наибольшее количество фантомных лучей наблюдается в приосевой области (пологие лучи), так как здесь, как следует из выражения (1), наибольшая плотность лучей. Наибольший шаг по углу между соседними лучами имеет место вблизи оси волновода и может вместить несколько фантомных лучей. В области крутых лучей, при меньших значениях θ, число фантомных лучей между соседними лучами сокращается и даже может совсем отсутствовать. В данном случае согласованный шаг по углу $\Delta\theta$ от начала и до конца диапазона угла выхода убывает ~ в 3 раза. На рис. 4б приведен результат расчета, при котором согласование углов выхода с точками заворота лучей полностью исключено. Рассчитывалось N лучей. Точки на рисунке получены при постоянном шаге по углу выхода. Никакой регулярной структуры, как на рис. 1а и 4а, не наблюдается. Наибольшее число точек также сосредоточено вблизи оси ПЗК при углах выхода, близких к 90°. Причина наибольшего скопления лучей в этой области та же, что описана выше. Хаотический вид имеют и функции ПВЧ лучей, которые мы здесь не приводим.

Однако зависимость времени распространения звука по лучу от глубины, приведенная на рис. 4в, сохранила основную структуру, как на рис. 3а, б, несмотря на казалось бы полную хаотичность УР $z(\theta)$. Объяснением такой устойчивости времени распространения к несогласованному выбору угла выхода может служить то, что при вычислении $z(\theta)$ сказывается точность расчета горизонтальной координаты траектории, которая много меньше, чем точность вычисления времени распространения. Отметим, что хаос, приведенный на рис. 4а–в и полученный в результате некорректного счета, по виду ничем не отличается от приведенного в [1, 3] при учете флуктуаций скорости звука вдоль трассы волновода, и надо еще доказать, что вычисленный в [1, 3] хаос является именно следствием флуктуаций, а не дискретности счета.

В [1, 3] дифференциальные уравнения лучевых траекторий решались методом Рунге–Кутта. В этом методе выбирается дискретизация горизонтальной координаты (расстояния до источника) с постоянным шагом, шаг по углу выхода лучей также постоянен. Отметим, что одной из сложностей в данном методе счета является необходимость задания значений скорости звука во всех точках по глубине, через которые проходят рассчитываемые траектории. Лучевой хаос при данном счете может возникнуть из-за нарушения основного свойства траекторий лучей – скорость

звука в верхней и нижней точках заворота должна быть одинакова. Это условие может быть выполнено только приближенно, причем степень приближения для разных траекторий будет различна. Нарушение этого условия приведет к тому, что верхняя и нижняя части траекторий могут относиться к разным, но достаточно близким лучам. Об этом говорят и авторы [3]. Они отмечают появление мультимикротраекторий, новых лучей вблизи основных, которые они считают "собственными" лучами. Наибольшее количество новых лучей появляется в приосевой области волновода возле пологих лучей. Это вполне понятно, в приосевой области градиент скорости звука мал, следовательно, мало и различие $c(z)$ в точках заворота соседних лучей, что облегчает процесс расщепления траекторий.

Итогом расчета вертикальной структуры акустического поля в каноническом волноводе является следующее. Координаты лучей и их пространственные частоты вдоль вертикали на большом расстоянии от источника, расположенного на оси волновода, в рамках лучевой теории описываются регулярными функциями от угла выхода лучей из источника, которые имеют ясное физическое толкование. Акустическое поле вдоль вертикали на больших расстояниях в основном определяется группами лучей, образующих каустики, в которых сосредоточена большая часть излученной энергии. Остальные лучи создают некоторый акустический фон, амплитуда которого много меньше амплитуды поля в области каустик. Именно каустики создают регулярную прогнозируемую структуру акустического поля на дальних расстояниях. Этот результат расчета может быть проверен в экспериментах по дальнему распространению звука с использованием протяженных вертикальных антенн.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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.
2. *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., 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.
3. *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.
4. *Зверев В.А., Иванова Г.К.* О формировании волн Бриллюэна в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 5. С. 632–637.
5. *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.
6. *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.
7. Распространение звука во флуктуирующем океане. Пер. с англ. / Под ред. С. Флатте М.: Мир, 1982. С. 330.
8. *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.
9. *Зверев В.А.* Принцип Гюйгенса–Френеля в акустике океана // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 1. С. 74–80.

On the Vertical Structure of the Sound Field in a Canonical Waveguide at Long Ranges

V. A. Zverev and G. K. Ivanova

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia
E-mail: ivg@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—The geometrical acoustics approach is used to calculate the vertical structure of the sound field in an oceanic waveguide. The profile of the sound speed is specified to be canonical and range-independent along a 1000-km-long propagation path. A monochromatic sound source lies on the waveguide axis. It is shown that, at long distances from the source, the sound field formed by the water-path rays is mainly concentrated in the caustics, the number of which is determined by the number of the overlapping ray cycles at a given distance. A method for estimating the amplitude of the sound field produced by individual rays is proposed. The amplitudes obtained are used to calculate the total sound field along the vertical. A possible cause of the chaotic distribution of ray coordinates is considered. This cause may consist in the arbitrary choice of the number of rays and their departure angles without taking into account the discrete character of one of the variables. This mechanism of the ray chaos formation furnishes an explanation for the fact that the chaos obtained in calculations is mainly associated with the flat rays.