

ЛУЧЕВАЯ ИМИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В МОРСКОЙ СРЕДЕ

А.Х.Дезтерев, В.С.Ковальский

Морской гидрофизический институт
НАН Украины

г. Севастополь, ул. Капитанская 2

E-mail: degtkom@mail.ru

Севастопольский военно-морской институт

г. Севастополь, ул. Дыбенко 1

E-mail: vitjuli@mail.ru

Предложена модель, имитирующая процесс освещения подводной обстановки путем прослеживания траекторий отдельных звуковых лучей с учетом ослабления интенсивности звука. В отличие от традиционных методов учитывается диссипация энергии вдоль траектории, дефокусировка звука и диаграммы направленности излучателя и приемника.

Лучевой метод является асимптотическим методом решения неоднородного волнового уравнения. Его преимуществом является наглядность, облегчающая интерпретацию принимаемого акустического сигнала. Он широко используется не только в геометрической акустике, но и в оптике, сейсмологии и других науках при условии, что длина волны много меньше характерного размера неоднородностей среды. В гидроакустике обычно используются волны в диапазоне 1-20 кГц, что соответствует длинам волн от 7,5 до 150 см. Характерный масштаб изменения скорости звука по глубине составляет в море несколько метров. Таким образом, с этой стороны нет препятствий для применения лучевого подхода. Следуя работе [1] покажем, что лучевое приближение является адекватным для решаемых здесь задач. В акустике океана акустическое поле $p(\vec{r}, t)$ от точечного излучателя рассчитывается путем решения волнового уравнения:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = f, \quad (1)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа, $c(x, y, z)$ - скорость звука и $f(x, y, z)$ - функция источника излучения. Это уравнение выводится из системы уравнений гид-

родинамики. Подставляя в волновое уравнение давление как гармоническую функцию вида:

$$p(\vec{r}, t) = e^{-i\omega t} \cdot p'(\vec{r}), \quad (2)$$

получим комплексное выражение, в котором нас будет интересовать его действительная часть. Функцию источника тоже будем считать гармонической:

$$f(\vec{r}, t) = e^{-i\omega t} \cdot q(\vec{r}). \quad (3)$$

После дифференцирования по времени волновое уравнение описывает зависимость акустического давления только от координат:

$$\Delta p' + \frac{\omega^2}{c^2} p' = q(\vec{r}). \quad (4)$$

Это уравнение называется уравнением Гельмгольца. Лучевое приближение выводится путем прямого асимптотического решения этого уравнения. Если поместить начало отсчета в точку, где находится излучатель, то $q(\vec{r})$ в правой части уравнения Гельмгольца описывается дельта функцией $\delta(\vec{r})$. В этом случае решение уравнения при $c(\vec{r}) = const$ является сферически симметричным в неограниченной водной области и имеет вид суммы двух сферических волн:

$$p'(\vec{r}) = \frac{A \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} + \frac{B \cdot e^{-i\vec{k}\vec{r}}}{r}, \quad (5)$$

где \vec{k} - волновой вектор волны.

Второе слагаемое соответствует приходящей из бесконечности волне, поэтому $B=0$. Таким образом:

$$p'(\vec{r}) = A \cdot \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r}. \quad (6)$$

У этой волны фаза равна нулю при $\vec{r} = 0$ и она растет вдоль прямых линий, соединяющих излучатель с любой точкой пространства. Эту прямую линию и называют «лучом». Так как интенсивность звука пропорциональна квадрату давления, то в этом случае $I(\vec{r}) \sim \frac{1}{r^2}$, что соответствует расхождению лучей, вышедших из излучателя. Таким образом, при лучевом представлении выполняется и постоянство потока энергии через любую сферу с центром в $\vec{r} = 0$, так как площадь сферы $S = 4\pi R^2$.

В ряде работ отмечается, что практическое использование лучевого представле-

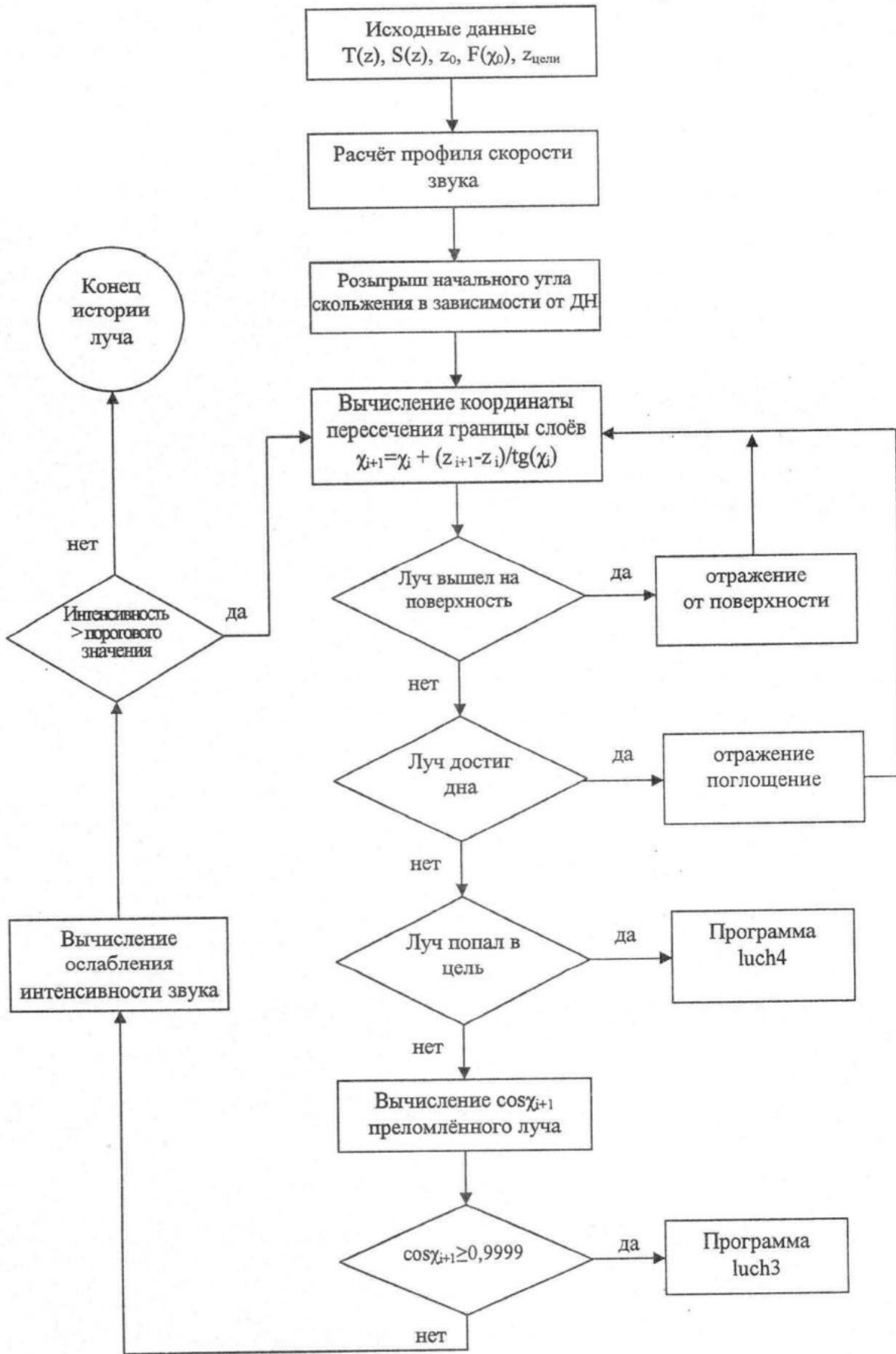


Рис. 1 - Схема моделирования траектории акустического луча в морской среде

ния при произвольной зависимости скорости звука от координат сталкивается со значительными вычислительными трудностями, связанными с интегрированием уравнения траектории. Нами предлагается реализация лучевого метода, свободная от этого недостатка. Для расчета траекторий первичных и отраженных звуковых лучей предлагается использовать имитационную разновидность метода Монте-Карло [3]. Суть метода состоит в последовательном отслеживании координат и состояния отдельной частицы вдоль ее траектории. Применительно к гидроакустике такой подход позволяет существенно упростить процедуру расчета, точнее воспроизводить кривизну траектории звукового луча, учитывать неоднородность среды, и, в конечном счете, повысить точность расчетов. Основанием для применения имитационного метода в гидроакустике служит глубокая аналогия между распространением акустических волн и других проникающих излучений в море. Предлагаемый метод позволяет рассчитывать траектории звуковых лучей в морской среде и ослабление интенсивности звука вдоль траектории с помощью компьютерной программы, реализующей типичный для метода Монте-Карло алгоритм (рис.1). Тем самым решается задача определения геометрической и энергетической дальности действия гидроакустической станции (ГАС) путём математического моделирования.

Исходной информацией для проведения расчета являются данные о распределении скорости звука в море $c(x,y,z)$, координаты источника излучения X_0, Y_0, Z_0 и направляющие косинусы, характеризующие направление, в котором излучается акустический луч. При необходимости учета диаграммы направленности излучателя соответствующие углы рассчитываются с использованием датчика случайных чисел. Для простоты рассмотрим реализацию модели в двумерной среде в приближении горизонтальной однородности. Непрерывное искривление траектории луча в неоднородной среде будем аппроксимировать его преломлением на границах слоев однородной жидкости. В пределах же отдельного слоя распространение акустического луча считается прямолинейным. Расчет, по сути, сводится к последовательному вычислению горизонтальной координаты пересечения

лучом границ слоев. Границы между слоями задаются исходя из вертикального разрешения имеющейся гидрологической информации, причем толщина слоев не обязательно должна быть одинаковой. Для определения зоны акустической тени необходимо проследить за траекториями нескольких лучей, вышедших из излучателя ГАС под разными углами скольжения. Таким образом, поставленная задача фактически сводится к расчету траектории („истории“) отдельно взятого луча. В свою очередь, отслеживание луча состоит в повторении рутинной процедуры на каждой очередной границе между слоями (рис.2). При попадании луча в цель или при ослаблении интенсивности звука ниже пороговой „история“ данного луча заканчивается. Цель задается в виде геометрического места точек той или иной формы в плоскости XY, так что на каждом шаге просто проверяется факт выполнения соответствующих неравенств для текущих координат точки луча.

Пусть луч вошел в очередной i -й слой под углом χ_i к горизонтальной оси X в точке с координатой X_i (рис.2). Для определенности будем считать, что луч распространяется в сторону дна, при этом он пересекает слои в порядке возрастания индекса i . Тогда в следующий слой он войдет в точке с координатой

$$X_{i+1} = \frac{X_i + (Z_{i+1} - Z_i)}{\operatorname{tg}(\chi_i)}, \quad (7)$$

где Z_i и Z_{i+1} – вертикальные координаты нижней и верхней границ i -го слоя. При этом на границе следующего слоя происходит очередное изменение направления распространения луча в вертикальной плоскости XZ, то есть угла скольжения χ .

В соответствии с основным законом рефракции звука новое значение угла χ_{i+1} связано с предыдущим χ_i соотношением

$$\frac{\cos(\chi_{i+1})}{\cos(\chi_i)} = \frac{c(Z_{i+1})}{c(Z_i)}, \quad (8)$$

Это позволяет рассчитать тангенс угла скольжения луча в очередном $(i+1)$ -ом слое по формуле

$$\operatorname{tg}(\chi_{i+1}) = \frac{\sqrt{1 - \cos^2(\chi_{i+1})}}{\cos(\chi_{i+1})}, \quad (9)$$

Далее процедура повторяется, вновь используется формула (7) для увеличенного на 1 значения индекса i , что дает горизон-

тальную координату точки пересечения лучом верхней границы следующего слоя X_{i+2}

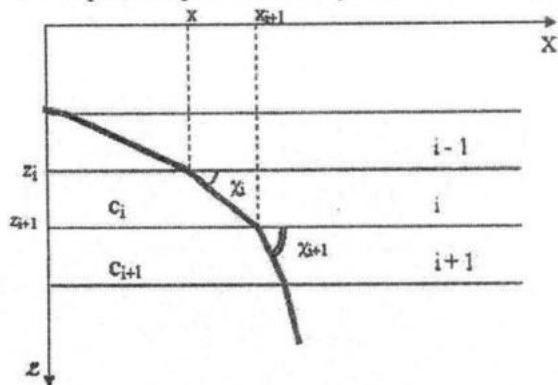


Рис.2 - Схема, иллюстрирующая расчет траектории луча

и так далее. В результате получаем координаты всех точек пересечения границ слоев в виде последовательности пар чисел (X_i, Z_i) , которые и определяют траекторию луча в виде ломаной линии. Если же луч распространялся снизу вверх, то расчет проводился по аналогичным формулам, но индекс i последовательно уменьшался. При достижении лучом поверхности моря или дна необходимо использовать дополнительные программы, описывающие процессы преломления, отражения и поглощения на границе раздела сред.

Как и другие лучевые методы, предлагаемый метод не работает при угле скольжения луча равном нулю. В связи с этим при розыгрыше начального угла скольжения накладывалось ограничение вида

$$\cos(\chi_0) < 0,9999, \quad (10)$$

Такое же условие накладывалось при определении критической точки загиба луча. При достижении предельного значения $\cos(\chi_{i+1}) = 0,9999$ расчет прекращался и дальнейшая траектория определялась путем зеркального отображения предыдущей траектории в плоскости XZ и последующим расчетом для луча с начальными координатами X_{i+n} и z_0 . Число в правой части неравенства (10) определялось из соображений, что точность измерения скорости звука в воде составляет 0.1 м/с, то есть относительная погрешность, с которой известна правая часть выражения (8) составляет не менее 0.0001.

При необходимости учёта энергетической дальности действия на каждом шаге „истории” луча рассчитывается ослабление интенсивности звука путем умножения соответствующей длины отрезка луча в пре-

делах данного слоя на известный коэффициент ослабления β [2]. Диаграмма направленности антенны задаётся как функция угла χ и в дальнейшем используется в качестве плотности вероятности различных значений начального угла скольжения.

Под распространением звука в морской среде мы понимаем так же взаимодействие акустической волны с поверхностью моря и дном. Отражение от поверхности вода-воздух моделируется тривиально при отсутствии волнения на поверхности моря. Однако метод допускает и расчёт поверхностной реверберации путём задания функций вероятности различных наклонов поверхности. В этом случае используемая процедура аналогична розыгрышу начального угла скольжения по диаграмме направленности. При попадании луча в дно необходимо учитывать акустическое сопротивление грунта и вероятно описать отражение или поглощение луча.

Таким образом, метод позволяет учитывать не только конкретные гидрологические условия, но и волнение на поверхности моря, неровности рельефа дна, а также размеры и конфигурацию цели.

Дальнейшее развитие метода позволит его оперативно использовать для моделирования акустического поля в конкретных условиях, в том числе с учётом трёхмерной неоднородности распределения скорости звука в море. Обобщение модели на трёхмерные случаи тривиально, такие модели давно используются, например, при моделировании распространения оптического излучения в разных средах по методу Монте-Карло.

ЛИТЕРАТУРА

1. Распространение волн и подводная акустика./ Под ред. Дж.Б.Кеплера и Дж.С.Пападакиса. - М.:Мир, 1980, - 230 с.
2. Андреева И.Б. Физические основы распространения звука в океане. - Л.:Гидрометеиздат, 1975 - 189 с.
3. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчёте реакторов методом Монте-Карло. - М.:Атомиздат, 1978, - 94 с.
4. Дегтерев А.Х., Рябинин А.И., Филиппов Е.М. Ядерно-физические исследования в океанографии. - М.: Гидрометеиздат, 1991, - 278 с.