

УДК 534.232

ВОДНЫЙ СЛОЙ КАК ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ ИНСТРУМЕНТ

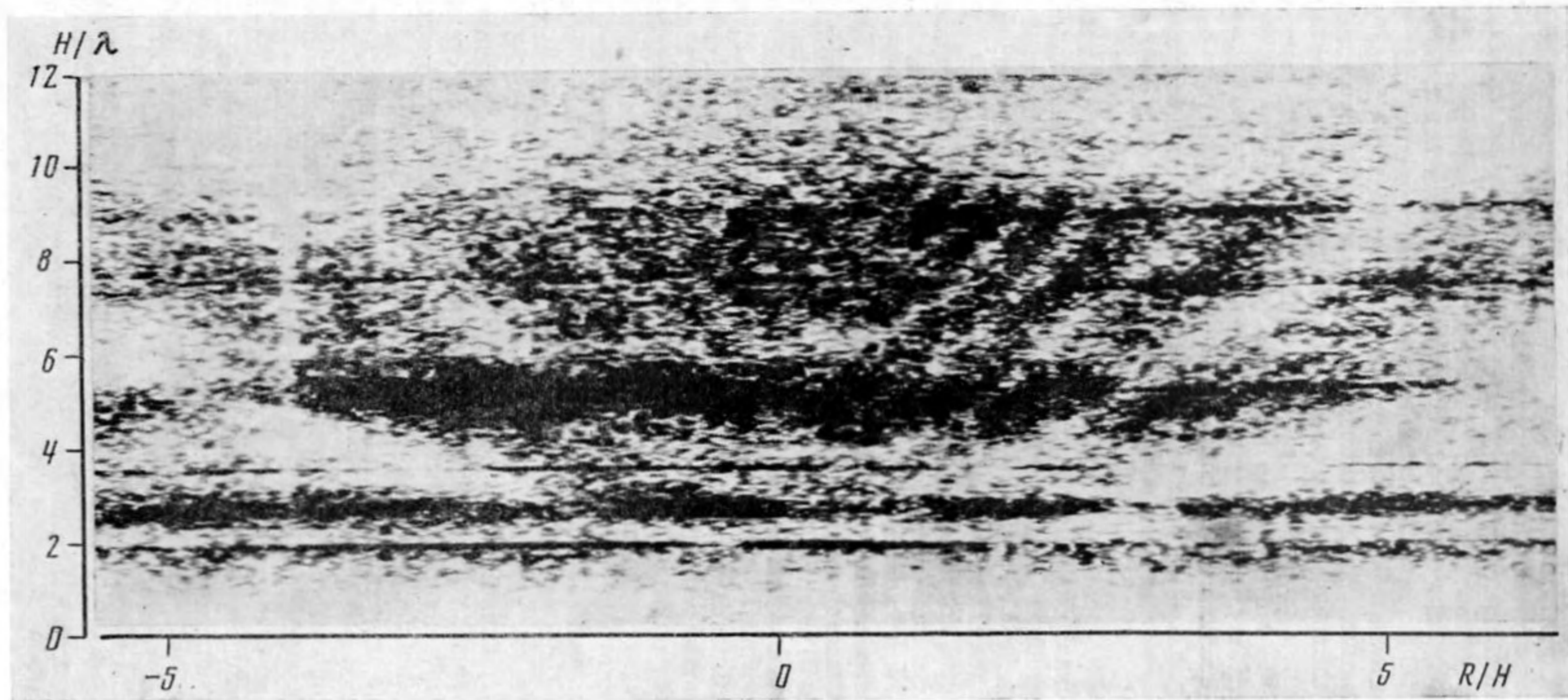
Баранов В. А., Григорьев В. С.

Для однородного плоского водного слоя со свободной верхней поверхностью, лежащего на жидком полупространстве, расчетным путем показано, что в водном слое наблюдается своего рода «веерная структура» интерференционного поля. Вместе с тем различные методы расчета поля дают существенно различные результаты, в некоторых случаях резко искажающие картину явления.

При акустических измерениях часто оказывается необходимым использовать определенным образом организованные «измерительные объемы». Широко применяются замкнутые объемы как малых, так и больших по сравнению с длиной волны размеров. В последнем случае также измерительные объемы называются акустическими камерами. При использовании для покрытия стен камер эффективных звукопоглощающих конструкций такие камеры позволяют имитировать условия открытого, неограниченного пространства. Другим типичным случаем является использование измерительного объема, один из размеров которого значительно меньше остальных. При плоских границах мы имеем здесь то, что в свое время называлось акустической щелевой установкой. В подобного рода измерительных устройствах, как правило, протяженные плоские границы, параллельные друг другу, выполняются как хорошо отражающие звук. Периферические ограничивающие поверхности должны быть снабжены звукопоглощающими покрытиями с тем, чтобы имитировать условия бесконечно протяженного плоского слоя.

Для примера можно упомянуть, что еще в 30-х годах Ю. П. Крашениников и Г. Д. Малюжинец использовали акустическую щелевую установку с изменяемым расстоянием между границами для исследования характеристик направленности коэффициента отражения моделей широкополосных звукопоглотителей, предназначенных для облицовки куполообразного потолка грандиозного зала собраний Дворца советов. В дальнейшем щелевые установки широко использовались преимущественно при модельных гидроакустических исследованиях. Здесь следует указать на работы А. Н. Бархатова [1-3], В. К. Кузнецова [4] и др. Далее В. С. Григорьевым и Ф. И. Кряжевым [5-7] в начале 50-х годов были выполнены первые работы по использованию естественных водных слоев для гидроакустических измерений, в частности для определения акустических параметров подводного грунта. Именно, об использовании естественных водных слоев в измерительных целях и пойдет речь в дальнейшем.

Естественный водный слой как измерительный инструмент (или как элемент измерительной системы) может быть использован не только для определения гидроакустических параметров границ слоя, например параметров отражения и рассеяния звука дном или волнующейся поверхностью водоема, но и для испытания крупногабаритных гидроакустических антенн и, в частности, относительно низкочастотных излучателей звука [8]. Почти во всех таких случаях необходимый конечный результат получается не непосредственно, а путем вычислительной процедуры, основанной на той или иной теоретической концепции, описывающей распространение звука в водном слое. Легко понять, что такие расчетные процедуры не могут быть простыми, так как интерференционная структура звукового поля в водном слое оказывается сложной. В качестве примера на фиг. 1 приведена одна из полученных нами в натуральных условиях



Фиг. 1. Пример динамической спектрограммы, полученной при протяжке широкополосного искусственного источника звука в водном слое

динамических спектрограмм при непрерывном перемещении (протяжке) испытуемого излучателя звука в водном слое на постоянной глубине. Под динамической спектрограммой мы понимаем здесь и в дальнейшем отображение структуры звукового поля в вертикальной плоскости в координатах горизонтального расстояния между точками излучения и приема звука (абсцисса) и частоты (ордината); интенсивность отображается плотностью почернения на диаграмме. Подобного рода диаграммы могут быть получены с помощью визуализатора спектров любого типа.

Прямолинейная трасса перемещения источника проходила при некотором горизонтальном смещении от места расположения ненаправленного звукоприемника. На динамической спектрограмме отчетливо видна характерная интерференционная структура, простирающаяся на большие расстояния, во много раз превышающие глубину водного слоя. Естественно, что эта интерференционная картина зависит от геометрии опыта, т. е. глубины расположения измерительного звукоприемника, глубины, на которой перемещается испытуемый излучатель, а также горизонтального расстояния трассы перемещения от места погружения звукоприемника. Аналогичные динамические спектрограммы были получены и в работе [9].

Отметим, что вблизи от звукоприемника характерные трассы на динамических спектрограммах имеют гиперболический характер. При увеличении расстояния они асимптотически стремятся к прямым линиям, формирующим то, что мы будем в дальнейшем называть «веерной структурой» звукового поля в водном слое.

Как правило, подобного рода эксперименты используются для извлечения данных о силе источника, о его характеристике направленности и т. п. Однако, естественно, что при этом получение конечного результата требует использования той или иной расчетной процедуры, которая не может не оказывать своего влияния на искомые характеристики испытуемого прибора. В сущности говоря, используя водный слой как элемент измерительной системы и зная уже, что он вносит существенные пространственно-частотные искажения, мы должны использовать расчетную процедуру, компенсирующую эти искажения с необходимой, чаще всего высокой степенью точности. Настоящая работа имеет целью показать на сколько существенным может быть влияние расчетной процедуры на конечный результат при совершенно одинаковых исходных предпосылках.

Ниже рассмотрение проводится на основе двух «физических» моделей волновода, чаще всего используемых при истолковании экспериментальных данных. Первая модель — это однородный плоский водный слой, лежащий на жидком грунте, вторая — идеальный волновод с абсолютно отражающими границами. Как обычно, применена модель гармонического источника в виде пульсирующей сферы размера малого по сравнению с длиной волны (ненаправленный источник). Звукоприемник также считается ненаправленным и малым по сравнению с длиной волны.

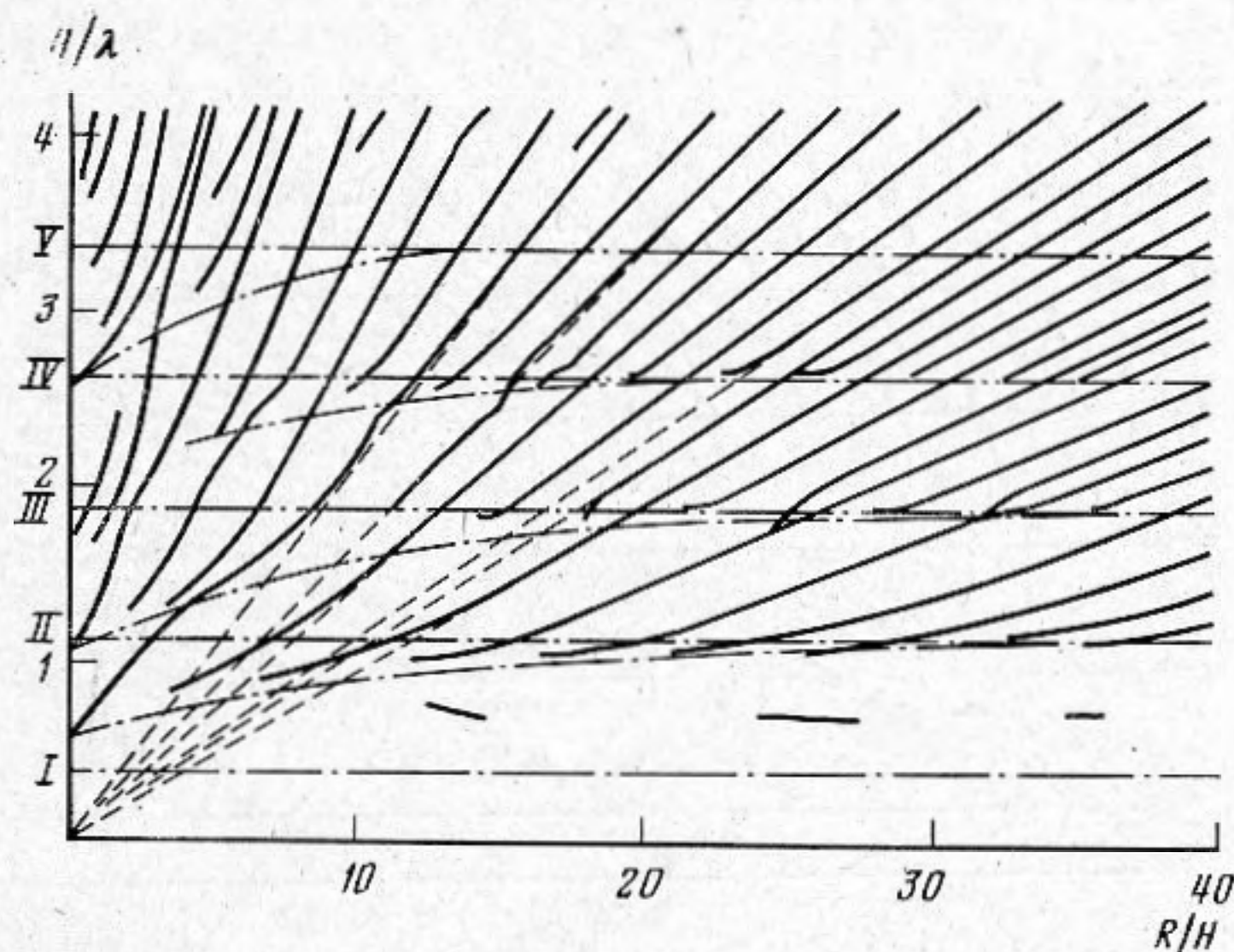
Нами было проведено сравнение ряда расчетных процедур при следующих общих предположениях: водный слой предполагается однородным и изотропным; модель подводного грунта являлось полупространство, заполненное жидкой средой без потерь с коэффициентом преломления n ; верхняя граница плоскопараллельного водного слоя предполагается абсолютно податливой. Конечно, при истолковании экспериментальных данных, полученных в реальных условиях, может оказаться необходимым использовать более сложные модели (неоднородный водный слой, твердый подводный грунт и др.).

Самой сложной из использованных нами расчетных процедур являлось непосредственное интегральное представление поля [10]. В этом случае поле в нашей модели водного слоя может быть представлено в виде

$$(1) \quad P = \int_{\Gamma} \hat{P}(\xi) J_0(\xi R) \xi d\xi, \quad \text{где}$$

$$(2) \quad \hat{P} = 2 \frac{m\alpha \operatorname{ch}(\alpha z_0) + \beta \operatorname{sh}(\alpha z_0)}{m\alpha \operatorname{ch}(\alpha H) + \beta \operatorname{sh}(\alpha H)} \frac{\operatorname{sh}(H-z)\alpha}{\alpha}.$$

Здесь введены обозначения: m — отношение плотности вещества в грунте к плотности воды, n — коэффициент преломления, $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка, R — горизонтальное расстояние между излучателем и точкой приема, H — толщина водного слоя, z, z_0 — высоты точек приема и излучения, отсчитываемые от нижней границы слоя, k — волновое число. Контур интегрирования Γ выбирается таким образом, чтобы обеспечить возможно более быстрое убывание подынтегрального выражения по модулю при удалении на бесконечность. Функции $\alpha = \sqrt{\xi^2 - k^2}$ и $\beta = \sqrt{\xi^2 - k^2 n^2}$ имеют двулиственную риманову поверхность, которая состоит из двух экземпляров плоскости ξ , склеенных по берегам разрезов крест на-



Фиг. 2. Веерная структура акустического поля в водном слое, полученная при расчете поля с использованием метода контурного интеграла

крест. Для проведения расчетов на ЭВМ в указанных выше предположениях была использована программа Г. Г. Алексеева, описанная в работе [11]. Отметим, что для реализации расчетного алгоритма необходима ЭВМ с большим быстродействием и большим объемом оперативной памяти.

На фиг. 2 представлены результаты вычисления при следующих параметрах задачи: высоты точек приема и излучения составляют $z = H/3$ и $z_0 = 2H/3$ соответственно, коэффициент преломления $n = 0,75$, относительная плотность донного вещества $m = 2,0$; безразмерное расстояние R/H изменялось в пределах от 0 до 40, безразмерный параметр H/λ — в пределах от 0 до 4.

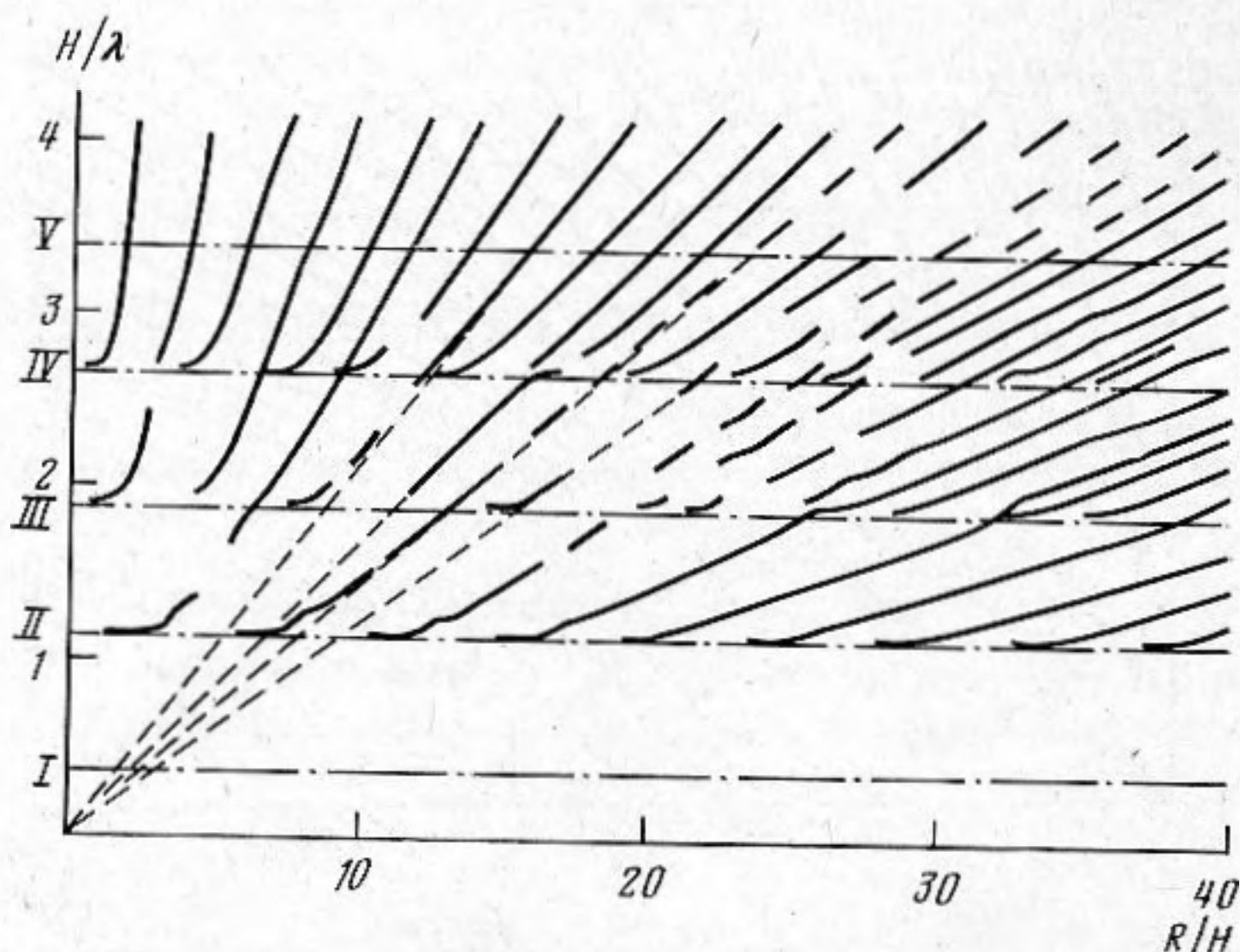
Картина поля представлена в вертикальной плоскости, включающей в себя как источник, так и приемник звука; по абсциссе отложено горизонтальное расстояние между источником и приемником, отнесенное к толщине водного слоя H , по ординате — отношению толщины водного слоя H к длине волны λ . Сплошные линии на фигуре дают текущие положения интерференционных минимумов, различных номеров. Штриховые прямые линии показывают примеры интерференционных трасс. Такая картина является в известном смысле расчетным аналогом динамической спектрограммы. Легко видеть, что асимптотически веерная структура звукового поля здесь совершенно отчетливо выражена. Асимптоты трасс, отвечающих текущим положениям минимумов поля, проходят через начало координат. При малых значениях $R/H \leq 8$ структура поля становится менее упорядоченной. Отсутствие трасс при малых $H/\lambda \leq 1$ соответствует отсутствию интерференции.

Данная фигура наглядно показывает генезис интерференционных минимумов — характерные раздвоения (бифуркации) и утроения (трифур-

кации) трасс веерной структуры, которые наблюдаются на уровнях H/λ , довольно близко соответствующих критическим частотам водного слоя.

На фиг. 2 штрихпунктирными линиями показаны геометрические места бифуркаций трасс и соответственные горизонтальные линии, отвечающие второй и третьей граничным частотам. Мы видим, что геометрические места бифуркаций при расчете по формуле (1) асимптотически приближаются к горизонтальным линиям, отвечающим граничным частотам. Чем выше номер граничной частоты, тем круче поднимается геометрическое место бифуркаций к своей асимптоте.

Из приближенных методов расчета поля мы использовали при тех же параметрах задачи метод нормальных волн и лучевой метод (метод мни-



Фиг. 3. Веерная структура акустического поля в водном слое, полученная при расчете поля по методу нормальных волн

мых источников [12]). В первом случае звуковой потенциал Ψ в водном слое выражается следующим образом:

$$(3) \quad \Psi = \frac{2\pi i}{H} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin[x_l(1-z_0/H)] \sin[x_l(1-z/H)]}{1 - (kH\nu/mx_l)^2} \frac{1}{x_l \operatorname{tg} x_l \sin^2 x_l} H_0^{(1)}(kR \sin \theta_l),$$

где $x = kH \cos \theta$, $\nu^2 = 1 - n^2$, $k \sin \theta_l = 1/H \sqrt{(kH)^2 - x_l^2}$, $H_0^{(1)}(x)$ — функция Ганкеля нулевого порядка первого рода. Остальные обозначения те же, что и в предыдущем случае. В данном случае не учитывался вклад в суммарное поле, обусловленное боковой волной. Значения x_l являются корнями дисперсионного уравнения

$$(4) \quad \operatorname{ctg} x = - \frac{i}{mx} \sqrt{x^2 - (kH\nu)^2}.$$

На фиг. 3 приведены результаты расчета, выполненного методом нормальных волн. Здесь также отчетливо видна веерная структура поля; асимптотические интерференционные линии сходятся в начале координат. Однако имеются и заметные отличия от фиг. 2. Трассирование ряда веерных линий оказывается менее уверенным; существенно изменяется структура интерференционных трасс. Бифуркации и трифуркации трасс оказываются жестко привязанными к значениям, соответствующим критическим частотам. Эти значения определяются соотношением

$$(5) \quad \frac{H}{\lambda} = \frac{1}{4\nu} (2l-1), \quad l=1, 2, 3, \dots$$

Нетрудно получить функциональное выражение для наклона асимптот веерных трасс. Для больших расстояний функцию Ганкеля можно заменить ее асимптотическим выражением. В этом случае звуковой потенциал Ψ можно написать в виде

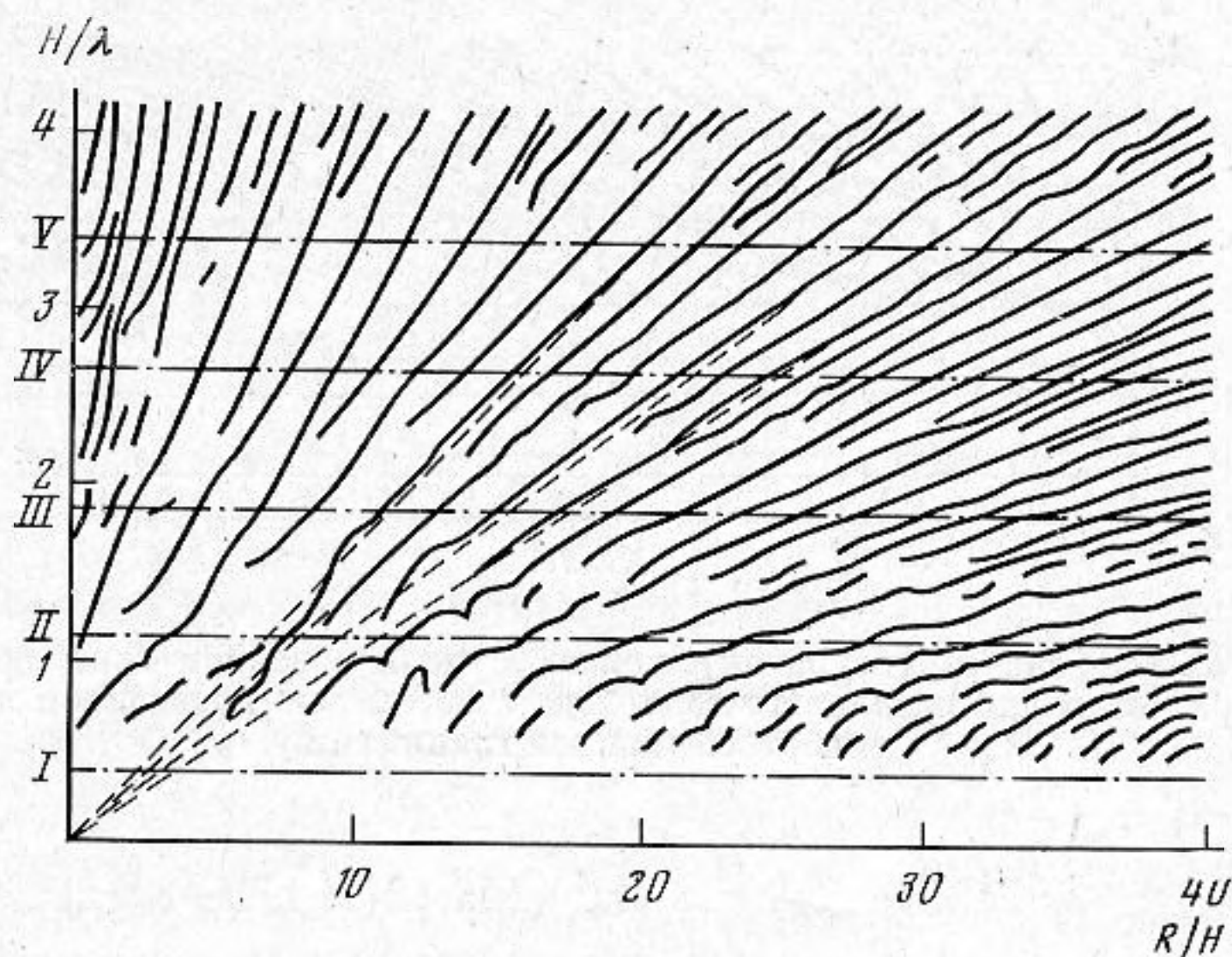
$$(6) \quad \Psi = \sum_{l=1}^N a_l e^{i y_l R}, \quad \text{где}$$

$$a_l = \frac{\sin[x_l(1-z_0/H)] \sin[x_l(1-z/H)]}{1 - (kHv/mx_l)^2 \operatorname{tg} x_l \sin^2 x_l \sqrt{y_l}}, \quad y_l = \frac{1}{H} \sqrt{(kH)^2 - x_l^2}.$$

Тогда квадрат звукового давления будет

$$(7) \quad I = \Psi \Psi^* \sim \sum_{l=1}^N \sum_{j=1}^N a_l a_j e^{i(y_l - y_j)R} =$$

$$= \sum_{l=1}^N a_l^2 + 2 \sum_{l=1}^{N-1} \sum_{j=l+1}^N a_l a_j \cos[(y_l - y_j)R].$$



Фиг. 4. Веерная структура акустического поля в водном слое, полученная при расчете поля по методу мнимых источников

Уравнение веера можно найти из уравнения (7), положив равной нулю величину $\partial I / \partial r$. Таким образом, мы получаем уравнение веера

$$(8) \quad \sum_{l=1}^{N-1} \sum_{j=l+1}^N a_l a_j (y_l - y_j) \sin[(y_l - y_j)R] = 0,$$

которое описывает положение линий экстремумов звукового поля при любом числе нормальных волн. В случае двух нормальных волн уравнение (8) упрощается и принимает вид

$$(9) \quad \sin[(y_1 - y_2)R] = 0.$$

Для достаточно толстых водных слоев уравнение (9) имеет решение

$$(10) \quad R = (8\pi^2 H^2) / (x_2^2 - x_1^2) \cdot (M/C) f$$

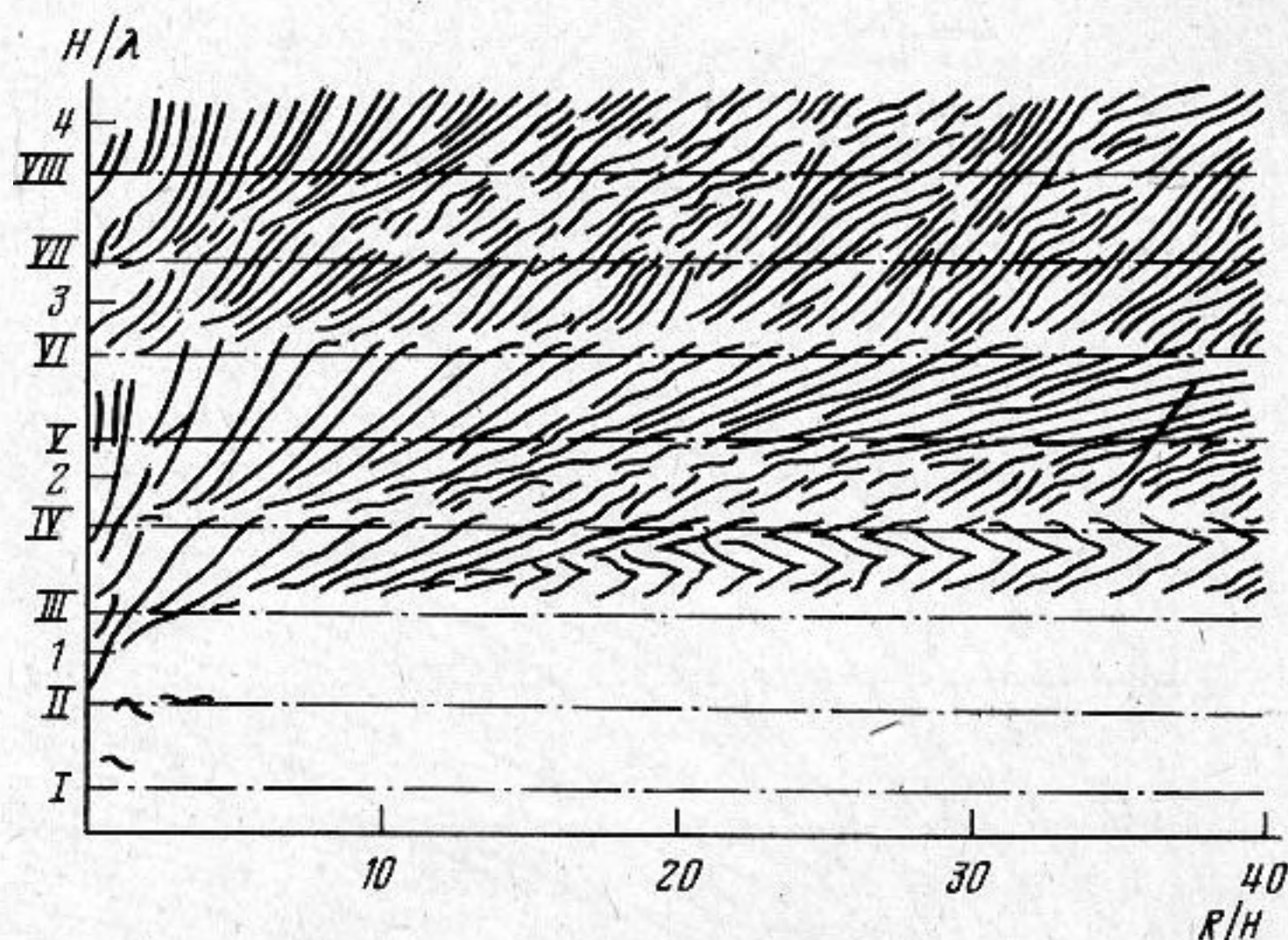
($M=0, 1, 2, \dots$), которые показывают, что в координатах частоты и горизонтального расстояния уравнение веерной трассы имеет вид прямой линии, проходящей через начало координат.

Перейдем теперь к расчету, основанному на лучевых представлениях. Поле точечного гармонического излучателя, помещенного в слое воды с

плоскими границами, можно представить в свете такой концепции в виде суперпозиции полей, создаваемых самим источником и бесконечной цепочкой «мнимых источников», получающихся в результате последовательных отражений в границах слоя. Выражение для звукового потенциала Ψ в этом случае имеет вид

$$\Psi = \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l [V^l(\theta_{l1}) \exp(kr_{l1})/r_{l1} - V^l(\theta_{l3}) \exp(kr_{l3})/r_{l3} + V^{l+1}(\theta_{l2}) \exp(kr_{l2})/r_{l2} - V^{l+1}(\theta_{l4}) \exp(kr_{l4})/r_{l4}], \quad (11)$$

где $V(\theta)$ — френелевский коэффициент отражения от нижней границы водного слоя, отвечающей углу падения θ , величины r_{ij} — наклонные расстояния от мнимого источника до точки приема, которое находится по



Фиг. 5. Веерная структура акустического поля в водном слое, полученная расчетом для идеального волновода с абсолютно податливой верхней и жесткой нижней границами

формулам

$$r_{l1}^2 = R^2 + [2lH + z_0 - z]^2, \quad r_{l2}^2 = R^2 + [2(l+1)H - z_0 + z]^2, \quad (12)$$

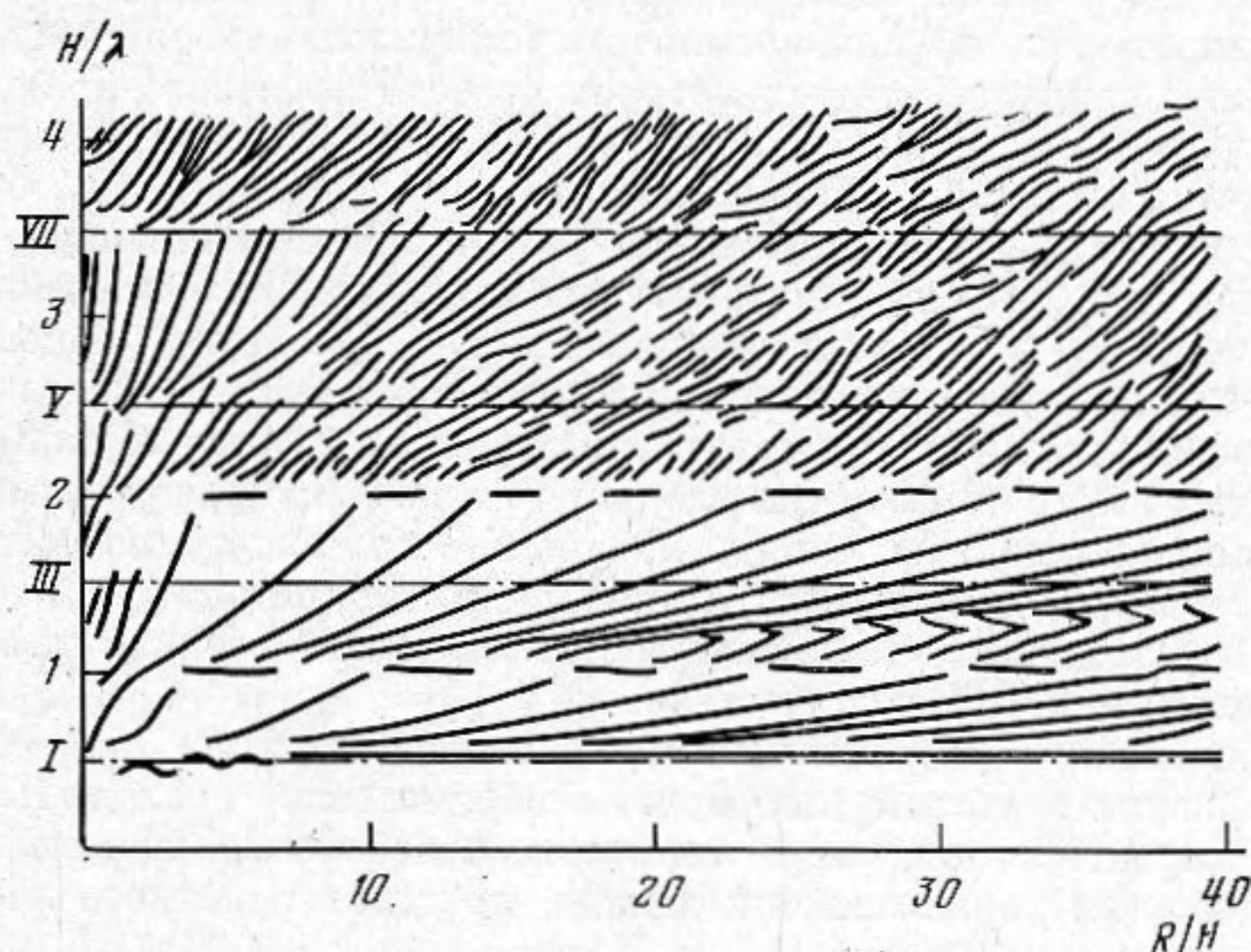
$$r_{l3}^2 = R^2 + [2lH + z_0 + z]^2, \quad r_{l4}^2 = R^2 + [2(l+1)H - z_0 + z]^2.$$

На фиг. 4 приведены результаты расчета для этой модели. Как видно, и в этом случае наблюдается веерная структура. Однако картина носит более сложный характер и на ней наблюдается целый ряд деталей, которые отсутствуют как для точного расчета (фиг. 2), так и для расчета по методу нормальных волн.

Прежде всего в области ниже первой граничной частоты, там, где на фиг. 2 и 3 интерференция практически отсутствует, наблюдаются многочисленные ложные трассы. При больших значениях H/λ возникают дополнительные также ложные трассы. Кроме того, становится затруднительным, если вообще возможным, выявить геометрические места бифуркаций и трифуркаций трасс. Условно говоря, они приобретают осцилляционный характер в функции параметра R/H и уже не привязываются отчетливо к расположению граничных частот. Как правило, бифуркации и трифуркации трасс имеют место в данном случае при значительно меньших значениях H/λ , чем на фиг. 2 и 3. Это продление трасс вниз в виде своего рода ложных «предшественников» сильно искажает картину поля. То же самое следует сказать относительно поведения решения при малых значениях параметра R/H .

На основании изложенного становится достаточно ясным, что из сравнимых выше трех методов расчета звукового поля для измерительных

целей достаточно правомерным является интегральное представление поля. Использование более простых способов расчета (метод нормальных волн, метод мнимых источников) вносит существенные искажения и изменения, которые не могут не привести к ошибкам в оценке и интерпретации экспериментальных данных. То обстоятельство, что более простые методы позволяют резко сократить время расчета на ЭВМ, не может являться серьезным аргументом. Метрологические расчеты целесообразно производить с использованием по крайней мере интегрального представления поля даже в пределах сформулированной простой задачи и тем более при условиях более сложных (неоднородный водный слой, неоднородный твердый грунт и т. п.)



Фиг. 6. Верная структура акустического поля в водном слое, полученная расчетом для идеального волновода с абсолютно податливыми верхней и нижней границами

В заключение представляется интересным рассмотреть с той же точки зрения до сих пор еще часто используемые расчетные модели, основанные на концепции плоского однородного водного слоя с абсолютно отражающими границами (идеальный волновод). Вариантов здесь два: нижняя граница как абсолютно податливая и нижняя граница в виде абсолютно жесткой среды. Верхняя граница в обоих случаях полагается абсолютно податливой.

На фиг. 5 представлена расчетная диаграмма для идеального волновода с абсолютно податливой верхней и абсолютно жесткой нижней границами. Сопоставление этой фигуры с фиг. 2 и 3 и с фиг. 4 показывает, что наблюдаются резкие отличия. Фактически не наблюдается веерной структуры поля; имеют место только локальные и мелкомасштабные системы трасс, по большей части криволинейные, без отчетливо выраженной асимптотики. Эти группы трасс как бы рассыпаны по всему полю диаграммы и, несмотря на то, что расчет предполагает вполне детерминированный процесс, картина производит впечатление в значительной мере хаотической. Единственно, что осталось при переходе от более точных моделей к этой крайне упрощенной — это нижнее поле, свободное от интерференции, и группировка особенностей трасс вблизи граничных частот, которые в данном случае имеют место при $H/\lambda = (2l+1)/4$, где $l=0, 1, 2, \dots$

Наконец, на фиг. 6 приведена расчетная картина для идеального волновода с абсолютно податливыми верхней и нижней границами. Здесь граничные частоты имеют место при $H/\lambda = l/2$ ($l=1, 2, 3, \dots$), что выражается в определенной группировке особенностей трасс на ряде уровней. Как и в предыдущем случае, трассы являются криволинейными и, если

можно говорить о своего рода криволинейных веерных структурах при $H/\lambda < 2$, то выше этого порога веерной структуры практически нет и картина также имеет хаотический характер.

Все это показывает, что модели водного слоя в виде идеальных волноводов не могут быть использованы универсально, как это часто делается. Они могут быть применимы лишь в особых случаях, когда правомочность идеализации свойств подводного грунта доказывается так или иначе экспериментально. В противном случае возможно получение совершенно ошибочных результатов.

На основании изложенного можно сделать следующие основные выводы.

1. Расчетная компенсация пространственно-частотных искажений, вносимых водным слоем как элементом измерительной системы, требует использования наиболее точных методов расчета звукового поля. Использование упрощенных методов, хотя бы и дающих большую производительность счета, не может быть оправдано.

2. В особенности резкие искажения результатов компенсации, прогрессирующие по мере упрощения расчетных процедур, возникают в области малых значений R/H и малых отношений H/λ . Поэтому существующее общее стремление к использованию при экспериментах (даже на низких частотах) возможно меньших расстояний измерительного звукоприемника от испытуемого источника звука следует признать неправомерным.

3. Применение моделей в виде идеального волновода, по всей вероятности, может быть допустимым лишь при интерпретации при опытах в пресноводных водоемах, характеризующихся значительным газосодержанием в верхнем илистом слое грунта.

4. Использование упрощенных методов расчета поля при испытании источников звука в водном слое будет особенно резко сказываться на определении характеристик направленности; неизбежно будут наблюдаться резкие искажения характеристик даже в пределах основного лепестка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бархатов А. Н. Об измерении затухания звука в поверхностном изотермическом слое воды.— Акуст. ж., 1955, т. 1, № 4, с. 315–320.
2. Бархатов А. Н. Звуковое поле в среде с поверхностным однородным слоем.— Акуст. ж., 1958, т. 4, № 1, с. 13–18.
3. Бархатов А. Н. Моделирование распространения звука в море. Л.: Гидрометеодиздат, 1968.
4. Кузнецов В. К. О новом методе решения задачи о звуковом поле в жидком клине.— Акуст. ж., 1959, т. 5, № 2, с. 170–175.
5. Григорьев В. С., Кряжев Ф. И. Исследование распространения звука низких частот в мелкой воде.— Акуст. ж., 1960, т. 6, № 1, с. 34–38.
6. Кряжев Ф. И. Звуковое поле первой нормальной волны в водном слое.— Акуст. ж., 1960, т. 6, № 1, с. 65–67.
7. Кряжев Ф. И., Петров А. Н. Нормальные волны в трехслойной среде.— Акуст. ж., 1960, т. 6, № 2, с. 229–236.
8. Бронгвейн М. Д., Захаров Л. Н., Ильин С. А., Шуринова Т. Н. Определение акустической производительности ненаправленных источников звука в слое пресного водоема.— Акуст. ж., 1979, т. 25, № 5, с. 646–652.
9. Weston D. E., Stevens K. J. Interference of wide-band sand in shallow water.— J. of sound and vibration, 1972, № 21(1), p. 57–64.
10. Алексеев Г. Г. Вычисление поля точечного тонального источника в однородном слое, лежащем на жидком однородном полупространстве.— Тр. АКИН, М.: 1970, № 11, с. 116–125.
11. Алексеев Г. Г. О точном методе расчета полей в слоисто-неоднородных средах.— Тр. АКИН, М.: 1970, № 13, с. 17–21.
12. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973, изд. 2-е.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15.VII.1981