

УДК 537.876

## АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИИ В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ШЕРОХОВАТЫМИ ГРАНИЦАМИ

*В. Г. Гавриленко<sup>1</sup>, М. С. Жуков<sup>2\*</sup>, С. Н. Жуков<sup>1</sup>, В. А. Яшинов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского;

<sup>2</sup> НПО «Специальная техника и связь», г. Нижний Новгород, Россия

Приведены результаты численного моделирования методом Монте-Карло распространения импульсного сигнала в плоском волноводе с плавными шероховатыми границами при бистатистическом зондировании. В случае однократного отражения выполнено сравнение результатов численного и аналитического подходов. Проанализированы временные характеристики принимаемого сигнала при многократном отражении и скользящем распространении.

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что модель плоского волновода достаточно хорошо отражает условия распространения волн различной физической природы в разнообразных искусственных и естественных средах, в частности акустических волн в подводном звуковом канале между поверхностью волновода и его дном и низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля—ионосфера. Часто поверхности таких волноводов являются существенно шероховатыми. В океанических волноводах практическое значение имеет анализ различных характеристик отражённых от стенок волновода (реверберационных) сигналов [1, 2]. Они могут нести полезную информацию о случайных параметрах поверхностей волновода, а так же часто выступают в качестве реверберационных помех при наблюдении регулярных пространственно-локализованных объёмных неоднородностей океанической среды [3, 4]. Одной из распространённых задач при этом является исследование конфигураций областей формирования поверхностной реверберации [1–4]. В случае рассеяния коротковолновых импульсных акустических сигналов используется лучевое приближение. В существующих работах наиболее подробно изучена реверберация первого порядка, обусловленная однократно отражёнными волнами. При этом чаще всего реверберация рассматривается как помеха, и поэтому временная форма отражённых импульсов детально не анализируется. Влияние многократного отражения волн, ввиду трудностей нахождения аналитического решения, исследовано недостаточно подробно. Поэтому большое значение имеет дальнейшая разработка численных методов математического моделирования. Одним из них является корпускулярный метод статистического моделирования Монте-Карло, впервые предложенный в данной работе для расчёта временных характеристик импульсного сигнала при его распространении в плоском волноводе с шероховатыми границами.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Предполагается, что точечный источник импульсного излучения расположен внутри плоского волновода с шероховатыми границами. Рассматривается случай, когда при отражении от

\* michaelzhukov@mail.ru

случайных неровностей границ волновода длительность достаточно короткого импульса существенно увеличивается и слабо зависит от формы исходного сигнала, длительностью которого поэтому можно пренебречь. Дальнейший анализ показывает, что это приближение наиболее точно при расчёте формы заднего фронта принимаемых импульсов. Поскольку волны, отражённые от различных неоднородностей поверхностей волновода, приходят в точку наблюдения со случайными фазами, при расчёте усреднённых энергетических характеристик можно складывать их интенсивности. Такая возможность обусловлена ещё и тем, что сигналы, отражённые от стенок волновода различное число раз, в практически интересных случаях разделены во времени. В то же время предполагается, что исходный короткий импульс является квазимонохроматическим и характерная длина волны излучения значительно меньше размеров случайных неровностей поверхностей волновода, которые можно считать плавными. Это позволяет рассчитывать отражение в приближении Кирхгофа [5]. Поскольку основная цель работы состоит в исследовании зависимости от времени мощности принимаемого излучения (т. е. формы наблюдаемых импульсов) и рассеяние на плавных неоднородностях является малоугловым, можно для простоты пренебрегать зависимостью локального коэффициента отражения от угла падения и считать его равным единице.

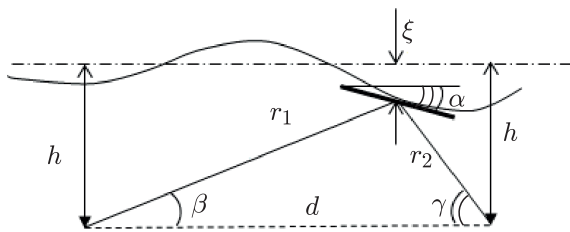


Рис. 1. Геометрия задачи

При расчёте формы однократно отражённого импульса в лучевом приближении предположим, что точечный источник и приёмник расположены на одинаковом расстоянии от горизонтальной средней плоскости одной из границ волновода.

На рис. 1 изображён луч с длиной  $r_1 + r_2$ , отражённый от касательной плоскости к шероховатой поверхности на расстоянии  $\xi$  от средней границы волновода,  $\alpha$  — угол наклона касательной плоскости.

Из геометрических соображений следует, что

$$\gamma - \alpha = \alpha + \beta, \quad (h - \xi)(\text{ctg } \beta + \text{ctg } \gamma) = d, \quad r_1 + r_2 = (h - \xi)(1/\sin \beta + 1/\sin \alpha). \quad (1)$$

При нормальном распределении высот неровностей  $\xi$  с дисперсией  $\sigma_h^2$  и углов наклона  $\alpha$  с дисперсией  $\sigma_\alpha^2$  некогерентное сложение интенсивностей отражённых волн даёт усреднённую форму принимаемого импульса в виде

$$I(t) \sim \iint \delta[ct - (r_1 + r_2)] \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma_h^2} - \frac{\alpha^2}{2\sigma_\alpha^2}\right) d\xi d\alpha, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость распространения волн,  $t$  — время,  $\delta[ct - (r_1 + r_2)]$  — дельта-функция. Приближённое выражение (2) справедливо в интересующем нас случае

$$\sigma_\alpha \ll 1, \quad \sigma_h \ll h, \quad h \ll d, \quad (3)$$

когда можно пренебречь отклонением отражённых лучей в поперечном направлении к плоскости, изображённой на рис. 1 [5].

Если формально рассмотреть случай  $\sigma_\alpha = 0$  (параллельное случайное смещение плоской отражающей границы), то из (1) и (2) получим

$$I_{\sigma_\alpha}(t) \sim \frac{ct}{\sqrt{c^2t^2 - d^2}} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_h^2} \left(h - \frac{1}{2}\sqrt{c^2t^2 - d^2}\right)^2\right] \quad (4)$$

при  $ct \geq d$  и  $I_{\sigma_h}(t) = 0$  при  $ct < d$ .

В гипотетическом противоположном случае  $\sigma_h = 0$  относительно простой аналитический расчёт путём разложения выражений (1) в ряд Тейлора возможен при  $d\alpha/h \ll 1$  и даёт

$$r_1 + r_2 \approx d\sqrt{1 + 4h^2/d^2} (1 + \alpha^2/2),$$

$$I_{\sigma_h}(t) \sim \frac{1}{\sqrt{ct - d\sqrt{1 + 4h^2/d^2}}} \exp\left[\frac{-ct + d\sqrt{1 + 4h^2/d^2}}{d\sigma_\alpha^2 \sqrt{1 + 4h^2/d^2}}\right] \quad (5)$$

при  $ct \geq d\sqrt{1 + 4h^2/d^2}$  и  $I_{\sigma_\alpha}(t) = 0$  при  $ct < d\sqrt{1 + 4h^2/d^2}$ .

Таким образом, флуктуации наклонов неровностей поверхности, в отличие от флуктуаций высоты неровностей, приводят только к увеличению запаздывания принимаемого сигнала по сравнению с гладким волноводом.

В общем случае аналитический расчёт формы принимаемого импульса с помощью (1) и (2) значительно осложнён. Многократные отражения от шероховатых стенок волновода ещё больше затрудняют расчёты.

В связи с этим в данной работе предлагается численный алгоритм расчёта зависимости от времени принимаемой плотности энергии первоначально короткого импульса при некогерентном отражении от шероховатых стенок плоского волновода методом Монте-Карло. Аналогичный подход, основанный на корпускулярном представлении волнового поля, использован в работах [6–8].

Моделирование излучения точечного источника с изотропной в горизонтальной плоскости и резко ограниченной в вертикальной плоскости диаграммой направленности состоит в испускании частиц из места его расположения с равномерной угловой плотностью в горизонтальной плоскости и равномерной угловой плотностью в заданном интервале углов около горизонтального направления в вертикальной плоскости. Для расчёта плотности энергии принимаемого излучения при регистрации суммируются частицы, которые пересекли поверхность цилиндра с вертикальной осью, проходящей через источник, в малом интервале высот  $\Delta h$  вблизи высоты приёмника. Радиус цилиндра равен горизонтальному расстоянию между источником и приёмником  $d$ . При этом частицы разделяются по длинам траекторий, которые соответствуют временному запаздыванию, что позволяет получить зависимость плотности энергии принимаемого импульса от времени. При формировании траектории частицы случайная горизонтальная длина свободного пробега  $l$  в методе Монте-Карло распределена по закону Пуассона  $P(l) = \exp(-l/\langle l \rangle)$ , где  $\langle l \rangle$  — средний горизонтальный размер неровностей поверхностей волновода. После прохождения отдельного участка траектории со случайной длиной в зависимости от положения его конечной точки может произойти взаимодействие с неровностью поверхности волновода, если конечная точка траектории расположена дальше от средней плоскости волновода, чем граница волновода, отклонённая от средней граничной плоскости на случайную величину  $\xi$ , распределённую в соответствии с (2) по нормальному закону. В противоположном случае частица будет продолжать движение в прежнем направлении. Алгоритм взаимодействия аналогичен описанному в работах [7, 8]. При взаимодействии с неровностью происходит случайное изменение направления движения. В случае движения частицы от середины волновода к границе угол отражения от средней граничной плоскости получает случайное приращение  $\Delta\alpha$  в вертикальной плоскости; кроме того, происходит случайное отклонение в горизонтальной плоскости на угол  $\Delta\beta$ . Эти величины распределены по нормальному закону со стандартными отклонениями  $2\sigma_\alpha$  и  $2\sigma_\alpha \sin\psi$  соответственно, где  $\psi$  — угол между направлением движения частицы и горизонтальной плоскостью [5]. Место отражения определяется нормально распределённой случайной величиной  $\xi$  [7, 8]. При движении частицы к середине волновода взаимодействие с неровностью приводит к отклонению от первоначального направления на угол  $\Delta\alpha$  только в сторону середины волновода.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЁТОВ

Сначала выполнено численное моделирование формы однократно отражённого импульса в ситуации, позволяющей провести сравнение с аналитическими результатами. Источник и область наблюдения расположены на одинаковом расстоянии  $h = 15\langle l \rangle$  от одной из границ волновода на расстоянии  $d = 45\langle l \rangle$  друг от друга (см. рис. 1). Выбраны значения  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$  и достаточно широкая диаграмма направленности излучателя в вертикальной плоскости. На рис. 2 по горизонтальной оси отложена величина  $ct/\langle l \rangle$ , а по вертикальной — в логарифмическом масштабе плотность энергии  $w$  принимаемого излучения, нормированная на значение  $w_0$ , соответствующее гладкому плоскому волноводу. Кривая 1 соответствует выбранным параметрам, 2 — гладкой поверхности волновода, а кривые 3 и 4 рассчитаны для гипотетических частных случаев  $\sigma_\alpha = 0$  и  $\sigma_h = 0$  соответственно.

Из рис. 2 видно хорошее соответствие аналитических (сплошные линии) и численных (точки) результатов, что позволяет сделать вывод о правильности выбора алгоритма расчёта методом Монте-Карло. Кроме того, из рис. 2 следует, что форма переднего фронта импульса определяется в основном флуктуациями высоты неровностей, а заднего — флуктуациями наклона шероховатой поверхности. Эти результаты качественно согласуются с приведёнными в работе [9], где анализируется форма отражённого импульса при нормальном зондировании взволнованной морской поверхности.

Далее рассматривается более общий случай распространения импульсного сигнала в плоском волноводе с шероховатыми границами, неровности которых имеют одинаковые статистические характеристики. На рис. 3 приведён результат численного моделирования принимаемого сигнала в случае горизонтального удаления приёмника от источника на расстояние  $200\langle l \rangle$ . При расчёте выбраны следующие значения параметров задачи: высота волновода  $30\langle l \rangle$ , источник расположен в середине волновода, приёмник сдвинут к одной из границ на  $5\langle l \rangle$ ,  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$ , мощность излучаемого сигнала равномерно распределена по углу в вертикальной плоскости в ин-

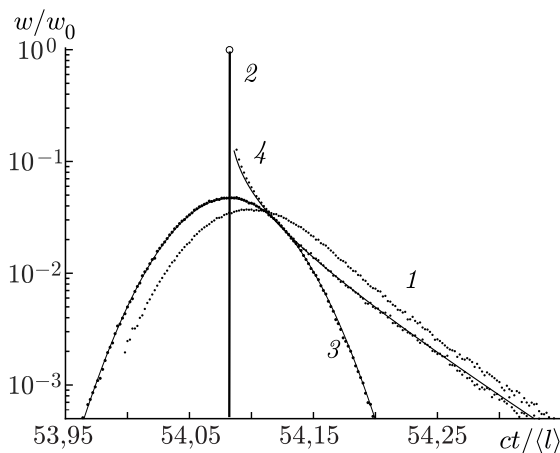


Рис. 2. Форма однократно отражённого импульса. Расстояние между источником и приёмником  $d = 45\langle l \rangle$ . Кривая 1 соответствует  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$  и  $\sigma_\alpha = 0,035$ , 2 — гладкой поверхности волновода, 3 и 4 — значениям  $\sigma_\alpha = 0$  и  $\sigma_h = 0$  соответственно

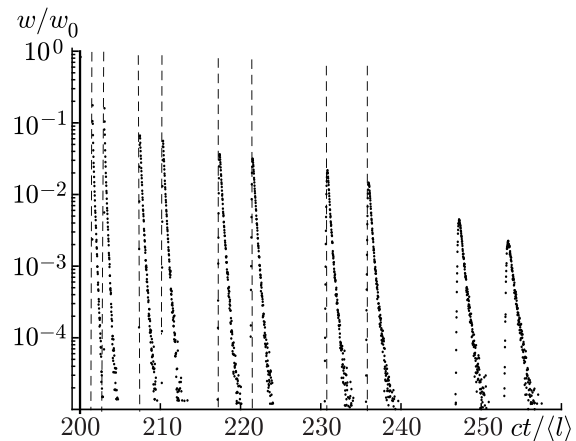


Рис. 3. Многократно отражённые импульсы. Расстояние между источником и приёмником  $d = 200\langle l \rangle$ , высота волновода  $30\langle l \rangle$ , источник расположен в середине волновода, приёмник сдвинут к одной из границ на  $5\langle l \rangle$ ;  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$ . Мощность излучения равномерно распределена по углу в вертикальной плоскости в интервале  $\pm 0,6$  рад относительно плоскости горизонта

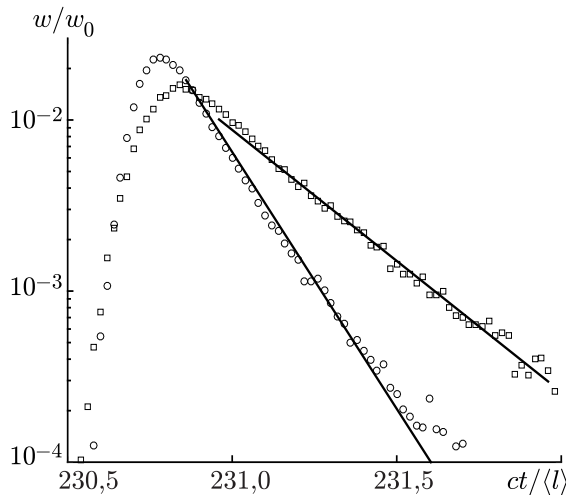


Рис. 4. Форма предпоследнего «основного» импульса:  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$  (символы  $\square$ );  $\sigma_h = 0,025\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,025$  (символы  $\circ$ )

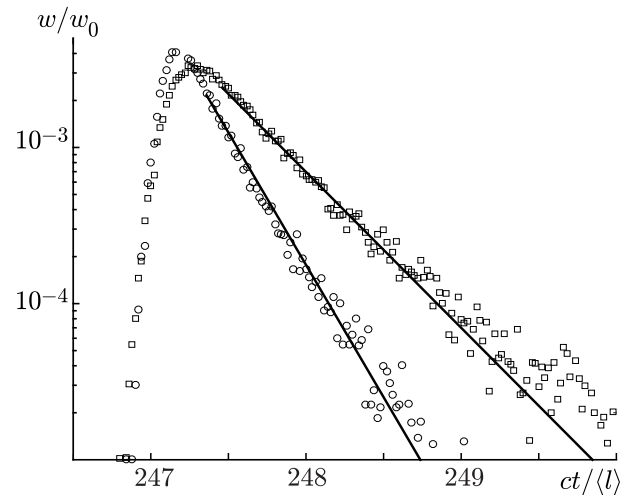


Рис. 5. Форма первого «дополнительного» импульса:  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$  (символы  $\square$ );  $\sigma_h = 0,025\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,025$  (символы  $\circ$ )

тервале  $\pm 0,6$  рад относительно горизонтальной плоскости. По вертикальной оси отложена плотность энергии в точке наблюдения, нормированная на значение для прямой волны в середине волновода на том же горизонтальном расстоянии от источника. Сплошная вертикальная линия изображает импульс, соответствующий прямой волне. Штриховыми линиями показаны импульсы в волноводе с гладкими плоскими границами. Как видно из рис. 3 принимаемый сигнал состоит из прямой волны ( $ct \approx 200\langle l \rangle$ ) и пяти пар отражённых импульсов. Время прихода передних фронтов первых четырёх пар близко к времени прихода импульсов в гладком волноводе. Первая пара соответствует однократно отражённым импульсам, вторая — двукратно и так далее. Различие времён прихода импульсов в паре обусловлено смещением приёмника относительно центральной плоскости волновода. Ограничение числа принимаемых импульсов в гладком волноводе определяется шириной диаграммы направленности излучателя в вертикальной плоскости. Флуктуации углов отражения от шероховатых стенок приводят к эффективному расширению диаграммы направленности излучателя и появлению «дополнительных» пар импульсов с большей кратностью отражения и с большими запаздываниями, два из которых видны на рис. 3. Появление дополнительных импульсов отмечено в работе [1], однако их структура там подробно не рассмотрена.

Форма однократно отражённых импульсов близка к показанной на рис. 2. С увеличением кратности отражения форма заднего фронта импульса приближается к экспоненциальной (линейной в логарифмическом масштабе). Из результатов расчётов следует, что модуль тангенса угла наклона прямой, аппроксимирующей задний фронт, для многократно отражённых «основных» импульсов, время прихода которых близко к рассчитанному для волновода с гладкими стенками, равен  $(r/\langle l \rangle)^{-1}(\sigma_\alpha)^{-2}$ , где  $r$  — полное расстояние, пройденное соответствующим импульсом от источника до приёмника. Для «дополнительных» импульсов наклон аппроксимирующей задний фронт прямой уменьшается с ростом  $r$  значительно быстрее. Для иллюстрации этих результатов на рис. 4 построены (аналогично рис. 3) полученные численно зависимости мощности принимаемого сигнала от времени для предпоследнего «основного» импульса при  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$  (символы  $\square$ ) и при более слабых шероховатостях границ  $\sigma_h = 0,025\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,025$  (символы  $\circ$ ). Здесь же показаны аппроксимирующие задние фронты прямые. Аналогичные зависимости для первого «дополнительного» импульса показаны на рис. 5.

Если точка наблюдения находится в непосредственной близости к одной из шероховатых границ волновода, общая картина зависимости принимаемого сигнала от времени при горизонталь-

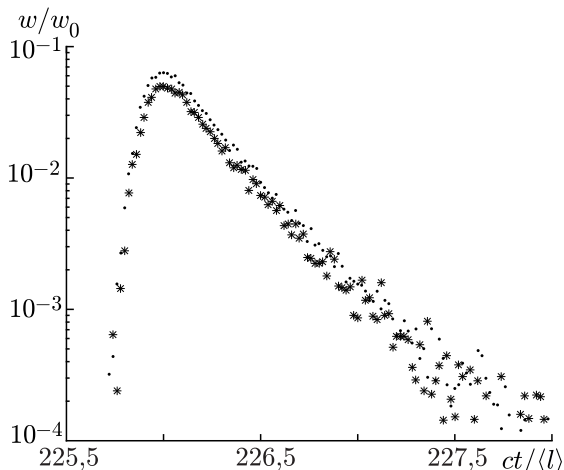


Рис. 6. Форма предпоследнего «основного» импульса:  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$ . Расстояние от средней плоскости шероховатой границы равно  $0,02\langle l \rangle$  (символы  $*$ ) и  $0,05\langle l \rangle$  (символы  $\bullet$ )

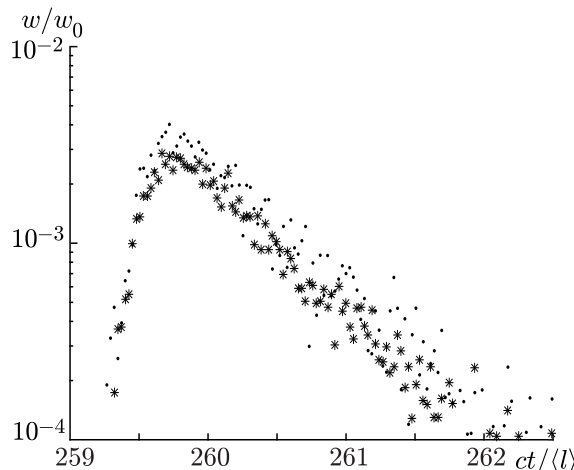


Рис. 7. Форма первого «дополнительного» импульса:  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$ . Расстояние от средней плоскости шероховатой границы равно  $0,02\langle l \rangle$  (символы  $*$ ) и  $0,05\langle l \rangle$  (символы  $\bullet$ )

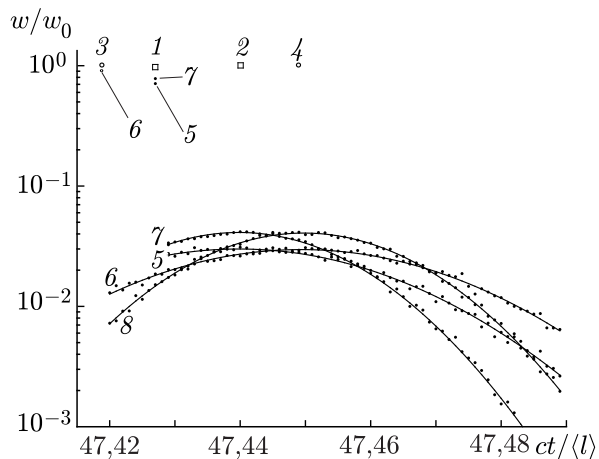


Рис. 8. Однократно отражённые импульсы. Расстояния до точки наблюдения от средней плоскости границы волновода равны  $0,02\langle l \rangle$  (кривые 5, 7) и  $0,05\langle l \rangle$  (кривые 6, 8). Горизонтальное удаление равно  $d = 45\langle l \rangle$ . Кривые 5, 6 соответствуют значениям  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$ , а кривые 7, 8 —  $\sigma_h = 0,025\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,025$ . Точки 1, 2, 3 и 4 соответствуют случаю гладкой плоской границы

ном удалении приёмника от источника на расстоянии  $200\langle l \rangle$  качественно аналогична изображённой на рис. 3. Наклоны аппроксимирующих задние фронты «основных» и «дополнительных» импульсов прямых подчиняются указанным выше закономерностям. Качественно новым эффектом здесь является влияние затенения приёмника неровностями близко расположенной к нему границы. Это влияние наиболее заметно для многократно отражённых импульсов.

На рис. 6 и 7 в логарифмическом масштабе с аналогичной предыдущему нормировкой построены полученные численно зависимости мощности принимаемого излучения от времени для предпоследнего «основного» и первого «дополнительного» импульсов при  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$  в случаях расположения приёмника на расстояниях  $0,02\langle l \rangle$  (символы  $*$ ) и  $0,05\langle l \rangle$  (символы  $\bullet$ ) от средней плоскости шероховатой границы. Видно, что в первом случае затенение приводит к более заметному уменьшению мощности

принимаемого излучения. Влияние затенения на вид временной зависимости однократно отражённых сигналов более ярко проявляется при меньшем горизонтальном удалении приёмника от источника. На рис. 8 показаны рассчитанные временные зависимости мощности принимаемого излучения прямых и однократно отражённых импульсов для горизонтального удаления  $d = 45\langle l \rangle$  при прочих параметрах, равных предыдущим (кривая 5 — для расстояния  $0,02\langle l \rangle$  и 6 — для расстояния  $0,05\langle l \rangle$  от средней плоскости границы волновода). Для сравнения там же изображены аналогичные зависимости для случая  $\sigma_h = 0,025\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,025$  (кривые 7 и 8) и для гладкой средней плоскости границы (точки 1, 2, 3 и 4). Вид зависимостей на рис. 8 показывает, что при

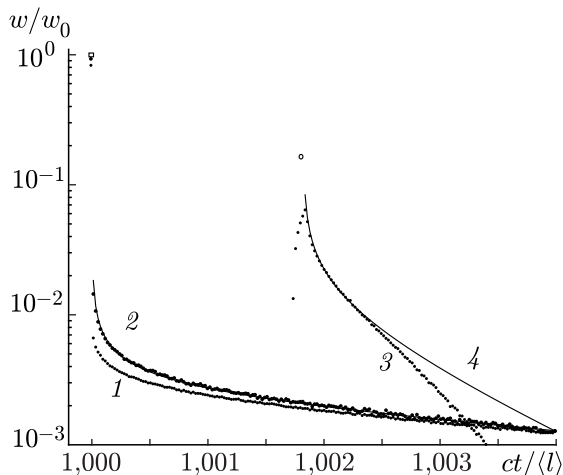


Рис. 9. Форма импульса при скользящем распространении. Расстояние до точки наблюдения от средней плоскости границы равно  $0,03\langle l \rangle$ ;  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$ . Расстояние между источником и приёмником  $d = \langle l \rangle$  (кривая 1). Кривая 2 соответствует значению  $\sigma_\alpha = 0$ , кривая 3 —  $\sigma_h = 0$ , кривая 4 — результату вычисления по формуле (5)

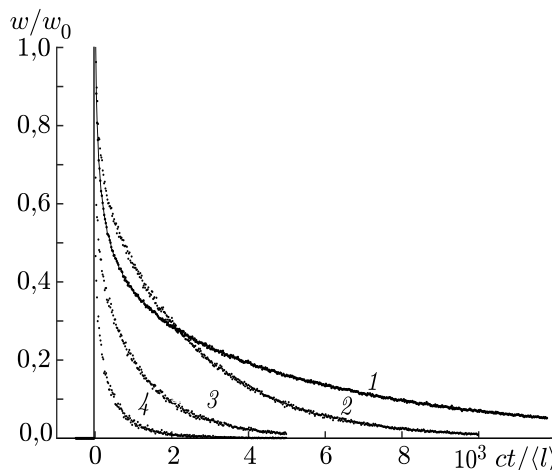


Рис. 10. Зависимость формы импульса от расстояния при скользящем распространении. Кривые 1–4 построены для значений  $d = \langle l \rangle$ ,  $3\langle l \rangle$ ,  $6\langle l \rangle$ ,  $12\langle l \rangle$  соответственно

расположении приёмника на расстоянии  $0,02\langle l \rangle$  от средней плоскости границы заметно ослабление прямого сигнала по сравнению со случаем гладкой границы, обусловленное затенением, которое, естественно, больше при  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ . Мощность рассеянного сигнала максимальна в моменты прихода отражённых от средней плоскости импульсов и равна нулю до моментов прихода прямых сигналов, т. к. отражение происходит только тогда, когда источник и приёмник находятся по одну сторону от границы волновода.

Наиболее сильно отмеченный выше эффект влияния затенений проявляется, когда источник и приёмник расположены вблизи одной шероховатой границы волновода на расстоянии от средней плоскости, сравнимом с  $\sigma_h$ . Пусть это расстояние равно  $0,03\langle l \rangle$ , а граница характеризуется значениями  $\sigma_h = 0,035\langle l \rangle$ ,  $\sigma_\alpha = 0,035$ . На рис. 9 изображены результаты численного моделирования при расстоянии между источником и приёмником  $d = \langle l \rangle$  (кривая 1). Для сравнения здесь же приведены результаты расчёта при  $\sigma_\alpha = 0$  (кривая 2), которые практически совпадают с полученными по формуле (4), и при  $\sigma_h = 0$  (кривая 3), которые совпадают с полученными по формуле (5) (кривая 4) при малых запаздываниях. Символами  $\square$  и  $\circ$  отмечены прямой и отражённый импульсы соответственно при гладкой плоской границе. Из вида кривых на рис. 9 следует, что при таком малом расстоянии  $d$  справедливо приближение однократного отражения и слабо проявляется влияние затенений. На рис. 10 показаны результаты численного моделирования зависимости плотности энергии принимаемых отражённых волн от времени, отсчитанного с момента прихода прямого сигнала для различных расстояний  $d = \langle l \rangle$ ,  $3\langle l \rangle$ ,  $6\langle l \rangle$ ,  $12\langle l \rangle$  (кривые 1–4 соответственно), нормированной на её значение при  $\Delta t = 0$ . Расчёт показывает, что энергия прямой волны экспоненциально быстро уменьшается с ростом  $d$  вследствие влияния затенений неровностями границы, что согласуется с результатами работ [7, 8]. При увеличении расстояния  $d$  уменьшается длительность отражённого импульса. Следует также отметить, что в последнем из этих случаев при скользящем распространении волн ширина отражённого импульса значительно меньше, чем при рассмотренных выше расположениях источника и приёмника.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные аналитические и численные расчёты показали, что предложенный алгоритм численного моделирования методом Монте-Карло позволяет правильно рассчитать форму принимаемого сигнала при некогерентном отражении короткого импульса в плоском волноводе с плавно шероховатыми границами. Выявлена зависимость формы многократно отражённых импульсов от статистических характеристик неровностей границ волновода и от расположения источника и приёмника. Проанализировано влияние затенений приёмника неровностями границы при его расположении вблизи шероховатой граничной поверхности волновода. Полученные результаты, в частности, могут быть полезны при разработке методов дистанционной диагностики подводных звуковых каналов связи.

Работа выполнена в соответствии с госзаданием 3.1252.2014/К.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смирнов И. П., Хилько А. А., Хилько А. И. Стохастические модели рассеяния высокочастотных акустических импульсов на ветровом волнении в океанических волноводах: препринт № 634. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2003. 44 с.
2. Смирнов И. П., Гурбатов С. Н., Хилько А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 369.
3. Смирнов И. П., Хилько А. И., Хилько А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 3. С. 192.
4. Гринюк А. В., Кравченко В. Н., Коваленко В. В. и др. // Акуст. журнал. 2011. Т. 57, № 4. С. 485.
5. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
6. Гавриленко В. Г., Жуков М. С., Сергеева Е. А. // Оптика и спектроскопия. 2014. Т. 16, № 1. С. 155.
7. Белоногов С. Ю., Гавриленко В. Г., Котельникова М. В., Яшнов В. А. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. Т. 16, № 8. С. 26.
8. Белоногов С. Ю., Гавриленко В. Г., Жуков М. С., Яшнов В. А. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2013. Т. 18, № 8. С. 24.
9. Караев В. Ю., Мешков Е. М. // Исследования Земли из космоса. 2012. № 6. С. 8.

Поступила в редакцию 25 июля 2016 г.; принята в печать 17 ноября 2016 г.

### ANALYTICAL CALCULATION AND NUMERICAL MODELLING OF TEMPORAL CHARACTERISTICS OF A SHORT PULSE PROPAGATING IN A PLANAR WAVEGUIDE WITH ROUGH BOUNDARIES

*V. G. Gavrilenko, M. S. Zhukov, S. N. Zhukov, and V. A. Yashnov*

We present the results of numerical modeling by the Monte-Carlo method of the pulse signal propagation in a planar waveguide with smooth rough boundaries during bistatic sounding. The results of the numerical and analytical calculations in the case of single reflection are compared. Temporary characteristics of the received signal with multiple reflection and a low grazing angle are analyzed.