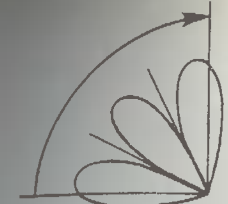
1 руб.

Изложенные вопросы судовой гидроакустики позволяют читателю решать целый ряд практически важных задач анализа и синтеза гидроакустических средств (ГАС).

Проблема анализа ГАС известной структуры сводится к оценке тактических (функциональных) возможностей данного ГАС в различных условиях его использования. Итогом анализа является оценка эффективности ГАС при решении возложенных на нее задач в гидроакустических условиях заданных районов Мирового океана; сравнительная оценка эффективности различных ГАС, решающих сходные задачи; вскрытие причин, снижающих качество работы исследуемых средств.

Проблема синтеза ГАС связана с выбором лучшего по выбранному критерию варианта системы, т. е оптимизацией параметров проектируемого или эксплуатируемого средства.



БИБЛИОТЕКА ИНЖЕНЕРА– ГИДРОАКУСТИКА

А.П. Евтютов
В.Б. Митько

ИНЖЕНЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ В ГИДРОАКУСТИКЕ

СУДОСТРОЕНИЕ

ББК 32.875
УДК 681.883
Е27

Рецензент канд. техн. наук А. П. ГРЕШНИКОВ

Редакционная коллегия: В. И. БАБИЙ, П. К. ЗУБАРЕВ, А. П. ЕВТЮТОВ, А. Е. КОЛЕСНИКОВ, Е. А. КОРЕПИН, А. П. ЛЯЛИКОВ, В. Ф. МАРТЫНЮК, В. В. ОЛЬШЕВСКИЙ, Л. В. ОРЛОВ, А. Л. ПРОСТАКОВ, В. А. САПРЫКИН, Г. М. СВЕРДЛИН, Ю. Ф. ТАРАСЮК /ответственный редактор/, В. И. ТИМОШЕНКО

Евтютов А. П., Митько В. Б.

Е27 Инженерные расчеты в гидроакустике. – 2-е изд., перераб. и доп.– Л.: Судостроение, 1988. – 288 с., ил. – /Библиотека инженера-гидроакустика/.
ISBN 5–7355–0017–1

Изложены основные прикладные вопросы судовой гидроакустики. Прослежено формирование и излучение сигналов в водную среду. Рассмотрены устройства приема и передачи информации. По сравнению с первым изданием („Примеры инженерных расчетов в гидроакустике", 1981 г.) расширена номенклатура рассматриваемых антенн и приемных устройств.

Для инженеров-гидроакустиков.

Е $\frac{275140300-064}{048(01)-88}$ 38–88 ББК 32.875

ISBN5–7355–0017–1

ПРЕДИСЛОВИЕ

С каждым годом человек все глубже проникает в недра Мирового океана, изучая и открывая для себя новые возможности его использования. Важную роль в изучении Мирового океана играют гидроакустические средства и системы, применяемые в народном хозяйстве для обеспечения рыболовства, поиска и разработки полезных ископаемых, в научных исследованиях физики океана и в военном деле.

Во всех этих применениях информация об объекте исследования наиболее полно добывается с помощью гидроакустических информационных систем, проблема разработки и эксплуатации которых в настоящее время привлекает внимание широкого круга специалистов, различного профиля.

Разработка и эффективная эксплуатация гидроакустических информационных систем предполагает знание особенностей теории и практики излучения и приема гидроакустических сигналов с учетом всего комплекса определяющих факторов.

Судовая гидроакустика как специализированная отрасль науки и техники начала развиваться немногим более полувека тому назад. В нашей стране благодаря трудам советских ученых и инженеров Гутина Л. Я., Бреховских Л. М., Андреева Н. Н., Сухаревского Ю. М., Лысанова В. П., Андреевой И. Б., Ольшевского В. В., Колесникова А. Е., Тюлина В. Н., Тюрина А. М., Сташкевича А. П. были разработаны основные вопросы теоретической и прикладной гидроакустики.

По сравнению с первым изданием данная книга дополнена и переработана с учетом последних достижений в области инженерных приложений судовой гидроакустики, а также актуальных направлений ее развития.

Общий принцип изложения материала соответствует структуре гидроакустической информационной системы, основными элементами которой являются устройства формирования и излучения сигналов в воду, устройства приема и обработки информации и канал передачи, в качестве которого выступает морская среда.

В первой главе рассмотрены прикладные вопросы теории направленного действия акустических антенн судовых гидроакустических средств (ГАС). Вторая глава посвящена вопросам помехоустойчивости и определения оптимальных структур трактов обработки гидроакустической информации. Особенности распространения акустических сигналов в океане рассмотрены в третьей главе. В четвертой приведены методы оценки эффективности применения судовых ГАС с учетом реальных гидроакустических условий.

Главы в методическом отношении построены одинаково. В начале главы рассмотрены основные теоретические положения, в конце помещены задачи и расчеты различной степени трудности. В ряде случаев решения задач приведены полностью, в некоторых – только ответы. Авторы предлагают читателю инженерные формулы, справочные таблицы и номограммы, удобные для оперативной оценки целого ряда практических вопросов, приводя одновременно расчетные методики и программы, нашедшие широкое применение в инженерной практике.

Ряд функциональных и технических характеристик ГАС, рассмотренных в книге, являются гипотетическими и служат для иллюстрации основных теоретических соотношений.

В конце книги приведена обширная библиография, пользуясь которой читатель может углубить свои знания по интересующим его вопросам гидроакустики.

Все критические замечания и пожелания просим направлять по адресу. 191065, Ленинград, ул. Гоголя, 8, издательство „Судостроение".

Глава 1.

НАПРАВЛЕННОСТЬ СУДОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ АНТЕНН

§ 1.1. Параметры, характеризующие направленность акустических антенн

Эффективность акустических антенн (АА), применяемых в судовых гидроакустических средствах (ГАС) различного назначения определяется параметрами, характеризующими преобразование электрической энергии, подводимой к антенне, в акустическую, а также описывающими их направленные свойства. К первой группе параметров относят: электроакустический КПД, частотную характеристику, внутреннее сопротивление и сопротивление излучения, чувствительность в режиме приема и т. д. Вторая группа параметров не зависит от материала АА, а определяется лишь ее конструкцией и позволяет оценить возможности ГАС по угловому разрешению подводных целей.

Направленность АА проявляется, если размеры акустического преобразователя больше рабочей длины волны, а также если излучение (прием) производит группа преобразователей. Это утверждение относится к оценке поля давлений, формируемого или воспринимаемого АА, поскольку поле давлений является скалярным. Применение датчиков векторных полей, например колебательной скорости или ускорений частиц среды, обеспечивает направленный прием при других соотношениях размеров приемника и рабочей длины волны. Направленность АА снижает помех при приеме акустических сигналов и концентрации акустической энергии при излучении. Закономерность изменения в пространстве рассматриваемой физической величины (давления, интенсивности) в зависимости от направления описывается характеристикой направленности. Описание характеристики направленности, обычно выраженное графически, в функции направления излучаемых или принимаемых акустических волн в определенной плоскости и при фиксированной частоте называют диаграммой направленности (ДН). ДН в приемном режиме определяет зависимость выходного напряжения АА от угла прихода акустических колебаний. ДН приемника и излучателя, имеющих одинаковые размеры и рабочие частоты, одинаковы, что следует из „принципа взаимности".

Понятие ДН соответствует дальнему полю, под которым понимают поле на таком расстоянии, где в однородной безграничной среде интенсивность звука спадает обратно пропорционально квадрату расстояния, т. е. по сферическому закону. Эту область называют зоной дифракции

Фраунгофера, и для плоского сплошного излучателя расстояние до ее ближней границы определяется соотношением

$$r \approx 2d^2\lambda^{-1}, \tag{1.1}$$

где d – наибольший линейный размер преобразователя; λ – длина волны акустического сигнала. На меньших расстояниях акустическое поле в значительной степени имеет случайный характер, так как наблюдается сложная интерференционная картина, т. е. вблизи антенны поле „не сформировано", если АА является плоской нефокусированной. Для фокусированных антенн эти соотношения видоизменяются.

В большинстве случаев используют пространственную ДН, отнесенную к ее значению в направлении максимального уровня наблюдаемой физической величины:

$$R(\alpha, \varphi) = A(\alpha, \varphi)/A_{\max}, \tag{1.2}$$

где $R(\alpha, \varphi)$ – нормированная ДН.

Очевидно, что значение нормированной ДН лежит в пределах от 0 до 1. При практических расчетах, как правило, представляет интерес не объемная, а плоская задача, т. е. закономерность изменения интенсивности, давления или колебательной скорости в зависимости от направления в рассматриваемой плоскости. В этом случае плоскостная ДН описывается кривой, соответствующей сечению пространственной ДН этой плоскостью. Обычно берут сечения, проходящие через направления, где сигнал максимален, а направления в секущей плоскости выражают через азимутальный угол φ и угол наклона α.

Для многих преобразователей пространственная ДН представляет собой поверхность, образованную вращением плоскостной ДН вокруг некоторой оси, называемой осью акустической симметрии. Эта ось может совпадать с направлением максимума сигнала (круглый плоский излучатель), быть перпендикулярна ему (радиально пульсирующий длинный цилиндр) либо находиться под некоторым углом к нему (групповые компенсированные антенны).

ДН по давлению (напряжению) $R_p(\alpha, \varphi)$ связана с ДН по интенсивности (мощности) $R_I(\alpha, \varphi)$ квадратичной зависимостью, т. е. $R_I(\alpha, \varphi) = R_p^2(\alpha, \varphi)$, где

$$R_p(\alpha, \varphi) = \frac{p(\alpha, \varphi)}{p_{\max}}; \quad R_I(\alpha, \varphi) = \frac{I(\alpha, \varphi)}{I_{\max}} = \frac{p^2(\alpha, \varphi)}{p^2_{\max}(\alpha, \varphi)}. \tag{1.3}$$

Отсюда следует, что при использовании ДН по интенсивности отсутствует информация о фазовых соотношениях на элементах АА, поэтому часто аналитическое выражение и графическое изображение ДН находят по давлению (напряжению) и строят фазовую ДН.

Фазовая ДН $\psi(\alpha, \varphi)$ определяет зависимость фазы поля (например, фазы акустического давления) от углов α, φ при фиксированном расстоянии от начала координат. В сферической системе координат уравнение поверхности одинаковых фаз имеет вид

$$r(\alpha, \varphi) = \frac{[\psi(\alpha, \varphi) - \alpha_0]}{k_{\text{в}}}, \tag{1.4}$$

где $k_{\text{в}}$ – волновое число в воде, α_0 – некоторая постоянная величина. Для АА с фазовым центром в начале координат соответствующая ДН по давлению показана на рис. 1.1, *а* и фазовая ДН на рис. 1.1, *б*. Фаза поля в смежных лепестках отличается на π.

Направление максимального излучения или приема называется акустической осью антенны; для линейных плоских антенн она лежит под прямым углом к линии или плоскости. Ориентацией ДН можно управлять посредством механического поворота АА либо электрически путем включения последовательно или параллельно с каждым элементом АА соответствующих фазирующих цепей (для узкополосных АА) или цепей временной задержки (для широкополосных АА), которые обеспечивают поворот (компенсацию) акустической оси в нужном направлении. В первом случае ДН называют естественной, а во втором – искусственной, и антенну – компенсированной.

Обычно ДН строится в полярной или прямоугольной системах координат, как показано на рис. 1.2, откуда можно определить основные параметры, характеризующие направленность АА: остроту направленного действия, остроту максимума, число, направления и величину дополнительных максимумов, число и направления добавочных максимумов. Важными параметрами, определяемыми ДН, являются также коэффициент концентрации, коэффициент усиления АА, коэффициент помехоустойчивости, эффективная площадь апертуры АА, коэффициент использования площади апертуры.

Острота направленного действия (ОНД) определяется углом θ_0, охватывающим основной максимум ДН. При этом чем меньше θ_0, тем выше ОНД. Этот угол определяется либо из графического представления ДН между направлениями минимальных значений основного лепестка ДН, либо из ее аналитического описания для конкретной АА.

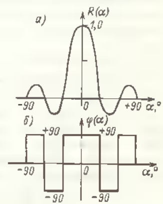


Рис. 1.1. ДН антенны с фазовым центром в начале координат: *а* – по давлению; *б* – фазовая ДН

Общим выражением для ДН плоской излучающей системы с равномерным распределением амплитуд колебательной скорости по поверхности является:

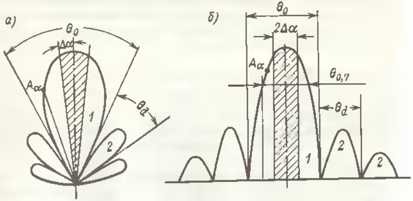


Рис. 1.2. Пространственная ДН антенны и ее сечение в системах координат
а – полярной; *б* – прямоугольной

1 – основной максимум ДН; *2* – дополнительные максимумы; θ_0 – угол, характеризующий остроту направленного действия; $\Delta\alpha$ – угол, характеризующий остроту максимума; $\theta_д$ – угол, характеризующий ширину первого дополнительного максимума; A_α – значение ДН по направлению α

$$R_p(\alpha) = 1/S \int_{(S)} \cos(kx \sin\alpha)\, dS, \qquad (1.5)$$

где S - площадь поверхности АА; k – волновое число; x – координата.

С ОНД непосредственно связана разрешающая способность АА по направлению, под которой понимают угол $\Delta\theta$, в его пределах осуществляется разрешение целей по угловой координате, т. е. их раздельное отображение соответствующим индикатором. Этот угол определяют в большинстве практических случаев между направлением максимума ДН и направлением на объект пеленгования, при котором $R_p(\alpha) = 0{,}707$ или $R_I(\alpha) = 0{,}5$

Острота максимума (ОМ) определяется углом $\Delta\alpha$ основного лепестка ДН, в пределах которого пеленгующая система нечувствительна к изменению фиксируемой физической величины. Этот параметр определяет точность пеленгования в соответствующей плоскости. Значение $\Delta\alpha$ зависит от формы ДН в области основного максимума, метода пеленгования и типа индикации. Углу $\Delta\alpha$ соответствует некоторое относительное изменение интенсивности $\nu_I = \Delta I/I_{max}$ или давления $\nu_p = \Delta p/p_{max}$. Соотношения между величинами ν_I и ν_p можно найти, пользуясь нормированными значениями ДН по интенсивности и давлению в направлении $\Delta\alpha$:

$$R_{I,\,\Delta\alpha} = 1 - \nu_I; \quad R_{p,\,\Delta\alpha} = 1 - \nu_p.$$

Учитывая соотношение (1.3), можно получить $\nu_I \approx 2\nu_p$. Общим выражением для $\Delta\alpha$ в случае плоской АА с равномерным распределением амплитуды колебательной скорости по поверхности является

$$\Delta\alpha = \lambda/2\pi \sqrt{2\nu_p s/J_z}, \qquad (1.6)$$

где $J_z = \int_{(s)} x^2 ds$ – момент инерции плоской фигуры площадью S относительно оси O_z, совпадающей с направлением основного максимума ДН

Для компенсированной АА, т. е. для системы, у которой ДН повернута на угол компенсации α_0, величины ОМ справа и слева от направления главного лепестка будут разными. Это обусловлено несимметричностью ДН при повороте (компенсации). Нахождение ОМ для конкретных типов АА возможно посредством определения момента инерции J_z и использования выражения (1.6) либо разложением в ряды функций, описывающих ДН той или иной АА.

Коэффициент концентрации (КК) характеризует абсолютное значение интенсивности (мощности) в дополнение к используемой на практике нормированной ДН, определяющей только относительное изменение интенсивности (мощности) в зависимости от направления излучения (приема). КК в режиме излучения и приема для одной и той же АА равны между собой. Если рассматривается КК в направлении главного лепестка ДН, то говорят об осевом коэффициенте концентрации, под которым понимают отношение интенсивности поля, создаваемого направленной АА в направлении главного лепестка ДН на некотором расстоянии, к значению интенсивности поля, создаваемого ненаправленной (изотропной) антенной на том же расстоянии в предположении, что излучаемые акустические мощности обеих АА одинаковы:

$$\gamma_0 = I_{напр}/I_{ср}. \qquad (1.7)$$

КК по направлению любого другого лепестка ДН связан с осевым КК соотношением

$$\gamma(\alpha,\varphi) = \gamma_0 R_p^2(\alpha,\varphi). \qquad (1.8)$$

В приемном режиме для условий изотропности акустического поля КК определяется отношением мощности сигнала на выходе ненаправленной АА к мощности сигнала на выходе направленной АА в направлении максимума главного лепестка ДН.

Если на вход приемной АА действует изотропная помеха дальнего поля, то электрическая мощность помехи на выходе направленной АА ослабляется в γ_0 раз по сравнению с ненаправленной. Для компенсированных АА γ_0 и $\gamma(\alpha,\varphi)$ зависят от направления компенсации α_0, φ_0.

Связь между КК и пространственной ДН определяется выражением

$$\gamma_0 = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} R_p^2(\alpha,\varphi) \sin\alpha\, d\alpha}. \qquad (1.9)$$

Когда ось максимума пространственной ДН совпадает с осью акустической симметрии или перпендикулярна к ней и значение ДН не зависит от азимутального угла φ, выражение (1.9) упрощается и принимает вид

$$\gamma_0 = \frac{2}{\int\limits_0^{\pi} R_p^2(\alpha)\sin\alpha\, d\alpha}. \qquad (1.10)$$

При экспериментальных исследованиях снятие пространственной ДН представляет значительные трудности, поэтому, как правило, снимают ДН в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, а результирующую определяют расчетным путем по формуле

$$R(\alpha,\varphi) \simeq R(\alpha)\, R(\varphi) \qquad (1.11)$$

где $R(\alpha)$ и $R(\varphi)$ ДН в вертикальной и горизонтальной плоскостях соответственно. При этом для КК, определенного с учетом только основного максимума ДН, как следует из (1.9) и (1.11), справедливо выражение

$$\gamma_0 = \frac{4\pi}{\int\limits_{-\pi}^{\pi} R_p^2(\varphi)\, d\varphi \int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2} R_p^2(\alpha)\cos\alpha\, d\alpha} \qquad (1.12)$$

Учитывая, что в выражении (1.12) интегралы соответствуют некоторым фиксированным значениям углов φ_1 и α_1 (в градусах), приближенная оценка КК может быть произведена по формуле

$$\gamma_0 = 41300/\varphi_1\alpha_1, \qquad (1.13)$$

а с учетом того, что в горизонтальной и вертикальной плоскостях по уровню 0,707 углы φ_0 и α_0 оказываются, как правило, меньше углов φ_1, α_1 то числитель выражения (1.13) полагают приближенно равным $4\cdot10^4$.

В ряде случаев значительные ошибки вычисления КК можно определить тем, что в выражении (1.13) не учитывается отсос энергии боковыми лепестками. С учетом бокового излучения выражение для КК имеет вид

$$\gamma_0 = \frac{\gamma_0}{1 + R_{\text{доп}}^2\gamma_0}, \qquad (1.14)$$

где $R_{\text{доп}}$ – нормированная ДН в области дополнительных максимумов.

Если произвести сечение пространственной ДН n плоскостями, проходящими через ось основного максимума, и если полученные плоскостные ДН обладают осевой симметрией, то КК можно определить по следующей приближенной формуле:

$$\gamma^{-1} = n^{-1}(\gamma_1^{-1} + \gamma_2^{-1} + \ldots + \gamma_n^{-1}) \qquad (1.15)$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_n$ КК, рассчитанные по плоскостным ДН в плоскостях 1, 2, ..., n. Если ограничиться максимальным γ_{max} и минимальным γ_{min} значениями КК, то можно воспользоваться формулой

$$\gamma = \sqrt{\gamma_{max}\,\gamma_{min}}. \qquad (1.16)$$

Дополнительные максимумы определяют уровень бокового излучения и уровень помехи при приеме. Их величина, направления и число зависят от размеров и формы АА.

Добавочные максимумы – это дополнительные максимумы, по амплитуде равные основному. Наличие добавочных максимумов приводит к неоднозначности пеленгования и характерно лишь для дискретных АА. Их число и направления определяются размерами АА и расстояниями между ее элементами.

Коэффициент усиления АА характеризует отношение акустической мощности $P_а$, излучаемой АА в единичном телесном угле в заданном направлении к электрической мощности $P_э$, подводимой к АА, приходящейся на единицу телесного угла. Он связан с КК величиной электроакустического КПД, т. е. учитывает потери в АА:

$$G(\alpha,\varphi) = \eta_{эа}\,\gamma(\alpha,\varphi). \qquad (1.17)$$

Аналогичным образом определяется коэффициент усиления АА в режиме приема. Коэффициент усиления, как и КК, зависит от направления компенсации.

Коэффициент помехоустойчивости для приемной АА определяет выигрыш в отношении сигнал/помеха по интенсивности или по мощности на выходе направленной АА относительно отношения сигнал/помеха по интенсивности или по мощности на ее входе для заданной полосы частот:

$$\kappa = (s/N)_{вых}/(s/N)_{вх}. \qquad (1.18)$$

В знаменателе выражения (1.18) при условии ненаправленности элементов групповой АА можно брать отношение сигнал/помеха на выходе одного элемента и в ряде практических случаев, используя логарифмический масштаб:

$$\kappa_{дБ} = 10\lg(S/N)_{вых\,АА} - 10\lg(S/N)_{элем}. \qquad (1.19)$$

Коэффициент помехоустойчивости, в отличие от КК, зависит не только от свойств АА, но и от свойств поля помех. Только в частном случае, для изотропных помех дальнего поля, имеет место соотношение $\kappa = \gamma_0$.

Коэффициент использования площади апертуры характеризует эффективность АА с переменным распределением поля по ее апертуре АА и определяется как отношение эффективной площади апертуры к реальной площади антенны:

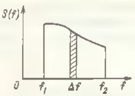


Рис 1.3. Спектр сигнала со сплошным участком в интервале $f_1 \dots f_2$

$$\sigma = S_{эф}/S \qquad (1.20)$$

Под апертурой АА понимают наибольшую плоскую поверхность, образованную проекцией поверхности АА, на плоскость, соприкасающуюся с данной антенной. Для плоских АА их поверхности являются и их апертурой. Для апертурных АА (зеркальных и рупорных) апертурой является площадь раскрыва, т. е. некоторая плоская поверхность, через которую проходит акустическая энергия и где задается распределение амплитуды и фазы поля, что позволяет найти ДН антенны.

Для такой антенны справедливо соотношение:

$$\gamma_0 = \gamma_{0\,max}\,\sigma, \qquad (1.21)$$

где $\gamma_{0\,max}$ — максимальный КК для АА с площадью, определяемой ее геометрическими размерами.

Параметры, характеризующие направленность акустических антенн при приеме и излучении спектра частот (что характерно для излучения сложных сигналов, шумопеленгования и т. п.), аналогичны вышеперечисленным для монохроматического сигнала, однако порядок их расчета имеет некоторые особенности. Так, в случае дискретного спектра частот выражение для плоскостной общей ДН можно представить в виде

$$R^2_{p\Sigma}(\varphi) = \frac{\sum\limits_{i=1}^{n} I_i(\varphi)}{\sum\limits_{i=1}^{n} I_{i0}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{n} I_{i0} R^2_{pi}(\varphi)}{\sum\limits_{i=1}^{n} I_{i0}} \qquad (1.22)$$

где I_{i0} — интенсивность сигнала на частоте f_i дискретного спектра, соответствующая максимуму ДН на этой частоте; $R_{pi}(\varphi)$ — ДН по давлению на i-й частоте дискретной составляющей спектра. Если в пределах полосы частот излучаемого или принимаемого сигнала спектр является равномерным ($I_{i0} = I_0 = \text{const}$), то

$$R^2_{p\Sigma}(\varphi) = 1/n \sum_{i=1}^{n} R^2_{pi}(\varphi). \qquad (1.23)$$

т. е. общая ДН по интенсивности является средней арифметической из ДН на отдельных дискретных составляющих.

В случае сплошного спектра частот выражение для плоскостной общей ДН можно представить в виде

$$R^2_{p\Sigma}(\varphi) = \frac{\int\limits_{f_1}^{f_2} S(f) R^2_p(\varphi, f)\, df}{\int\limits_{f_1}^{f_2} S(f)\, df}, \qquad (1.24)$$

где интеграл $\int\limits_{f_1}^{f_2} S(f)\,df = P_f$ выражает величину мощности сигнала в полосе $f_1 \dots f_2$, численно равную площади спектрограммы, показанной на рис. 1.3.

Выражение (1.24) справедливо для равномерной частотной характеристики приемного тракта и одинаковом коэффициенте усиления по давлению в полосе частот $f_1 \dots f_2$. Для величины выходного эффекта приемного тракта в заданном диапазоне частот можно записать, используя выражение (1.24):

$$R^2_{p\Sigma}(\varphi) = \frac{\int\limits_{f_1}^{f_2} \nu^2 S_u(f) R^2_p(\varphi, f)\, df}{\int\limits_{f_1}^{f_2} S_u(f)\, df}, \qquad (1.25)$$

где ν - коэффициент усиления по давлению; $S_u(f) = m^2 S(f) K^2(f)$; m — коэффициент пропорциональности; $K(f)$ — частотная характеристика приемного тракта.

Из выражения (1.25) следует, что спектральная плотность квадрата выходного напряжения искажается главным образом частотной характеристикой приемного тракта. Наиболее сильные искажения, очевидно, будут иметь место при работе на резонансные антенны. В случае же $\nu = \text{const}$; $K(f) = \text{const}$ выражение (1.25) упрощается:

$$R^2_{p\Sigma}(\varphi) = 1/P_f \int\limits_{f_1}^{f_2} S(f) R^2_p(\varphi, f)\, df, \qquad (1.26)$$

а для равномерного в пределах полосы пропускания спектра выражение (1.26) имеет вид

$$R^2_{p\Sigma}(\varphi) = \frac{1}{\Delta f} \int\limits_{f_1}^{f_2} R^2_p(\varphi, f)\, df, \qquad (1.27)$$

где $\Delta f = f_2 - f_1$.

Из выражения (1.26) видно, что при расширении полосы пропускания приемного тракта „нули" общей ДН „размываются", а дополнительные максимумы уменьшаются.

ОМ для дискретного и сплошного спектров определяют из общей формулы (1.6) для некоторой эквивалентной частоты $f_э$, определяемой из выражения

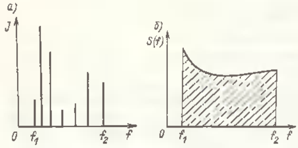


Рис. 1.4. К выводу выражения ОМ для дискретного (*а*) и сплошного (*б*) спектров частот

$$f_э = \sqrt{J_f} / \sqrt{P_f}, \tag{1.28}$$

где величина J_f – момент инерции всех линий спектра относительно оси ординат и в случае дискретного спектра (рис. 1.4, *а*) определяемый как

$$J_f = \sum_{i=1}^{n} I_{i0} f_i^2, \tag{1.29}$$

где I_{i0} – интенсивность по *i*-й частоте дискретного спектра. В случае сплошного спектра (рис. 1.4, *б*)

$$J_f = \int_{f_1}^{f_2} S(f) f^2 df. \tag{1.30}$$

Для дискретного спектра величина P_f представляет собой максимальное значение суммарной интенсивности, равное сумме линий спектра.

$$P_f = \sum_{i=1}^{n} I_{i0}. \tag{1.31}$$

Для сплошного спектра величина P_f представляет собой площадь спектрограммы (рис. 1.4, *б*), соответствующую в знаменателе выражению (1.24).

Под коэффициентом концентрации при излучении (приеме) в заданном диапазоне частот и известной спектральной плотности мощности акустического сигнала понимают отношение акустической мощности, которая излучалась (принималась) бы ненаправленным излучателем (приемником) в указанном диапазоне частот, к акустической мощности, излучаемой (принимаемой) направленным излучателем (приемником) в том же диапазоне. При этом должно выполняться условие, при котором интенсивность, создаваемая на расстоянии r направленным излучателем в направлении основного максимума общей ДН, равна интенсивности, создаваемой на том же расстоянии ненаправленным излучателем.

Выражение для КК при излучении или приеме в полосе частот отличается от (1.9) добавлением операции интегрирования по частотной полосе и имеет вид

$$\gamma_\Sigma = \frac{4\pi \int_{f_1}^{f_2} S(f)\, df}{\int_{f_1}^{f_2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} S(f) R_p^2(\alpha, \varphi, f) \sin \alpha\, d\alpha\, d\varphi\, df} \tag{1.32}$$

Это выражение можно представить также в виде

$$\gamma_\Sigma = \frac{\int_{f_1}^{f_2} S(f)\, df}{\int_{f_1}^{f_2} S(f)/\gamma(f)\, df}, \tag{1.33}$$

откуда для фиксированной частоты $\gamma_\Sigma = \gamma(f)$.

АА обладают пространственными избирательными свойствами, проявляющимися в полосе пропускания, величина которой составляет 10 ... 15 % от резонансной частоты в режиме излучения и значительно большую в режиме приема. Это позволяет рассматривать АА как *линейный пространственный фильтр* аналогично обычному линейному фильтру во временной области, где аналогом времени при приеме пространственной гармоники является угол, а аналогом частоты $d/2\lambda_н$, где d – расстояние между преобразователями [5]. Напряжение на выходе АА при этом пропорционально величине $\cos(\pi d/\lambda_н \sin\varphi)$, что аналогично записи колебательного процесса во времени $\cos \omega t = \cos 2\pi f t$. Из формулы пространственной гармоники следует, что чем больше расстояние между преобразователями d, тем выше частота пространственной гармоники. Таким образом, ДН сплошной АА может быть представлена в виде суммы пространственных гармоник различных частот в предположении, что сплошная АА состоит из большого числа элементов, разнесенных на разные расстояния от начала системы координат.

Помеха будет отфильтровываться, если направление на ее источник будет совпадать с нулем в ДН, что может быть достигнуто разнесением элементов АА на нужное расстояние d, и направлением максимума ДН на цель. Это условие записывают следующим образом:

$$\left| \frac{d(\varphi_0 - \varphi_ц)}{2\lambda_н} \right| = 2\pi n, \qquad \left| \frac{d(\varphi_0 - \varphi_п)}{2\lambda_н} \right| = \pi(m + 1/2), \tag{1.34}$$

где φ_0 – направление главного максимума ДН; $\varphi_ц$ – направление на цель; $\varphi_п$ – направление на источник помех; n, m – любые подходящие из натурального ряда числа.

Пространственным аналогом согласованного фильтра во временной области является, например, АА в виде вертикальной цепочки элементов, расположенных в реальном волноводе, предназначенная для выделения нормальных волн [4]. Это следует из представления акустического поля в виде суммы нормальных волн:

$$p(r, z, t) = r^{-1/2} \sum_{m=1}^{M} a_m/\gamma_m \exp[j(\omega t - k_m + \pi/4)]\, \varphi_m(z)\, \varphi_m(z_0) \tag{1.35}$$

где r и z – расстояние до источника и вертикальная координата; γ_m и k_m – вертикальная и горизонтальная компоненты волнового вектора; a_m – коэффициент возбуждения m-й нормальной волны; φ_m – собственные

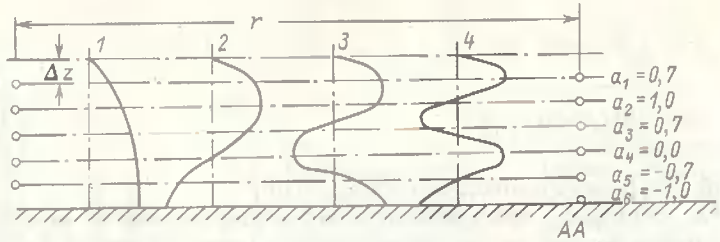


Рис. 1.5. Структура первых четырех нормальных волн в идеальном волноводе с вертикальной дискретной антенной, работающей как „фильтр нормальных волн".

1 ... 4 – номера нормальных волн; Δz – толщина горизонта между элементами АА, состоящей из шести приемников; r – расстояние между источником и приемной АА; a_i, $i = 1 ... 6$ – коэффициенты возбуждения второй нормальной волны при глубине источника $z_0 = \Delta zi$

функции; z_0 – глубина источника. На рис. 1.5 схематично показана структура первых четырех нормальных волн для идеального волновода с верхней звукомягкой и нижней звукожесткой границами. Очевидно, что при расположении источника, например, на горизонте $2\Delta z$ максимальное значение имеет вторая нормальная волна, а при $z_0 = 4\Delta z$ эта нормальная волна не возбуждается.

Сущность „фильтрации нормальных волн" состоит в подборе глубин расположения приемников таким образом, чтобы выходной сигнал аддитивной АА для M нормальных волн имел максимум при выполнении условия

$$\sum_{i=1}^{M} a_i \varphi_m (z_i) = 1 \tag{1.36}$$

для выделяемой m-й моды и соответственно

$$\sum_{i=1}^{M} a_i \varphi_m (z_i) = 0 \tag{1.37}$$

для всех остальных мод.

Из уравнений (1.36) и (1.37) можно определить значения a_i. При равномерном распределении элементов АА по глубине для нахождения a_i используют ортогональность собственных функций волновода, т. е. коэффициент данной нормальной волны есть линейная комбинация таких нормальных волн и может быть получена перемножением селектируемой нормальной волны с интегрированием по глубине:

$$\int_0^{\infty} \varphi_m (z)\, \varphi_n (z)\, dz = \delta_{mn}. \tag{1.38}$$

Однако поскольку в используемых на практике АА чувствительность по глубине распределена дискретно, а не непрерывно, в выражении (1.38) интегрирование нужно заменить суммированием, т. е.

$$\sum_i \varphi_m (z_i)\, \varphi_n (z_i)\, \Delta z_i, \tag{1.39}$$

которое является приближением, дающим точный результат при $\Delta z = 0$.

§ 1.2. Направленность основных типов акустических антенн

В судовых ГАС используют антенные системы, составленные из различного количества направленных и ненаправленных, а также сплошные приемо-излучающие поверхности или группы сплошных поверхностей, которые формируют ДН АА, как единое целое. Соответствующие формулы для расчета параметров, характеризующих направленность АА различных типов при излучении (приеме) монохроматических сигналов, представлены в табл. 1.

В случае приема или излучения полосы частот расчет параметров, характеризующих направленность АА, может быть выполнен с использованием формул (1.22) ... (1.33).

В ряде прикладных задач представляют интерес также такие параметры АА, как направление и величина дополнительных максимумов, минимумов, условия отсутствия добавочных максимумов и т. д., характерные для групповых дискретных АА. Методы расчета этих параметров изложены в соответствующих примерах к гл. 1. Следует отметить, что в табл. 1 рассмотрены плоскостные ДН, а для нахождения пространственных ДН можно в ряде случаев воспользоваться выражением (1.11).

Сложные антенны. Формулы для расчета ДН сложных АА основаны на использовании теоремы умножения, теоремы смещения и теоремы сложения, которые позволяют сравнительно просто оценить параметры направленности АА в форме плоских и пространственных решеток.

Согласно *теореме умножения* ДН групповой АА, состоящей из идентичных и одинаково ориентированных направленных элементов, равна произведению ДН одного элемента АА на ДН гипотетической АА, состоящей из ненаправленных элементов, расположенных в тех же точках, что и направленные, т. е.

$$R_{АА} (\alpha, \varphi) = R_{эл} (\alpha, \varphi) R'_{АА} (\alpha, \varphi). \tag{1.40}$$

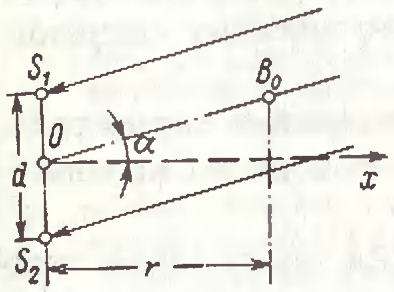
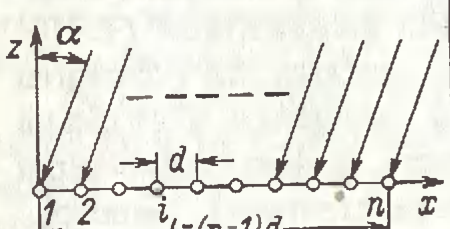
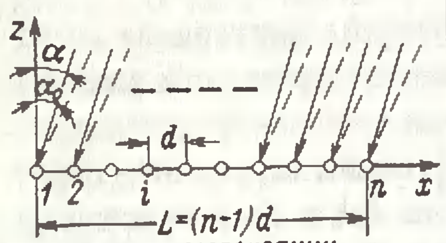
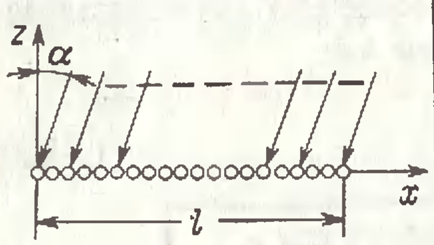
Согласно *теореме смещения* вид ДН в некотором сечении не изменится, если элементы АА смещать по направлениям проекций элементов на эту же плоскость. Данную теорему используют для упрощения расчетов ДН, имеющих поверхности сложной формы, путем сведения их к более простым поверхностям типа дуги (для АА в форме цилиндра), отрезка прямой (для плоской поршневой АА). В этом случае амплитудные распределения на линии определяются как сумма проектируемых на нее элементов с учетом их амплитудных распределений.

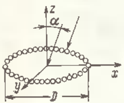
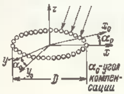
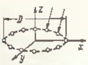
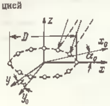
Согласно *теореме сложения* ДН групповой АА может быть представлена в виде суммы ДН отдельных N групп ее элементов с коэффициентами M_j, равными отношению нормирующего множителя соответствующей группы к нормирующему множителю ДН всей АА:

$$R_{АА} (\alpha, \varphi) = \sum_{j=1}^{N} M_j R_j (\alpha, \varphi), \tag{1.41}$$

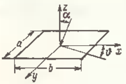
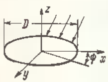
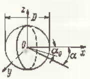
2 – 605

Таблица 1. **Аналитические зависимости, описывающие направленность акустических антенн**

Тип антенны и ее графическое изображение	Уравнение диаграммы направленности	Острота направленного действия	Острота максимума	Направления дополнительных max и min	Коэффициент концентрации
Антенна из 2-х элементов 	$R_P(\alpha) = \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)$	$\Theta_0 = 2\arcsin\frac{\lambda}{2d}$; $\Theta_{0,7} = 2\arcsin 0{,}22\frac{\lambda}{d}$	$\Delta\alpha = 0{,}55\frac{\lambda}{d}\times\sqrt{\frac{1}{3}\nu_I}$	$\alpha_{\max}^{(i)} = \arcsin\left[\frac{\lambda}{4d}(2i+1)\right]$; $\alpha_{\min}^{(i)} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2d}i\right)$	$\gamma = \frac{2}{1+\frac{\sin(2\pi d\lambda^{-1})}{2\pi d\lambda^{-1}}}$
Линейная дискретная антенна из n элементов 	$R_P(\alpha) = \frac{1}{n}\frac{\sin\left(n\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)}{\sin\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha}$	$\Theta_0 = 2\arcsin\frac{\lambda}{nd}$; $\Theta_{0,7} = 2\arcsin 0{,}44\frac{\lambda}{nd}$	$\Delta\alpha = 0{,}55\frac{\lambda}{nd}\times\frac{\sqrt{\nu_I}}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}}$	$\alpha_{\max}^{(i)} = \arcsin\frac{\lambda}{nd}\left(i+\frac{1}{2}\right)$; $\alpha_{\min}^{(i)} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{nd}i\right)$	$\gamma = \frac{n}{1+\sum_{p=1}^{n-1}\frac{(n-p)\sin(2p\pi d\lambda^{-1})}{\pi d\lambda^{-1}}}$
Линейная дискретная антенна с искусственным сдвигом фаз  α_0 – угол компенсации	$R_P(\alpha) = \frac{\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}n(\sin\alpha-\sin\alpha_0)\right]}{n\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\sin\alpha-\sin\alpha_0)\right]}$	$\Theta_0 = 2\arcsin\frac{\lambda}{nd}\frac{1}{\cos\alpha_0}$; $\Theta_{0,7} = 2\arcsin\frac{0{,}44}{nd}\frac{\lambda}{\cos\alpha_0}$	$\Delta\alpha = 0{,}55\sqrt{\nu_I}\times\frac{\lambda}{nd}\frac{1}{\cos\alpha_0}$	$\alpha_{\max}^{(i)} = \arcsin\left[\sin\alpha_0\pm\frac{2i+1}{2n}\frac{\lambda}{d}\right]$; $\alpha_{\min}^{(i)} = \arcsin\ \sin\alpha_0\pm\frac{\lambda}{nd}i$	$\gamma\approx\frac{n}{1+\frac{2\sin\alpha_0}{n}\sum_{p=1}^{n-1}\frac{(n-p)2\sin(p^2\pi d\lambda^{-1})\times\cos(p2\pi d\lambda^{-1})}{p4\pi d\lambda^{-1}}}$
Непрерывная линейная антенна 	$R_P(\alpha) = \frac{\sin\left(\frac{\pi l}{\lambda}\sin\alpha\right)}{\frac{\pi l}{\lambda}\sin\alpha}$	$\Theta_0 = 2\arcsin\frac{\lambda}{l}$; $\Theta_{0,7} = 2\arcsin 0{,}45\frac{\lambda}{l}$	$\Delta\alpha = 0{,}55\sqrt{\nu_I}\times\frac{\lambda}{l}$	$\alpha_{\max}^{(i)} = \arcsin\left[\frac{\lambda}{2l}(2i+1)\right]$; $\alpha_{\min}^{(i)} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{l}i\right)$	$\gamma = \frac{1}{\frac{\lambda}{\pi l}\sin\frac{2\pi l}{\lambda}-\frac{\sin^2\frac{\pi l}{\lambda}}{\left(\frac{\pi\lambda}{\lambda}\right)^2}}$; $\gamma\approx 2l/\lambda$ при $2\pi l\lambda^{-1} > 1$

Тип антенны и ее графическое изображение	Уравнение диаграммы направленности	Острота направленного действия	Острота максимума	Направления дополнительных max и min	Коэффициент концентрации
Непрерывная антенна в форме окружности 	$R_p(\alpha) = I_0\left(\frac{\pi}{\lambda} D \sin\alpha\right)$ I_0 – функция Бесселя нулевого порядка	$\Theta_0 = 2\arcsin 0{,}76\frac{\lambda}{D}$; $\Theta_{0,7} = 2\arcsin 0{,}35\frac{\lambda}{D}$	$\Delta\alpha = 0{,}45\sqrt{\nu_I}\frac{\lambda}{D}$	$\alpha^{(1)}_{max} = \arcsin\frac{3{,}83\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(2)}_{max} = \arcsin\frac{1{,}02\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(1)}_{min} = \arcsin\frac{2{,}4\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(2)}_{min} = \arcsin\frac{5{,}52\lambda}{\pi D}$	$\gamma = \frac{2\frac{\pi D}{\lambda}}{1+\sqrt{\frac{\lambda}{\pi^2 D}}\sin\left(\frac{2\pi D}{\lambda}-\frac{\pi}{4}\right)}$ при $\frac{D}{\lambda} > 2$ $\gamma \approx \frac{2\pi D}{\lambda}$ при $\frac{D}{\lambda} \geqslant 4$
Антенна в форме окружности с компенсацией 	$R_p(\alpha) = I_0\left(\frac{2\pi D}{\lambda}\sin\frac{\alpha-\alpha_0}{2}\right)$ I_0 – функция Бесселя нулевого порядка	$\Theta_0 = 2\arcsin\left(0{,}38\frac{\lambda}{D}\right)$ $\Theta_{0,7} = 4\arcsin\left(0{,}175\frac{\lambda}{D}\right)$	$\Delta\alpha = 0{,}45\sqrt{\nu_I}\times$ $\times\frac{\lambda}{D}$	$\alpha^{(1)}_{max} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{1{,}92\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(2)}_{max} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{3{,}51\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(1)}_{min} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{1{,}2\lambda}{\pi D}$, $\alpha^{(2)}_{min} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{2{,}26\lambda}{\pi D}$;	$\gamma \approx \frac{2\pi D}{\lambda}$ при $\frac{D}{\lambda} \geqslant 1$
Антенна в форме окружности с n элементами 	$R_p(\alpha) = I_0\left(\pi\frac{D}{\lambda}\sin\alpha\right) +$ $+ 2j^{(n)} I_n\left(\pi\frac{D}{\lambda}\sin\alpha\right)\cos n\beta +$ $+ 2j^{(2\alpha)} I_{2n}\left(\pi\frac{D}{\lambda}\sin\alpha\right)\times$ $\times\cos(2n\beta) + ..$	$\Theta_0 \approx 2\arcsin 0{,}76\frac{\lambda}{D}$ $\Theta_{0,7} \approx 2\arcsin 0{,}35\frac{\lambda}{D}$ при $n \geqslant \pi\frac{D}{\lambda} + 2$	$\Delta\alpha \approx 0{,}59\times$ $\times\frac{\lambda}{D}\sqrt{\nu_I}$ при $n \geqslant \pi\frac{D}{\lambda} +$ $+ 2$	$\alpha^{(1)}_{max} = \arcsin\frac{3{,}83\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(2)}_{max} = \arcsin\frac{1{,}02\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(1)}_{min} = \arcsin\frac{2{,}4\lambda}{\pi D}$, $\alpha^{(2)}_{min} = \arcsin\frac{5{,}52\lambda}{\pi D}$. при $n \geqslant \pi\frac{D}{\lambda} + 2$	при $n \geqslant \pi\frac{D}{\lambda} + 2$ $\gamma = \frac{2\pi D\lambda^{-1}}{1+\sqrt{\lambda/\pi^2 D}\sin(2\pi d\lambda^{-1} - \pi/4)}$ $\gamma \approx 2\pi\frac{D}{\lambda}$, если $\frac{D}{\lambda} \geqslant 4$
Антенна в форме окружности с n элементами с компенсацией 	$R_p(\alpha) = I_0\left(2\pi\frac{D}{\lambda}\sin\frac{\alpha_0-\alpha}{2}\right) +$ $+ 2\sum_{m=1}^{\infty} j^{(m,n)} I_{mn}\left(2\pi\frac{D}{\lambda}\times\right.$ $\left.\times\sin\frac{\alpha_0-\alpha}{2}\right)\cos mn\left(\frac{\alpha+\alpha_0}{2}-\right.$ $\left.-\frac{\pi}{2}\right)$	$\Theta_0 \approx 4\arcsin 0{,}38\frac{\lambda}{D}$ $\Theta_{0,7} \approx 4\arcsin 0{,}175\frac{\lambda}{D}$	$\Delta\alpha \approx 0{,}45\times$ $\times\frac{\lambda}{D}\sqrt{\nu_I}$	$\alpha^{(1)}_{max} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{1{,}92\lambda}{\pi D}$ $\alpha^{(2)}_{max} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{3{,}51\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(1)}_{min} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{1{,}2\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(2)}_{min} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{2{,}26\lambda}{\pi D}$	$\gamma \approx 2\pi\frac{D}{\lambda}$, если $\frac{D}{\lambda} \geqslant 1$

Продолжение табл. 1

Тип антенны и ее графическое изображение	Уравнение диаграммы направленности	Острота направленного действия	Острота максимума	Направления дополнительных max и min	Коэффициент концентрации
Плоская прямоугольная антенна 	$R_p(\alpha, \vartheta) = \dfrac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\alpha\sin\vartheta\right)}{\frac{\pi b}{\lambda}\sin\alpha\sin\vartheta} \times \dfrac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\alpha\sin\vartheta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\alpha\sin\vartheta}$	$\Theta_0 = 2\arcsin\begin{cases}\frac{\lambda}{a}, & \vartheta = 0\\ \frac{\lambda}{b}, & \vartheta = \frac{\pi}{2}\end{cases}$ $\Theta_{0,7} = 2\arcsin 0{,}45\,\frac{\lambda}{a}$	$\Delta\alpha = 0{,}55 \times \sqrt{\nu_I}\,\frac{\lambda}{a}$; $\Delta\alpha = 0{,}55 \times \sqrt{\nu_I}\,\frac{\lambda}{b}$	$\alpha^{(i)}_{\max} = \arcsin\left[\frac{\lambda}{2x}(2i+1)\right]$; $\alpha^{(i)}_{\min} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2x}i\right)$; $x = b$ при $\vartheta = \pi/2$; $x = a$ при $\vartheta = 0°$	$\gamma = \dfrac{1}{\frac{\lambda}{\pi b}\,\mathrm{Si}\left(\frac{2\pi b}{\lambda}\right) - \frac{\sin^2(\pi b\lambda^{-1})}{(\pi b\lambda^{-1})^2}}$
Плоская поршневая антенна 	$R_p(\alpha) = \dfrac{2I_1\left(\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha\right)}{\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha}$ I_1 – функция Бесселя первого порядка	$\Theta_0 = 2\arcsin 1{,}21\,\frac{\lambda}{D}$ $\Theta_{0,7} = 2\arcsin 0{,}64\,\frac{\lambda}{D}$	$\Delta\alpha = 0{,}64 \times \sqrt{\nu_I}\,\frac{\lambda}{D}$	$\alpha^{(1)}_{\max} = \arcsin\frac{6{,}29\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(2)}_{\max} = \arcsin\frac{10{,}87\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(1)}_{\min} = \arcsin\frac{4{,}49\lambda}{\pi D}$; $\alpha^{(2)}_{\min} = \arcsin\frac{9{,}32\lambda}{\pi D}$;	$\gamma = \dfrac{1}{(\pi D\lambda^{-1})^2\left[1 - \frac{I_1(2\pi D\lambda^{-1})}{\pi D\lambda^{-1}}\right]^2}$ $\gamma = (\pi D\lambda^{-1})^2$ при $\frac{D}{\lambda} \geqslant 3$
Сферическая антенна 	$R(\alpha) = \left\lvert\dfrac{\sin\left(\frac{2\pi D}{\lambda}\sin\frac{\alpha-\alpha_0}{2}\right)}{\frac{2\pi D}{\lambda}\sin\frac{\alpha-\alpha_0}{2}}\right\rvert$	$\Theta_0 = 4\arcsin\left(0{,}5\,\frac{\lambda}{D}\right)$; $\Theta_{0,7} = 4\arcsin\left(0{,}22\,\frac{\lambda}{D}\right)$	$\Delta\alpha = 0{,}55 \times \sqrt{\nu_I}\,\frac{\lambda}{D}$	$\alpha^{(i)}_{\max} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{\lambda}{D}(2i+1)$; $\alpha^{(i)}_{\min} = \alpha_0 \pm 2\arcsin\frac{\lambda}{2D}i$	$\gamma = \dfrac{4(\pi D\lambda^{-1})^2}{1{,}27 + \ln(2\pi d\lambda^{-1}) - \mathrm{Ci}(4\pi D\lambda^{-1})}$; $\gamma \approx \dfrac{4(\pi D\lambda^{-1})^2}{1{,}27 + \ln(2\pi D\lambda^{-1})}$ при $\frac{D}{\lambda} \gg 1$

где $R_j(\alpha, \varphi)$ – ДН j-й группы; $M_j = \sum\limits_{i=1}^{n/N} a_i / \sum\limits_{i=1}^{n} a_i$; a_i – чувствительность i-го элемента, n – число элементов АА.

Для АА с равномерным амплитудным распределением, т. е. $a_1 = a_2 = \ldots = a_n$ формула (1.41) преобразуется к виду

$$R_{AA} = 1/N \sum_{j=1}^{N} R_j(\alpha, \varphi). \quad (1.42)$$

На основании этой теоремы можно рассчитать ДН АА со сложным амплитудно-фазовым распределением, разбив ее на ряд простых АА с известными ДН.

В ДН, описываемой (1.42), присутствуют максимумы и минимумы всех частных ДН R_j, причем положения этих экстремумов находятся из условий

$$\frac{\pi d_j}{\lambda}\sin\alpha_{\max j} = \frac{\pi d_1}{d_j}\,i, \quad i = 1, 2, 3, \ldots; \quad (1.43)$$

$$\frac{\pi d_j}{\lambda}\sin\alpha_{\min j} = \frac{\pi d_1}{n_j' d_j}\,i, \; i = 1, 2, 3, \ldots; \quad (1.44)$$

где $i \neq m n_j'$, $m = 1, 2, \ldots$, а величина d_j/d_1 характеризует сдвиг j-й группы относительно первичной группы, как показано на рис. 1.6 n_j' – число элементов в j-й простой АА, d_j – расстояние между элементами в j-й АА.

Рис. 1.6. Структура сложной АА, представленная в виде простых антенн

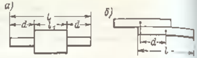


Рис. 1.7. Плоская АА сложной формы (*а*) и ее эквивалент (*б*) в виде двух антенн

При рассмотрении направленности сложной линейной АА можно пользоваться формулами табл. 1 (графы 2 и 4), которые имеют в этом случае вид:

$$\theta = 2\arcsin[\lambda/(n_j^{\prime} d_j)_{\max}]; \qquad (1.45)$$

$$\Delta\alpha = 0{,}55\,\lambda\sqrt{\nu_J}\,/\sqrt{\Sigma n_j^{\prime 2} d_j\,(1 - 1/n_j^{\prime 2})}. \qquad (1.46)$$

В случае сложной плоской АА, схематично изображенной на рис. 1.7, *а*, уравнение ее ДН можно представить в виде:

$$R_p(\alpha) = \frac{\sin(\pi\lambda^{-1} l \sin\alpha)}{\pi l \lambda^{-1}\sin\alpha}\cos(\pi d\lambda^{-1}\sin\alpha), \qquad (1.47)$$

где первый сомножитель описывает направленность прямоугольника длиной l, а второй – двух точечных элементов, расположенных на расстоянии d друг от друга (рис. 1.7, *б*).

При оценке параметров направленности такой АА следует пользоваться формулами.

$$\theta = 2\arcsin\lambda/l; \qquad (1.48)$$

$$\Delta\alpha = 0{,}78\,\frac{\lambda}{L}\sqrt{\nu_I}\,\frac{1-(2n)^{-1}}{\sqrt{1-(2n^2)^{-1}}}, \qquad (1.49)$$

где n – число одинаковых прямоугольников длиной l, сдвинутых на одинаковые расстояния d друг от друга.

Общее уравнение, описывающее ДН такой комбинации, имеет вид

$$R_p(\alpha) = \frac{\sin(\pi l\lambda^{-1}\sin\alpha)}{\pi l\lambda^{-1}\sin\alpha}\;\frac{\sin(n\pi d\lambda^{-1}\sin\alpha)}{n\pi d\lambda^{-1}\sin\alpha} \qquad (1.50)$$

Как видно из рис. 1.7, *б*, по мере увеличения n ступенчатая фигура по форме приближается к ромбу и при $n \to \infty$ ДН описывается формулой

$$R_p(\alpha) = \left[\frac{\sin(\pi l\lambda^{-1}\sin\alpha)}{\pi l\lambda^{-1}\sin\alpha}\right]^2 \qquad (1.51)$$

характеризующей направленность АА в форме ромба.

Рупорная антенна, имеющая цилиндрический преобразователь диаметром D_1 и конический рефлектор с углом раскрыва $\pi/2$ и диаметром основания D_2 (рис. 1.8), обладает ДН, описываемой выражением:

$$R_p(\alpha) = \frac{2[I_1(\pi D_2\lambda^{-1}\sin\alpha) - D_1 D_2^{-1} I_1(\pi D_1\lambda^{-1}\sin\alpha)]}{\pi D_2\lambda^{-1}\sin\alpha\,[1-(D_1/D_2)^2]} \qquad (1.52)$$

Нетрудно убедиться, что для случая $D_1/D_2 \ll 1$ уравнение ДН и параметры θ, $\Delta\alpha$, γ можно определить по формулам табл. 1 для плоской поршневой АА.

Цилиндрическая антенна высотой h и диаметром D (рис. 1.9) обладает ДН, описываемой выражением [8]:

$$R_p(\alpha) = \frac{\sqrt{I_0^2(\pi D\lambda^{-1}\cos\alpha) + \cos^2\alpha\, I_1^2(\pi D\lambda^{-1}\cos\alpha)}}{\sqrt{I_0^2(\pi D\lambda^{-1}) + I_1^2(\pi D\lambda^{-1})}}\;\frac{\sin(\pi h\lambda^{-1}\sin\alpha)}{\pi h\lambda^{-1}\sin\alpha}, \qquad (1.53)$$

где функция $I_0(\pi D\lambda^{-1}\cos\alpha)$ описывает ДН плотно заполненной некомпенсированной окружности, диаметр которой равен диаметру цилиндра, а второй сомножитель описывает ДН плотно заполненной элементами прямой, длина которой равна высоте цилиндра.

В случае, когда диаметр цилиндра мал по сравнению с длиной волны, а также для небольших углов отклонения от нормали к образующей цилиндра, (~20 ... 30°), первый сомножитель в формуле (1.53) можно принять равным единице и для расчета параметров направленности такой антенны пользоваться формулами графы 4 табл. 1.

Антенны с фокусированной апертурой позволяют получить в зоне дифракции Френеля, т. е. на расстояниях, меньших $2L^2\lambda_в^{-1}$, такую же ДН, как и нефокусированная в зоне Фраунгофера. Это достигается путем настройки АА на сферический фронт волны конструкцией в виде сферы либо компенсацией фазовых набегов, равных $\Delta\varphi = k_в\Delta r$, где $k_в = 2\pi\lambda_в^{-1}$ – волновое число в воде. Такая АА сфокусирована на определенную сферическую область пространства, как показано на рис. 1.10, а ближняя $r_{бл}$ и дальняя $r_{дал}$ границы глубины резкости акустического поля соответствуют выражениям

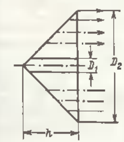


Рис. 1.8. Рупорная антенна

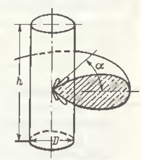


Рис. 1.9. Цилиндрическая антенна

$$r_{бл} = \frac{L^2 \cdot \lambda_в^{-1}}{1 + L^2 \lambda_в^{-1} r_0^{-1}}; \quad (1.54)$$

$$r_{дал} = \frac{L^2 \lambda_в^{-1}}{L^2 \lambda_в^{-1} r_0^{-1} - 1} \quad \text{для} \quad r_0 < L^2 \lambda_в^{-1} \quad (1.55)$$

$$r_{дал} = \infty \quad \text{для} \quad r_0 \geqslant L^2 \lambda_в^{-1},$$

где $r_0 = L^2 \lambda_в^{-1}$ – фокусное расстояние, соответствующее гиперфокусному расстоянию в оптике.

Основным недостатком подобных АА является необходимость изменения диаметра апертуры L при изменении рабочей длины волны, а достоинством – обеспечение сравнительно узких ДН на малых расстояниях.

Антенны с приемниками колебательной скорости (ПКС) относятся к векторным приемникам и обеспечивают направленный прием при размерах, значительно меньших рабочей длины волны $\lambda_в$. ПКС имеют ДН, определяемую выражением

$$p(\alpha) = (\rho c)\, \xi' \cos\alpha, \quad (1.56)$$

где $p_m = (\rho c)\xi'$ – амплитуда давления в плоской волне, что графически изображают в виде „восьмерки", как показано на рис. 1.11, *а*. Для устранения неоднозначности пеленгования АА составляют из ПКС и ПД, т. е. комбинируют таким образом, чтобы формировалась кардиоидная ДН, имеющая наилучшую остроту в нулевом направлении, что видно из рис. 1.11, *б*.

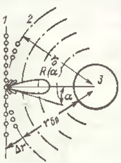


Рис. 1.10. Фокусированная антенна

1 – плоская АА с подстройкой под сферический фронт волны компенсацией фазовых набегов; *2* – антенна с апертурой сферической формы; *3* – область фокусировки

Достоинством таких АА является отсутствие частотной зависимости параметров направленности. Для ПКС рабочие частоты выбираются из условия

$$f_p > f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{m_и G}}, \quad (1.57)$$

где $m_и$ – инерционная масса; G – гибкость подвесок инерционной массы; f_0 – резонансная частота системы.

Приемники градиента давления (ПГД) имеют параметры направленности, подобные ПКС, поскольку градиент давления связан с колебательной скоростью ξ' гармонического источника соотношением

$$dp/dr = -\, j 2\pi f \rho_в \xi', \quad (1.58)$$

где $\rho_в$ – плотность воды.

Конструкция ПГД подобна ПКС, но в отличие от ПКС в этих приемниках фиксируется градиент давления в пределах размера преобразователя. В отличие от ПКС резонансная частота ПГД, также определяемая формулой (1.57), должна быть много выше рабочих частот, а чувствительность ПГД определена выражением

Рис. 1.11. Форма ДН антенны, состоящей из ПКС (*а*) и ПКС и ПД (*б*)

$$e = \frac{j 2\pi f A}{\rho_в c_в}, \quad (1.59)$$

т. е. является частотно-зависимой. В выражении (1.59) постоянная A характеризует пьезоэлектрическую постоянную g чувствительного элемента, ее толщину t, площадь S и дополнительную массу m:

$$A = gtSm. \quad (1.60)$$

Подобными направленными свойствами обладают также приемники, реагирующие на колебательное ускорение ξ'' и производные более высокого порядка. Помехоустойчивость АА, составленных из ПКС и ПГД, рассчитывается подобно АА, составленным из ПД с учетом их направленных свойств. В практических применениях преимуществом АА, в составе которых имеются ПКС и ПД, является их большая помехоустойчивость при анизотропном поле помех, для которого соотношения табл. 1, определяющие направленность АА, становятся несправедливыми.

§ 1.3. Управление формой ДН

В ряде практических применений повышение помехоустойчивости, улучшение разрешающей способности и обеспечение выработки сигналов для автоматического сопровождения целей применяются методы управления ДН, основанные на регулировании амплитуд и фаз напряжений в элементах сложных АА. Эти методы позволяют изменять ширину, направления и уровень основного и дополнительных лепестков, создавать минимумы ДН в направлениях на мешающие цели, перемещение зон подавления дополнительных лепестков для уменьшения, например, влияния реверберационной помехи и т. д.

Убывающее от центра АА к краям распределение амплитуд возбуждения элементов обеспечивает расширение главного лепестка при одновременном уменьшении уровня боковых лепестков, причем эти влияния тем больше, чем резче убывают амплитуды. При монотонном убывании амплитуд возбуждения выражение для суммарной ДН можно получить из формулы (1.42), представив сложную АА из n элементов в каждой n_i:

$$R(\alpha) = \sum_{i=1}^{N} \frac{\sin[\pi d n_i \lambda_{\text{в}}^{-1}(\sin\alpha - \sin\alpha_0)]}{n \sin[\pi d \lambda_{\text{в}}^{-1}(\sin\alpha - \sin\alpha_0)]}, \quad (1.61)$$

Возрастающее от центра АА к краям распределение амплитуд возбуждения элементов обеспечивает более узкий главный лепесток при одновременном увеличении уровня боковых лепестков. Выражение для ДН можно получить, представив сложную АА в виде набора попарно разнесенных в пространстве линейных АА с количеством элементов в каждой антенне $l/2$. Тогда, воспользовавшись выражениями (1.40) и (1.42), можно построить ДН такой АА.

Оптимальной ДН называют такую, у которой при заданном уровне боковых лепестков и линейном фазовом возбуждении элементов обеспечивается наименьшая ширина главного лепестка или при заданной ширине главного лепестка обеспечиваются наименьшие уровни боковых лепестков. Распределение амплитуд возбуждения элементов в АА в этом случае повторяет коэффициенты полиномов Чебышева:

$$\left.\begin{aligned}
&T_0(x) = 1;\\
&T_1(x) = x;\\
&T_2(x) = 2x^2 - 1;\\
&T_3(x) = 4x^3 - 3x;\\
&T_4(x) = 8x^4 - 8x^2 + 1;\\
&T_5(x) = 16x^5 - 20x^3 + 5x;\\
&T_6(x) = 32x^6 - 48x^4 + 18x^2 - 1;\\
&T_7(x) = 64x^7 - 112x^5 + 56x^3 - 7x;\\
&T_8(x) = 128x^8 - 256x^6 + 160x^4 - 32x^2 + 1;\\
&T_9(x) = 256x^9 - 576x^7 + 432x^5 - 120x^3 + 9x;\\
&T_{10}(x) = 512x^{10} - 1280x^8 + 1120x^6 - 400x^4 + 50x^2 - 1.
\end{aligned}\right\} \quad (1.62)$$

Этот метод был разработан Дольфом [81] и носит название метод Дольфа–Чебышева.

Применительно к линейной антенне с $2n$ числом равномерно распределенных элементов выражение для ДН можно представить в виде

$$R_p(\alpha) = R_p^{i}(\alpha)\frac{1}{p_1 + p_2 + \ldots}[p_1 \cos u(\alpha) + p_2 \cos 3u(\alpha) + \ldots] \quad (1.63)$$

для четного числа элементов и

$$R_p(\alpha) = R_p^{(i)}(\alpha)\frac{1}{p_1 + p_2 + \ldots}[p_0 + p_1 \cos 2u(\alpha) + p_3 \cos 4u(\alpha) + \ldots] \quad (1.64)$$

для нечетного числа элементов, где $R_p^{(i)}(\alpha)$ — ДН i-го элемента в группе, p — амплитуда излучения каждого элемента, $u = \pi d \lambda^{-1} \sin\alpha$.

Оптимизация амплитудного распределения заключена в нахождении весовых коэффициентов каждого слагаемого в формуле (1.63) или (1.64). Чтобы в эти формулы ввести полиномы Чебышева, их представляют в виде [31]:

$$T_n(x) = \cos nu. \quad (1.65)$$

где $x = \cos nu$, и нормируют величину полинома для диапазона значений ± 1 введением нормирующего множителя x_0, такого, чтобы $-1 \leqslant x x_0 \leqslant 1$. Выражение для ДН преобразуют из вида $f(\cos nu)$ к виду $f(\cos^n u)$, применяя теорему Муавра:

$$(\cos nu + i \sin nu) = (\cos u + \sin u)^n.$$

Раскрывая выражение в правой части и приравнивая действительные члены, получаем

$$\cos nu = \cos^n(u) - (n/2)\cos^{n-2}u \sin^2 u + n/4 \cos^{n-4}u \sin^4(u) \ldots,$$

где

$$n/k = n!/k!\,(n-k)!. \quad (1.66)$$

Представив выражения (1.63) или (1.64) для ДН в виде полинома по степеням

$$R_p(\alpha) = \Sigma\, f(a_i p_i x^{n-1}), \quad (1.67)$$

приравнивают коэффициенты перед членами полинома к коэффициентам выражения

$$T_{n-1}(x_0 x) = a_i [x_0 x]^{n-1-i}, \quad i = 0, 2, 4 \ldots \quad (1.68)$$

Исходя из требуемого отношения $T_{n-1}(x_0)$ к максимальной величине $T_{n-1}(x)$, находят величину x_0 по формуле

$$x_0 = 1/2\,[(r_{\text{бл}} + \sqrt{r_{\text{бл}}^2 - 1})^{1/n} + (r_{\text{бл}} - \sqrt{r_{\text{бл}}^2 - 1})^{1/n}], \quad (1.69)$$

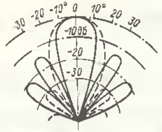


Рис. 1.12. Форма ДН при равномерном возбуждении элементов (——) и распределении Дольфа–Чебышева (- - -)

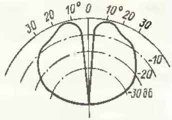


Рис. 1.13. Расщепленная ДН

где $r_{бл}$ – требуемое отношение величины основного максимума к величине подавляемого дополнительного максимума.

При большом $r_{бл}$ для x_0 справедливо приближенное равенство

$$2x_0 \approx (2r_{бл})^{1/n} + (2r_{бл})^{-1/n}. \tag{1.70}$$

Используя найденное значение x_0, вычисляют коэффициенты a_i и нормируют выражение для ДН, деля его на сумму всех a_i.

Оптимальность ДН линейной антенны при применении весовых коэффициентов возбуждения элементов, рассчитанных таким образом, заключается в том, что при заданном уровне дополнительных максимумов ширина ДН будет минимальной (рис. 1.12). При этом направления дополнительных максимумов вычисляют по формуле

$$\alpha_{max_i} = \arcsin\left[2/kd \arccos\left(1/x_0 \cos(\pi/n!)i\right)\right], \tag{1.71}$$

а направления нулевых значений по формуле

$$\alpha_{min_i} = \arcsin\left[2/kd \arccos\left(1/x_0 \cos\frac{2r-1}{2n}\pi\right)\right]. \tag{1.72}$$

ОНД некомпенсированной АА с распределением Дольфа-Чебышева определяется выражением

$$\theta_0 \approx 2\arcsin\left[2/kd \arccos\left(1/x_0 \cos\pi/2(n-1)\right)\right]. \tag{1.73}$$

а на уровне 0,707 по давлению:

$$\theta_0 \approx 2\arcsin\left\{2/kd \arccos\left[1/x_0 \operatorname{ch}\left(1/n-1 \operatorname{arch} 0{,}707/r_{бл}\right)\right]\right\}. \tag{1.74}$$

Одним из методов управления формой ДН является формирование так называемой „расщепленной" ДН [31]. Такая ДН имеет вид, показанный на рис. 1.13, и применяется в системах, обеспечивающих слежение

за целью. „Расщепленная" ДН может быть получена путем вычитания сигналов элементов с симметричных половин АА. В такой ДН значение амплитудной ДН по оси АА равно нулю, а фазовая ДН изменяет знак на противоположный. Для подобных АА также может быть найдено оптимальное распределение возбуждения элементов по Дольфу-Чебышеву.

Распределение амплитуд p_i возбуждения элементов АА должно удовлетворять условию

$$2\sum_{i=1}^{(n-1)/2} p_i \frac{\sin(2iu)}{\sin u} = T_{n-2}(x_0 x) \tag{1.75}$$

при нечетном числе элементов и

$$2\sum_{i=1}^{n/2} p_i \frac{\sin[(2i-1)u]}{\sin u} = T_{n-2}(x_0 x), \tag{1.76}$$

при четном числе элементов, где n – число элементов АА, а первые десять полиномов $\sin iu/\sin u$ определяются выражениями:

$$\left.\begin{aligned}
&\sin u/\sin u = 1;\\
&\sin 2u/\sin u = 2x;\\
&\sin 3u/\sin u = 4x^2 - 1;\\
&\sin 4u/\sin u = 8x^3 - 4x;\\
&\sin 5u/\sin u = 16x^4 - 12x^2 + 1;\\
&\sin 6u/\sin u = 32x^5 - 32x^3 + 6x;\\
&\sin 7u/\sin u = 64x^6 - 80x^4 + 24x^4 - 1;\\
&\sin 8u/\sin u = 128x^7 - 192x^5 + 80x^3 - 8x;\\
&\sin 9u/\sin u = 256x^8 - 312x^8 + 204x^4 - 40x^2 + 1;\\
&\sin 10u/\sin u = 512x^9 - 988x^7 + 672x^5 - 160x^3 + 10x.
\end{aligned}\right\} \tag{1.77}$$

Порядок вычислений остается прежним, как и для суммарной оптимальной ДН, т. е. приравниваются коэффициенты при одинаковых степенях x, но соотношение между x_0 и величиной подавления боковых лепестков аналитически выражается сложно. Поэтому на практике пользуются методом приближений [58], вычисляя амплитуды оптимального распределения для нескольких значений x_0 при фиксированном n, и выбирают наилучший вариант из анализа графического изображения полученных ДН. На рис. 1.14 приведено несколько таких зависимостей

При биномиальном распределении амплитуд возбуждения элементов линейной дискретной АА можно исключить дополнительные максимумы в ДН, т. е. уменьшить их до весьма малых величин [67]. В этом случае выражение для ДН будет иметь вид

$$R(\alpha) = \left[2 \sum_{i=0}^{(n-1)/2} \frac{(n-1)!\cos(2in)}{\left(\frac{n-1}{2} - i\right)!\left(\frac{n-3}{2} + i\right)!} \right] \times$$

$$\times \left[2 \sum_{i=1}^{(n-1)/2} \frac{(n-1)!}{\left(\frac{n-1}{2} - i\right)!\left(\frac{n-3}{2} + i\right)!} \right]^{-1} \quad (1.78)$$

при нечетном числе элементов и

$$R(\alpha) = \left[2 \sum_{i=1}^{(n-1)/2} \frac{(n-1)!\cos[(2i-1)]u}{\left(\frac{n-1}{2} - i\right)!\left(\frac{n-3}{2} + i\right)!} \right] \times$$

$$\times \left[2 \sum_{i=1}^{(n-1)/2} \frac{(n-1)!}{\left(\frac{n-1}{2} - i\right)!\left(\frac{n-3}{2} + i\right)!} \right]^{-1} \quad (1.79)$$

при четном числе элементов.

Формулы (1.78) и (1.79) позволяют определить амплитуды возбуждения элементов АА для исключения дополнительных максимумов. Такая ДН пля АА с числом элементов $n = 8$, например, описывается выражением

$$R(\alpha) = \frac{35\cos u + 21\cos 3u + 7\cos 5u + \cos u}{35 + 21 + 7 + 1}, \quad (1.80)$$

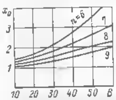


Рис 1.14. Зависимость величины x_0 от $B = -20\lg r_б$ для АА с оптимальной „расщепленной" ДН

n – число элементов

где $u = \pi d\lambda^{-1}(\sin\alpha - \sin\alpha_0)$ для АА с углом компенсации α_0 и $u = \pi d\lambda^{-1}\sin\alpha$ для некомпенсированной АА.

На рис. 1.15 для сравнения приведены ДН восьмиэлеметной АА при равномерном, оптнмальном и биномиальном распределениях.

При синтезе ДН реальных АА могут также применяться распределения, отличные от описанных, что обусловливается, в каждом случае конкретными требоианиями и возможностями технической реализации. К числу таких распределений относятся косинусоидальное, гауссовское, неравномерное, только крайних элементов АА (квазиоптимальное) возбуждения и т. д.

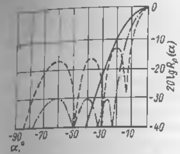


Рис. 1.15 ДН антенны с равномерным (——), оптимальным (-----) и биномиальным (——) распределениями

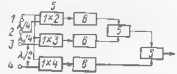


Рис. 1.16 Структура мультипликативной АА

1 ... 4 – элементы АА; 5 – умножители; 6 – интеграторы

Мультипликативные (корреляционные) АА позволяют также сужать ДН. В таких АА сигналы с выходов элементов не суммируются, а перемножаются. На рис. 1.16 показана структура АА с многократным перемножением [67]. В такой антенне при указанных на рисунке расстояниях между преобразователями формируется ДН, соответствующая выражению

$$R(\alpha) = 1/4\cos\pi/2(\sin\alpha - \sin\alpha_0) + \cos 3\pi/2(\sin\alpha - \sin\alpha_0) +$$

$$+ \cos 5\pi/2(\sin\alpha - \sin\alpha_0) + \cos 7\pi/2(\sin\alpha - \sin\alpha_0).$$

Приведенная на рисунке АА имеет длину, равную λ, но ее разрешающая способность соответствует аддитивной эквидистантной АА с равномерным амплитудным возбуждением длиной $7\lambda/2$.

Если число элементов в такой антенне уменьшить до двух, а в качестве каждого элемента использовать антенны с идентичными ДН – $R_0(\alpha)$, то выражение $R_м(\alpha)$ для ДН мультипликативной будет иметь вид

$$R_м(\alpha) = \frac{1}{2}\,\frac{R_0^2(\alpha)\sin(2kd\sin\alpha)}{\sin(kd\sin\alpha)}, \quad (1.82)$$

в то время как не перемножая, а суммируя два выходных сигнала АА, получаем

$$R_\Sigma(\alpha) = R_0^2(\alpha)\cos\left(\frac{kd}{2}\sin\alpha\right). \quad (1.83)$$

Из сравнения формул (1.82) и (1.83) видно, что двухэлементная мультипликативная антенна имеет такую же ДН, как и аддитивная, но с вдвое большим расстоянием между элементами.

Мультипликативные АА позволяют при числе элементов не менее двух получить ДН, подобную линейной эквидистантной АА, образованной любым числом элементов с заданным амплитудным распределением. На рис. 1.17 показана структура АА, формирующей оптимальную ДН, т. е. соответствующую выражениям (1.75 ... 1.76). В этой антенне нелинейные операции выполняются в соответствии с соотиошениями

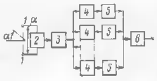


Рис. 1.17. Схема синтеза ДН для линейной антенны

1 – элементы АА; *2* – умножитель; *3* – интегратор; *4* – нелинейные усилители по закону полиномов Чебышева от нулевого до порядка $2n$, где n – число синтезируемых элементов антенны; *5* – ввод коэффициентов амплитудного распределения; *6* – сумматор

$p_i T_{2i}(\cos u)$, $i = 0, 1, \ldots, (n-1)/2$ – при нечетном числе элементов АА, $p_i T_{2i-1}(\cos u)$, $i = 0, 1, \ldots, n/2$ – при четном числе элементов, где $u = \pi\, d\lambda^{-1}(\sin\alpha - \sin\alpha_0)$.

Крестообразная АА (крест Миллса) является особым видом мультипликативной антенны, представляющей собой две перпендикулярно расположенные прямолинейные антенны с общей средней точкой. Используя схему умножения, получают ДН вида $R_\Sigma(\alpha, \psi) = R_1(\alpha, \psi)\ R_2(\alpha, \psi)$, т. е. такую, какую имеет плоская дискретная антенна с числом элементов $m \times n$. Если число элементов в обеих АА одинаково и равно m, то эквивалентная плоская АА будет иметь в $m/2$ раз больше элементов. Крестообразная АА при малом числе элементов позволяет получать большую разрешающую способность, но обладает меньшим коэффициентом концентрации, чем плоская дискретная двумерная АА, поскольку для крестообразной АА коэффициент концентрации примерно равен числу ее элементов.

Синтезированные АА позволяют с помощью одного элемента или небольшой АА получить эффект, соответствующий АА со сколь угодно большой эквивалентной апертурой за счет перемещения реальной АА в воде относительно пеленгуемого объекта или перемещения объекта при неподвижной АА. Синтезирование может осуществляться как в активном, так и пассивном режимах. Наиболее простой и легко реализуемой является АА с искусственной апертурой в виде прямолинейной эквидистантной решетки.

В АА с нефокусированной синтезированной апертурой сигналы, принятые в каждом последовательном положении реальной АА и приведенные к одному моменту времени, непосредственно суммируются без компенсации квадратичных фазовых набегов. Последовательные положения реальной АА в пространстве могут рассматриваться как элементы синтезированной АА. Максимальная длина синтезированной апертуры L_c при заданной дальности r_0 определяется из условия, при котором максимальные квадратичные набеги фазы по краям апертуры относительно ее центра остаются меньшими $\lambda/2$. В соответствии с этим условием выражение для максимально возможной длины нефокусированной синтезированной апертуры имеет вид $L_c = \sqrt{r_0 \lambda_B}$, где λ_B – длина волны в воде. Тогда для режима приема – ширина ДН определяется выражением

$$\theta_{0,7}^{(c)} = \arcsin 1/2\sqrt{\lambda_B r_0^{-1}}\ , \qquad (1.84)$$

а линейная разрешающая способность $\Delta l_c = r_0 \sin\theta_{0,7}^{(c)}$ является функцией расстояния, как видно, из рис. 1.18. С увеличением расстояния r_0 разрешающая способность падает, что является недостатком АА с нефокусированной синтезированной апертурой.

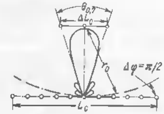


Рис. 1.18. Форма ДН антенны с нефокусированной синтезированной апертурой в активном режиме

В АА с фокусированной синтезированной апертурой осуществляется регулировка фаз вдоль апертуры и поэтому максимальная длина синтезированной апертуры может быть $L_c = r_0 \sin\theta_{0,7}^{(p)}$, где $\theta_{0,7}^{(p)}$ – ширина ДН АА, используемой для синтезирования. Линейная разрешающая способность такой АА в плоскости вабдюдения равна примерно половине длины реальной АА и не зависит от расстояния до объекта r_0 в отличие от предыдущего случая.

Следует учитывать, что при синтезировании АА в активном режиме разрешающая способность в два раза выше по сравнению с работой только в режиме приема, так как в последнем случае используется односторонняя ДН по сравнению с двухсторонней ДН в режиме излучение – прием.

В случае шумопеленгования для осуществления синтеза апертуры необходим источник опорного сигнала, неподвижный относительно пеленгуемого объекта, поскольку спектр принимаемого сигнала обычно заранее неизвестен.

Описанные методы синтеза и формирования ДН при линейной и нелинейной обработках применяют на практике, когда полностью известно пространственно-временное распределение полезного сигнала и помех. В реальных же условиях априорные распределения этих полей неизвестны, а их параметры могут быть случайными во времени и пространстве. В этих условиях применяют самонастривающиеся – автофокусированные (автофазированные) и самообучающиеся – адаптивные (приспосабливающиеся антенные устройства).

Автофокусированная (автофазированная) АА реагирует на фазу приходящего сигнала и автоматически фокусируется или подстраивается к этой фазе. В рассматриваемой АА отношение сигнал/помеха на ее выходе повышается, однако при этом не осуществляется оптимальная пространственно-временная обработка полезного сигнала на фоне помехи. Такая оптимальная обработка выполняется в адаптивных АА.

Адаптивная АА – это устройство, формирующее оптимальную ДН с целью выделения по заданному критерию полезного сигнала на фоне помехи в результате самообучения, адаптации. Адаптивная АА в отличие от автофазированной АА приспосабливается не только к фазе приходящего сигнала, но и изменяет в пространстве, во времени и в заданной полосе частот амплитудное распределение возбуждений элементов с целью оптимального выделения по выбранному критерию случайного полезного сигнала на фоне случайной помехи.

§ 1.4. Влияние конструктивных особенностей антенн на их акустические параметры

Современные АА представляют собой сложные конструкции, включающие акустические отражатели, окна, экраны, поглотители и обтекатели [42], обеспечивающие эффективную работу преобразователей. Акустический *отражатель* расположен с тыльной стороны активного элемента и предназначен для формирования одностороннего излучения в переднее полупространство. Акустическое *окно* располагается с лицевой стороны активного элемента и представляет собой фактически изоляционное покрытие преобразователя с резиновой оболочкой. Акустические *экраны* служат для уменьшения взаимного влияния преобразователей. Акустические *поглотители* или поглощающие акустические покрытия размещены с тыльной стороны преобразователя и предназначены для исключения внутри обтекателя отраженных и стоячих акустических волн путем поглощения воздействующих на них механических колебаний.

Обтекатель – часть корпуса судна, предохраняющая элементы акустической антенны от воздействия набегающего потока воды и механических повреждений.

Акустические параметры отражателей, окон, экранов, поглотителей и обтекателей зависят от материала, из которого они изготовлены, а также от размеров, формы и конструкций, частью которых они являются [42]. Теоретические оценки просто могут быть выполнены лишь для очень простых конструкций, поэтому в инженерной практике наиболее приемлемыми являются экспериментальные методы. Теоретически и экспериментально обнаруживается частотная зависимость основных акустических параметров перечисленных элементов, в качестве которых используют коэффициент отражения по давлению V и коэффициент пропускания W по давлению, которые в общем случае являются комплексными величинами, т. е. их можно представить в виде

$$p_{\text{отр}}/p_{\text{пад}} = V = |V|\, e^{j\varphi_V}; \quad p_{\text{пр}}/p_{\text{пад}} = W = |W|\, e^{j\varphi_W}; \tag{1.85}$$

где $p_{\text{отр}}$, $p_{\text{пад}}$, $p_{\text{пр}}$ – давления в отраженной и падающей, и прошедшей через элемент волне; φ_V и φ_W – фазы коэффициентов отражения и прохождения.

Если диссипативные потери в элементе отсутствуют, то в соответствии с законом сохранения энергии для модулей этих коэффициентов справедливо соотношение $|V|^2 + |W|^2 = 1$.

Акустический отражатель в режиме излучения уменьшает активное сопротивление той части поверхности преобразователя, где он расположен, по сравнению со свободной частью поверхности, поэтому экранированная часть поверхности практически не потребляет акустической энергии, что приводит к формированию односторонней ДН, т. е. повышаются направленные свойства элементов АА и возрастает КК. В приемном режиме это эквивалентно повышению чувствительности преобразователя. Кроме того, в приемном режиме указанные свойства позволяют экранировать активный элемент от шумовой помехи тыльного полупространства и повышают в целом помехоустойчивость АА.

Толщину отражателя h, учитывая свойства материала, из которого он изготовлен, можно определить, исходя из выражения для коэффициента отражения:

$$V = j\,(1/m - m)\sin\theta\,[2\cos\theta - j\,(1/m + m)\sin\theta\,]^{-1}, \tag{1.86}$$

где $m = (\rho c)_2 \cos\alpha_1 [(\rho c)_1 \cos\alpha_2]^{-1}$; $\theta = k_2 h \cos\alpha_2$, при этом $\cos\alpha_2 = \sqrt{1 - (c_2/c_1)\sin\alpha_1}$.

В этих выражениях α_1 и α_2 – соответственно углы падения и преломления, $(\rho c)_1$ и $(\rho c)_2$ – волновые сопротивления среды и материала отражателя, k_2 – волновое число в материале отражателя.

В соответствии с этим выражением при нормальном падении $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$: $m = (\rho c)_2/(\rho c)_1$ имеем

$$V = j\,(1/m - m)\,\mathrm{tg}\,kh\,[2 - j\,(1/m - m)\,\mathrm{tg}\,kh\,]^{-1}. \tag{1.87}$$

Анализ этого выражения показывает, что при толщине отражателя $h = n\lambda/2$, $n = 1, 2, \ldots$, т. е. кратной числу полуволн в материале отражателя, $\mathrm{tg}\,kh = 0$, и коэффициент отражения становится равным нулю, т. е. элемент не обладает отражающими свойствами. Если же $h = (2n-1)\lambda/4$, $n = 1, 2, \ldots$, то $\mathrm{tg}\,kh = \infty$ и эффект отражения становится максимальным, равным

$$V = \frac{(\rho c)_2^2 - (\rho c)_1^2}{(\rho c)_2^2 + (\rho c)_1^2} \tag{1.88}$$

Отсюда видно, что коэффициент отражения тем больше, чем больше отличаются волновые сопротивления материала отражателя и воды. При нормальном падении теоретические формулы справедливы для жидких и упругих слоев, поскольку при $\alpha_1 = 0$ сдвиговые волны в упругом материале не возбуждаются. В связи с этим различия во взаимодействии акустической волны с жидкими (или резиноподобными) и упругими материалами проявляются лишь при наклонном падении.

При нормальном падении модуль коэффициента отражения в общем случае определяется формулой

$$|V| = [\,(m - 1/m)\sin kh\,] \times$$

$$\times\, [\,4 + (m - 1/m)^2 \sin^2 kh\,]^{-1/2} \tag{1.89}$$

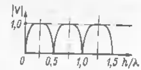


Рис. 1.19. Зависимость коэффициента отражения от толщины отражателя

Таблица 2 **Параметры материалов, используемых в конструкциях отражателей**

Материал	ρ, кгм$^{-3}$	c, мс$^{-1}$	$\rho c \cdot 10^6$, кгм$^{-2}$с$^{-1}$
Сталь	7800	5050	39,4
Титан	4500	5200	23,4
Стеклопластик	1700	3000	~5,1
Плексиглас	1180	2820	3,33
Пенопласт	280	1200	0,37
Монолитная резина	1260	1400	1,76
Пористая резина	–	–	~0,3
Пробка	240	500	0,12
Воздух при $t = 20\,^\circ$C	1,2	343	$0.4 \cdot 10^{-3}$
Вода	1000	1500	1,5

Типичные графики функций $V = f(h/\lambda)$, определяемые этим выражением, для материалов, используемых в инженерной практике, имеют вид, представленный на рис. 1.19. Если в материале отражателя имеются потери, то эти кривые имеют более сглаженный вид. В качестве звукоотражающих материалов в инженерной практике чаще используются звукомягкие материалы, поскольку в звуковом диапазоне частот и на более низких частотах такие материалы имеют меньшие массу и габариты. Основные параметры материалов приведены в табл. 2, откуда видно, что наилучшим звукомягким материалом является воздух, для которого величина $1/m$ равна 3600.

Конструкции обтекателей АА должны удовлетворять противоречивым требованиям обеспечения высокой механической прочности и высокой акустической прозрачности. В соответствии с [72] для тонкой упругой пластины, находящейся в воде, модуль $|W|$ и фаза коэффициента пропускания определяются выражениями

$$|W| = \left[1 + \left(\frac{kh\ \rho c \cos\alpha_1}{2(\rho c)_1}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (1.90)$$

$$\varphi_W = -\ kh\ \cos\alpha_1 + \mathrm{arctg}\frac{kh\ \rho c\cos\alpha_1}{2(\rho c)_1}\ . \qquad (1.91)$$

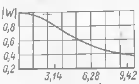


Рис. 1.20. Зависимость коэффициента прохождения от толщины стального обтекателя $A = \omega h \cos\alpha_1$

Из этих выражений видно, что величины $|W|$ и φ_W зависят от толщины оболочки обтекателя, волнового числа и волнового сопротивления материала, а также от угла падения. На рис. 1.20 показана зависимость коэффициента пропускания акустического сигнала стальным обтекателем от величины $\omega h \cos\alpha_1$. Из этого графика видно, что если необходимо, например, обеспечить коэффициент прохождения примерно 0,9, то для стальной оболочки будем иметь $\omega h\ \cos\alpha_1 \approx 3{,}14 \cdot 10^5$ Гц · мм.

Очевидно, что такие обтекатели обладают частотно-зависимым коэффициентом пропускания. Более сложные конструкции обтекателей из двух и более оболочек позволяют получить приемлемый коэффициент $|W|$ в достаточно широкой полосе частот, однако трудности инженерной практики состоят в обеспечении формы и толщины оболочек в точном соответствии с формулой (1.90). Кроме того, в соответствии с (1.91) изменение фазы коэффициента прохождения искажает ДН, т. е. приводит к ошибкам пеленгования.

Примеры к главе 1

Пример 1.1. Найти выражение для КК и эквивалентной частоты радиально колеблющегося цилиндра, излучающего в полосе частот $\Delta f = f_2 - f_1$ при равномерном спектре $S(f) = S_0$ и спектре вида $S(f) = af^{-2}$.

Решение. Используя в качестве исходной формулу (1.33) и учитывая, что $\gamma(f) = 2h\ f/c$, получаем для первого и второго случаев соответственно

$$\gamma(f) = 2h/c\ \ \Delta f/(\ln f_2 - \ln f_1);\quad \gamma(f) = 2\,h/c\ \ f_1 f_2/(f_1 + f_2),$$

откуда видно, что эквивалентная частота определяется формулами соответственно для $S(f) = S_0$ и $S(f) = af^{-2}$:

$$f_э = \Delta f/(\ln f_2 - \ln f_1);\quad f_э = f_1 f_2/(f_1 + f_2).$$

Пример 1.2. Найти выражение для КК и эквивалентной частоты плоского излучателя, излучающего в полосе частот $\Delta f = f_2 - f_1$, для равномерного спектра $S(f) = S_0$ и спектра вида $S(f) = af^{-2}$.

Решение. Используя в качестве исходной формулу (1.33) и учитывая, что

$$\gamma(f) = (4\pi S/c^2)\ f^2,$$

получаем соответственно для первого и второго случаев

$$\gamma(f) = (4\pi S/c^2)\,f_1 f_2;\qquad \gamma(f) = \frac{4\pi S}{c^2}\ \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 + f_1 f_2 + f_2^2}\ ,$$

откуда видно, что эквивалентная частота определяется для $S(f) = S_0$ и $S(f) = af^{-2}$ выражениями

$$f_э = \sqrt{f_1 f_2}\,,\qquad f_э = \frac{f_1 f_2}{\sqrt{f_1^2 + f_1 f_2 + f_2^2}}\ .$$

Пример 1.3. Оценить погрешности, возникающие при расчете КК в зависимости от величины $R_{доп}$ в соответствии с выражением (1.13), если ДН в вертикальной плоскости имеет $\theta_{0,7} = 20^\circ$, а в горизонтальной — $\theta_{0,7} = 6^\circ$.

Решение. Используя формулу (1.13), получаем приближенное значение КК $\gamma_0 \approx 333$.

Используя формулу (1.14), получаем оценку погрешности:

$R_{доп}$	0,01	0,02	0,05	0,1
(γ/γ_0) 100, % . .	3,3	11,5	46	60,5

На основании произведенных расчетов можно сделать вывод о том, что пользоваться приближенной формулой (1.13) можно лишь при малом уровне дополнительных максимумов, практически не превышающих 0,02.

Пример 1.4. Используя табл. 1, получить уравнение ДН для двухточечного источника и сравнить его с выражением для ДН при $n = 2$ для линейной дискретной АА из n элементов.

Решение. Выражение ДН при условии, что расстояние до точки B (табл. 1) велико, можно записать в виде

$$p(\alpha) = (p_0/r_0) \exp[j(\omega t - kr_0)] \times$$

$$\times \{\exp[j(1/2\, kd \sin\alpha)] + \exp[-j(1/2\, kd \sin\alpha)]\} \qquad (1.92)$$

или в более компактной записи

$$p(\alpha) = (2p_0/r_0) \exp[j(\omega t - kr_0)] \cos\psi,$$

где $\psi = \pi d\lambda^{-1} \sin\alpha$.

Такое приближение справедливо при выполнении условия $r \approx r_0 - 1/2 d \sin\alpha$:

$$r = \sqrt{r_0^2 + (d/2)^2 - r_0 d \sin\alpha} = r_0\sqrt{1 + (d/2r_0)^2 - d/r_0 \sin\alpha}.$$

Из формулы (1.92) максимальное давление на оси двухточечного источника составляет

$$p_0 = 2p_0/r_0 \exp[j(\omega t - kr_0)] \qquad (1.93)$$

и уравнение ДН $R_p(\alpha) = p(\alpha)/p(0) = \cos(\pi d\lambda^{-1} \sin\alpha)$.

Сравнивая выражение (1.93) с формулой для ДН дискретной АА при $n = 2$, имеем

$$R_p(\alpha) = \frac{1}{2} \; \frac{\sin(2\pi d\lambda^{-1} \sin\alpha)}{\sin(\pi d\lambda^{-1} \sin\alpha)}.$$

Учитывая известное соотношение $\sin 2\alpha = 2\sin\alpha\cos\alpha$ это выражение можно представить в виде

$$R_p(\alpha) = \frac{1}{2} \; \frac{2\sin(\pi d\lambda^{-1} \sin\alpha)\cos(\pi d\lambda^{-1} \sin\alpha)}{\sin(\pi d\lambda^{-1} \sin\alpha)},$$

которое совпадает с полученным в данном примере.

Пример 1.5. Рабочая частота источника обеспечивает распространение в идеальном волноводе первых четырех нормальных волн. Используется вертикальная дискретная АА с числом элементов, равным четырем, как показано на рис. 1.5. Определить весовые коэффициенты, которые необходимо ввести в элементы АА для выделения второй нормальной волны.

Решение. Собственные функции, приведенные на рис. 1.5, соответствующие идеальному волноводу, выражаются в виде $\varphi_m(z) = \sin[(m - 1/2)\pi z h^{-1}]$, где h – толщина волновода. Из этого условия определяем значения собственных функций, $\varphi_m(z)$ в точках $z = i\,\Delta z$, $L = 1;\ 3;\ 5;\ 7$; $\Delta z = z/7$.

Эти значения соответственно равны:

	$\varphi_1(z) = \frac{\pi}{2n} z$	$\varphi_2(z) = \frac{3}{2} \frac{\pi}{n} z$	$\varphi_3 = \frac{5}{2} \frac{\pi}{n} z$	$\varphi_4(z) = \frac{7}{2} \frac{\pi}{n} z$
$\Delta z = z/7$	0,24	0,62	0,9	1,0
$\Delta z = 3z/7$	0,62	0,9	–0,22	–1,0
$\Delta z = 5z/7$	0,9	–0,22	–0,62	1,0
$\Delta z =$ [illegible]	1,0	–1,0	1,0	–1,0

В результате получим систему уравнений из (1.36) и (1.37) с учетом того, что

$$m = 1 \quad 0{,}24\,a_1 + 0{,}62\,a_2 + 0{,}9\,a_3 + a_4 = 0;$$

$$m = 2 \quad 0{,}62\,a_1 + 0{,}9\,a_2 - 0{,}22\,a_3 - a_4 = 1;$$

$$m = 3 \quad 0{,}9\,a_1 - 0{,}22\,a_2 - 0{,}62\,a_3 + a_4 = 0;$$

$$m = 4 \quad a_1 - a_2 + a_3 - a_4 = 0;$$

откуда весовые коэффициенты соответственно равны $a_1 = 0{,}28$; $a_2 = -0{,}42$; $a_3 = -0{,}14$; $a_4 = 0{,}28$.

Знак "–" указывает на то, что необходимо осуществить поворот фазы на 180°, что в инженерной практике можно выполнить с помощью фазовращателя.

Пример 1.6 Для линейной эквидистантной компенсированной антенны из n элементов применительно к равномерному спектру сигнала в полосе Δf: а) найти выражение, определяющее сектор, в пределах которого отсутствуют добавочные максимумы; б) построить ДН для следующих сочетаний:

$$n = 2 \text{ и } f_2/f_1 = 2; \quad n = 6 \text{ и } f_2/f_1 = 4.$$

Решение. 1) Определим условие появления добавочных максимумов. Очевидно, что в ДН такой антенны основной максимум является

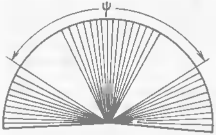


Рис. 1.21. К определению величины „чистого" сектора

общим для всех частот, а направления добавочных максимумов для сигнала на частотных составляющих спектра определяются выражением (см. табл. 1):

$$\alpha_{\max_i} = \arcsin(\lambda d^{-1} i),$$

$$i = 1, 2, 3, \ldots$$

Из этого выражения определим частоты, дающие добавочные максимумы на заданном направлении $\alpha_{\max}$:

$$f = \frac{c}{d \sin\alpha} \; i \qquad i = 1, 2, 3, \ldots$$

Таким образом, по любому направлению существуют добавочные максимумы группы частот, кратных низшей частоте f_1, т. е. отличающихся на одну и ту же величину f_1. По мере отклонения от основного максимума (при увеличении угла α) низшие частоты, дающие добавочные максимумы, снижаются и, следовательно, соответствующие группы частот сгущаются, т. е. влияние добавочных максимумов возрастает по мере отклонения от основного максимума.

Определим условие наличия „чистого" спектра, в котором отсутствуют добавочные максимумы. Очевидно это условие состоит в нахождении частот, на которых возникают добавочные максимумы, лежащие в данном секторе. Если эти частоты лежат вне полосы Δf, то, следовательно, сектор будет „чистым" и условие его существования можно записать в виде

$$\sin\alpha/2 = (\lambda/2)\,(n-1)/n.$$

Рис. 1.21 поясняет определение величины „чистого" сектора ψ. Очевидно, благоприятные условия создаются, если „чистый" сектор охватывает углы $\pm 90°$, что возможно при условии

$$d/\lambda \ll 1/n(n-1),$$

где λ соответствует высшей частоте;

2) выражение, описывающее ДН антенны, состоящей из двух элементов, имеет вид

$$R_p(f) = \cos[\pi f d c^{-1} \sin\alpha].$$

Используя выражение (1.27), для общей ДН получим

$$R_p^2(f) = 1/(f_в - f_н) \int\limits_{f_н}^{f_в} \cos^2[\pi d f c^{-1} \sin\alpha]\, df$$

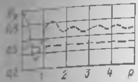


Рис. 1.22. ДН при $n = 2$, $f_в/f_н = 2$

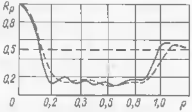


Рис. 1.23. ДН при $n = 6$, $f_в/f_н = 1{,}5$ (——); $n = 2$, $f_в/f_н = 1{,}5$ (– – –)

Произведя интегрирование, получим

$$R_p^2(f) = \frac{1}{2}\left\{1 + \frac{\sin[\pi d f c^{-1} \sin\alpha\,(f_в - f_н)]}{\pi d f c^{-1} \sin\alpha\,(f_в - f_н)} \times \right.$$

$$\left. \times \cos[\pi d f c^{-1} \sin\alpha\,(f_в - f_н)]\right\}$$

где $f_в$ и $f_н$ – соответственно верхняя и нижняя частоты спектра.

Введем отношение $k = f_н/f_в$, обозначим длину волны на высшей частоте $\lambda_в$ и запишем последнее выражение в виде

$$R_p^2(f) = \frac{1}{2}\left\{1 + \frac{\sin[\pi/\lambda\,(1-k)\, d \sin\alpha]}{\pi/\lambda\,(1-k)\, d\sin\alpha} \times \right.$$

$$\left. \times \cos[\pi/\lambda\,(1+k)\, d\sin\alpha]\right\}.$$

В соответствии с этим выражением на рис. 1.22 построена ДН антенны в зависимости от $\rho = d/\lambda \sin\alpha$ для случая $f_в/f_н = 2$; $(k = 1/2)$.

Из рис. 1.22 видно, что при увеличении ρ величина R_p приближается к значению 0,707, как это следует из последней формулы. Иначе говоря, в области добавочных максимумов, т. е. при $d/\lambda \sin\alpha > 1$, амплитуда общего излучения составляет 0,707 от амплитуды на основном максимуме.

Напишем выражение для ДН при любом виде элементов. Используя формулы табл. 1 и выражение (1.27), получаем

$$R_p^2(f) = \frac{1}{f_в - f_н} \int\limits_{f_н}^{f_в} \left[\frac{\sin(\pi d f c^{-1} n \sin\alpha)}{\pi d f c^{-1} n \sin\alpha}\right]^2 df.$$

Интегрирование этого выражения дает

$$R_p^2(f) = \frac{1}{n} + \frac{2}{n^2} \sum_{m=1}^{m=n-1} (n-m)\, \frac{\sin[m\pi/\lambda(1-k)\, d\sin\alpha]}{m\pi/\lambda(1-k)\, d\sin\alpha} \times$$

$$\times \cos[m\pi/\lambda(1+k)\, d\sin\alpha].$$

Анализ этого выражения показывает, что при увеличении $\rho = d/\lambda \sin\alpha$ величина $R_p(f)$ приближается к значению $1/\sqrt{n}$. В соответствии с этим выражением на рис. 1.23 построены ДН антенны для случаев $n=6$ и $f_в/f_н=2$; $n=6$ и $f_в/f_н=4$.

Из диаграмм видно, что влияние добавочных максимумов отсутствут при условии $d/\lambda \sin\alpha < (n-1)/n$, а величина $R_p(f)$ приближается к значению $1/\sqrt{6}=0{,}41$.

Пример 1.7. Используя рис. 1.21 и данные предыдущего примера, определить, при какой величине угла отклонения от основного максимума $\psi/2$ не захватываются добавочные максимумы при заданных n, d, λ. Вводя понятие длины волны λ_0, соответствующей условию отсутствия добавочных максимумов в секторе $\pm 90°$, выразить угол ψ через величины λ и λ_0.

Решение. Используя результаты примера 1.6, определяем условие отсутствия добавочных максимумов в секторе ψ:

$$d/\lambda \sin\psi/2 < (n-1)/n$$

где λ – длина волны наивысшей частоты в спектре сигнала.

Учитывая, что условием отсутствия добавочных максимумов в секторе $\pm 90°$ является $d/\lambda_0 \leqslant (n-1)/n$, получаем окончательный результат в виде

$$\sin\psi/2 \leqslant \lambda/\lambda_0 .$$

Пример 1.8. Определить, как изменяется КК линейной антенны при $n=2$ в зависимости от угла компенсации при различных отношениях d/λ.

Решение. Используя данные табл. 1, получаем при $n=2$

$$\gamma \approx 2 \left[1 + \frac{\sin 2\pi d\lambda^{-1}}{2\pi d\lambda^{-1}} \cos(2\pi d\lambda^{-1} \sin\alpha_0) \right]^{-1}$$

Для детального анализа зависимости $\gamma = \varphi(\alpha_0, d/\lambda)$ построим эти кривые для фиксированных значений $d/\lambda = 0{,}0$; $0{,}2$; $0{,}35$; $0{,}5$. Анализ этих кривых, представленных на рис. 1.24, показывает, что при $d/\lambda < 0{,}5$ КК изменяется в пределах 1,5 ... 2.5 (например, при $d/\lambda = 0{,}35$). При отношениях $d/\lambda = 0{,}5i$, $i = 1, 2, \ldots$ КК равен двум, т. е. числу элементов в группе, а при больших отношениях (практически при $d/\lambda > 1{,}5$) при любых углах компенсации $\gamma \approx 2$.

Таким образом, исходя из расчетов, произведенных по формуле и наглядно представленных на рис. 1.24, можно сделать вывод о том, что при больших отношениях d/λ КК линейной антенны с искусственным сдвигом фаз приблизительно равен числу элементов антенны при любом угле компенсации от 0 до 90°.

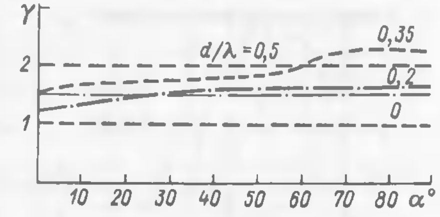


Рис. 1.24. Зависимость КК линейной антенны от угла компенсации при $n=2$

Пример 1.9. Рассчитать основные параметры, характеризующие направленность линейной антенны при $n=6$ и $d/\lambda = 3/4$.

Решение. Согласно § 1.1 основными параметрами, характеризующими направленность, являются острота направленного действия θ_0; острота максимума – $\Delta\alpha$ (при изменении интенсивности $\nu_I = 0{,}2$); коэффициент концентрации γ, число и величина дополнительных максимумов и их направления, число и направления добавочных максимумов.

Используя в качестве данных табл. 1, получаем

$$\theta_0 = 2 \arcsin \frac{\lambda 4}{n 3\lambda}, \quad \text{т. е. } \theta_0 = 25°40' ;$$

$$\theta_{0,7} = 2 \arcsin 0{,}44 \frac{\lambda 4}{n 3 \lambda}, \quad \text{т. е. } \theta_{0,7} = 11° 12' ;$$

$$\Delta\alpha = 0{,}55 \frac{\lambda 4}{n 3 \lambda} \sqrt{\frac{0{,}2}{1 - n^{-2}}}, \quad \text{т. е. } \Delta\alpha = 3°7', \text{ а } 2\Delta\alpha = 6° 14' ;$$

$$\gamma = 6 \left[1 + \frac{2}{6} \sum_{p=1}^{n-1} \frac{(6-p)\sin(2p\pi 3/4)}{2p\pi 3/4} \right]^{-1}, \quad \text{т. е. } \gamma = 8{,}57.$$

Используя формулы табл. 1, получаем, что число минимумов определяется соотношением

$$i_{\min} = \text{integer}\,[nd\lambda^{-1} \sin\alpha_{\min}],$$

т. е. $i_{\min} = \text{integer}\,[6 \cdot 3\lambda/4\lambda] = 4$.

Направления минимумов

i	1	2	3	4
$\sin\alpha_{\min_2}$	0,222	0,444	0,666	0,888
$\alpha_{\min_2}$	15° 50′	26° 20′	41° 50′	63° 00′

Число дополнительных максимумов определяется соотношением

$$i_{\min} = \text{integer}\ 0{,}5\,[2nd\lambda^{-1} \sin\alpha_{\max} - 1],$$

т. е. $i_{\max} = \text{integer}\ 0{,}5 \left[\frac{2 \cdot 6 \cdot 3\lambda}{\lambda 4} - 1 \right] = 4.$

Направления максимумов

i	1	2	3	4
$\sin \alpha_{\max_i}$	0,333	0,556	0,778	1,000
$\alpha_{\max_i}$	19° 25′	33° 42′	51° 06′	90° 00′

Из выражения для ДН такой антенны с учетом того, что

$$\alpha_{\max_i} = \arcsin \frac{\lambda}{2nd} (2i + 1),$$

получаем формулу для оценки амплитуд дополнительных максимумов

$$R_i = \left\{ n \sin [\pi/2n(2i + 1)] \right\}^{-1}.$$

Расчет по этой формуле дает результаты

i	1	2	3	4
$R_{\max_i}(\alpha)$	0,236	0,173	0,173	0,236

Используя формулу $d \sin\alpha = \lambda_i$, $i = 1, 2$ (обращение ДН в max), проверяем условие появления в ДН добавочных максимумов, в результате чего заключаем об их отсутствии, поскольку $3/4\lambda < 5/6\lambda$, т. е. $3/4 < 5/6$.

Пример 1.10. Для линейной антенны при $n = 10$, $d\lambda^{-1} = 0{,}25$; 0,5 и 0,75 и угле компенсации $\alpha_0 = 60°$:

а) рассчитать основные параметры, характеризующие направленность; б) построить ДН на интервале $(-\pi/2, +\pi/2)$.

Решение. 1) Согласно § 1.1 основными параметрами, характеризующими направленность, являются острота направленного действия θ_0, острота максимума $\Delta\alpha$ (при изменении интенсивности $\nu_I = 0{,}2$), коэффициент концентрации γ, число и величина дополнительных максимумов и их направления, число и направление добавочных максимумов.

Используя в качестве исходных формулы табл. 1, получаем: при $d = 0{,}25\lambda$

$$\theta_0 = 106°20' ; \quad \theta_{0,7} = 41°10' ; \quad \Delta\alpha = 11°30' ,$$

т. е. $2\Delta\alpha = 23°00'$; $\gamma = 10{,}0$;
при $d = 0{,}5\lambda$

$$\theta_0 = 47°10' ; \quad \theta_{0,7} = 20°20' ; \quad \Delta\alpha = 5°42' ,$$

т. е. $2\Delta\alpha = 11°24'$; $\gamma = 7{,}0$;
при $d = 0{,}75\lambda$

$$\theta_0 = 31°00' ; \quad \theta_{0,7} = 13°40' ; \quad \Delta\alpha = 3°48' ,$$

т. е. $2\Delta\alpha = 7°36'$; $\gamma = 8{,}5$

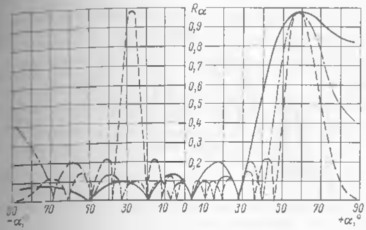


Рис. 1.25. ДН компенсированной линейной антенны при $\alpha_0 = 60°$ и значениях $d = 0{,}25$ (——); $d = 0{,}5$ (-·-); $d = 0{,}75\lambda$ (---)

Число минимумов определяется соотношением

$$i_{\min} = \text{integer} [\pm nd\lambda^{-1} (\sin\alpha_{\min} - \sin\alpha_0)] .$$

При $d = 0{,}25\lambda$, $i_{\min} = 4$;
$d = 0{,}5\lambda$, $i_{\min} = 9$;
$d = 0{,}75\lambda$, $i_{\min} = 14$.

Вычисляем направлении минимумов.
При $d = 0{,}25\lambda$

i	1	2	3	4
$\alpha_{\min}$	27° 46′	3° 47′	−19° 30′	−47° 12′

Направления минимумов при $d = 0{,}5\lambda$ и $d = 0{,}75\lambda$ вычисляются аналогичным образом.

Используя формулу $d(\sin\alpha - \sin\alpha_0) = \pm\lambda i$ (обращение ДН в max), проверяем условие появления в ДН добавочных максимумов, в результате чего заключаем, что при $d = 0{,}25\lambda$ и при $d = 0{,}5\lambda$ добавочные максимумы отсутствуют, а при $d = 0{,}75\lambda$ появляется добавочный максимум по направлению, которое определим из следующей формулы:

$$\alpha_{\min} = \arcsin [\sin 60° \pm \lambda/0{,}75\lambda i] , \text{ т. е. } \alpha_{\max} = -27°58' .$$

2) По данным табл. 1 построим ДН антенны (рис. 1.25). Анализ ДН показывает, что при $d = 0{,}25\lambda$ присутствуют 4 минимума, между ними заключены три дополнительных максимума, величина которых не превышает 0,22, при $d = 0{,}5\lambda$ присуствуют 9 минимумов, между которыми

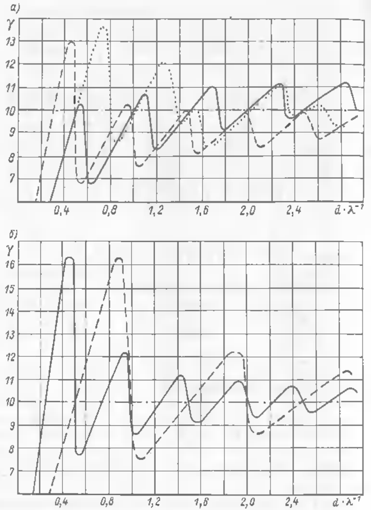


Рис. 1.26. Зависимость КК от угла компенсации при d/λ от 0 до 3; n = 10. a – – a_0 = 0° a_0 = 15°; .. a_0 = 75°; $б$ – – a_0 = 0°; – a_0 = = 90°

расположены 8 дополнительных максимумов, их величина также примерно равна 0,22. При $d=0{,}75\ \lambda$ появляется 1 добавочный максимум по направлению ≈ –28°, а величина дополнительных максимумов также 0,22.

Пример 1.11. Оценить зависимость КК линейной компенсированной антенны с числом элементов $n=10$ от соотношения d/λ при различных углах компенсации (взять a_0 = 0°; 15°; 45°; 75°; 90°).

Решение. Построим кривые, определяющие $\gamma=\varphi(d/\lambda,\ a_0)$ для указанных значений a_0 (рис. 1.26).

Анализ кривых показывает, что величина γ изменяется от 8 до 12 при отношениях $d/\lambda>0{,}8$, т. е. при больших отношениях d/λ величина γ в большом диапазоне углов компенсации (представляющих интерес для инженерной практики) приближается к числу элементов антенны. При углах компенсации 0 и 90°, т. е. для некомпенсированной антенны и при компенсации вдоль линии, соединяющей элементы антенны, флюктуации γ при $d/\lambda<1$ значительно больше (в пределах 8 ... 16), а при $d/\lambda>1$ также приближаются к числу элементов n антенны.

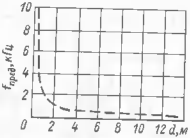


Рис. 1.27. Зависимость $f_{пред}(d)$

Пример 1.12. Определить длину непрерывной линейной антенны, обеспечивающей ширину основного максимума ДН 10° на уровне – 6 дБ, если рабочая частота $f=30$ кГц. Найти также направление и амплитуду первых дополнительных максимумов.

Решение. Поскольку $20\lg p/p_0=-6$ дБ, т. е. $p/p_0=0{,}5$, имеем

$$\frac{\sin\ (\pi l\ \lambda^{-1}\sin a)}{\pi l\,\lambda^{-1}\sin a}=0{,}5$$

откуда по таблице значений функции $\sin x/x$ имеем $\pi l\ \lambda^{-1}\sin a=1{,}895$. Из последнего соотношения с учетом $\lambda=c/f$ получаем $l=0{,}346$ м.

Используя формулы табл. 1 для ДН и $a_{\max_i}$, получим направление первого дополнительного максимума $a_{\max_1}=12°\,36'$ и его амплитуду

$$R_{доп}\approx 0{,}212.$$

Пример 1.13. Найти зависимость предельной частоты, соответствующей появлению добавочных максимумов, от расстояния между элементами линейной антенны при $n=10$.

Решение. Используя формулу для ДН и учитывая, что $\lambda=c/f$ получаем выражение для $f_{пред}$ в виде

$$f_{пред}\leqslant(c/nd)\,(n-1)$$

Для наглядности построим зависимость $f_{пред}(d)$, принимая c = 1500 м/с, d = 0,1 .. 10 м (рис. 1.27). Анализ рис. 1.27 показывает, что точка перегиба кривой лежит в районе f = 1,0 ... 1,5 кГц, т. е. при увеличении частоты более 1,5 кГц расстояние между элементами изменяется незначительно, а при уменьшении частоты от 1 кГц и ниже – резко.

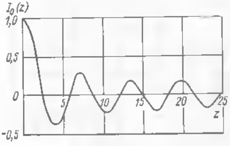


Рис 1.28. График функции $I_0(z)$, $z = \pi D/\lambda \sin\alpha$

Пример 1.14. Оценить, при каком числе элементов n линейной антенны острота ее направленного действия составляет 95 % от остроты направленного действия линейной непрерывной антенны при одинаковых апертурах.

Решение. Используя формулы ДН в табл. 1, заключаем, что для непрерывной антенны под знаком синуса стоит отношение λ/L, а для дискретной $\lambda/nd = (n-1)/n\ \lambda/L$, т. е. во втором случае апертура антенны больше.

Используя таблицы натуральных значений тригонометрических функций, оцениваем, как связаны изменения функции и аргумента. Отсюда следует, что изменению угла на 5 % в диапазоне 5 ... 10° соответствует изменение функции на 1 %, а в диапазоне 75 ... 80° на ~ 1,5 %.

Следовательно, 1 ... 1,5 % изменений функции могут быть реализованы, если отношение $(n-1)/n \approx 0{,}99$ ... 0,985, откуда определяем $n = 100$.

Пример 1.15. Для антенны в форме окружности диаметром $D = 0{,}5$ м, угле компенсации $\alpha_0 = 0°$, числе элементов $n = 6$; 10; 20, рабочей длине волны $\lambda = 0{,}3$ м рассчитать параметры, характеризующие ее направленность.

Решение. Основные параметры направленности (см. пример 1.9) антенны в форме окружности:

$$\theta_0 = 4 \arcsin 0{,}38\ \lambda/D, \quad \text{т. е.} \quad \theta_0 = 52°40';$$

$$\theta_{0,7} = 4 \arcsin 0{,}175\ \lambda/D, \quad \text{т. е.} \quad \theta_{0,7} = 23°24';$$

$$\Delta\alpha = 0{,}45\sqrt{\nu_l}\ \lambda/D, \quad \text{т. е.} \quad \Delta\alpha = 6°50' \quad \text{или} \quad 2\Delta\alpha = 13°40';$$

$$\gamma \approx 2\pi d/\lambda, \quad \text{т. е.} \quad \gamma = 10{,}5.$$

Используя график функции $I_0(z)$, представленный на рис. 1.28, определяем величину аргумента z, при которой функция обращается в нуль: $z = 2{,}4$; 5,52; 8,65; 11,79; 14,93. Отсюда направления минимумов: $\alpha_{min} = 25°$; 80°; 130°; 180°

Используя график функции $I_0(z)$, представленный на рис. 1.28, определяем величину аргумента z, при которой функция имеет максимум и величину максимума

z	3,83	7,02	10,17	13,32
$R_{доп}(\alpha)$	−0,403	0,3	−0,25	0,218

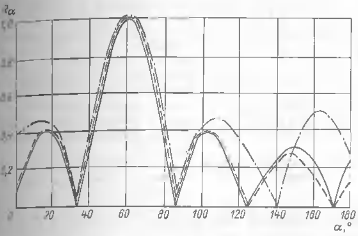


Рис. 1.29 ДН антенны в форме окружности с углом компенсации $\alpha_0 = 60°$.

—— $n = 10$; – – – $n = 20$; –·– $n = 6$

Направления дополнительных максимумов $\alpha_{max} = 55°$; 107°; 150°. При любом из заданного числа элементов добавочные максимумы отсутствуют.

Пример 1.16. Для антенны в форме окружности диаметром $D = 0{,}5$ м, при угле компенсации $\alpha_0 = 60°$, числе элементов $n = 6$; 10; 20, рабочей длине волны $\lambda = 0{,}3$:

а) рассчитать параметры, характеризующие направленность; б) построить ДН.

Решение. 1) Основные параметры направленности (см. пример 1.9) принимают значения:

$$\theta_0 = 52°40'; \ \theta_{0,7} = 23°42'; \ 2\Delta\alpha = 13°40'; \ \gamma = 10{,}5.$$

Используя график функции $I_0(z)$, представленный на рис. 1.28, определяем величину аргумента z, при которой функция обращается в нуль: $z = 2{,}4$; 5,52; 8,65; 11,79; 14,93. Отсюда направления минимумов $\alpha_{min} = 32°$; 86°; 124°; 172°.

Используя график функции $I_0(z)$ (см. рис. 1.28), определяем величину аргумента z, при которой функция имеет максимум и величину максимума:

z	3,83	7,02	10,17	13,32
$R_{доп}$	−0,403	0,3	−0,25	0,218

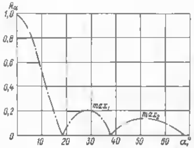


Рис 1.30. ДН плоской прямоугольной антенны

Направления дополнительных максимумов $\alpha_{max} = 19°$; $102°$; $150°$.

2) Построим ДН антенны в форме окружности (рис. 1.29). Анализ рис. 1.29 показывает, что при $n \geqslant 6$ форма основного максимума ДН определяется кривой $I_0(z)$, т. е. в этом случае острота направленного действия не зависит от числа элементов в антенне и определяется лишь отношением D/λ.

При любом из заданных чисел элементов добавочные максимумы отсутствуют. Увеличение числа элементов в антенне не влечет за собой деформации формы основного максимума, изменяется лишь амплитупа, количество и направления дополнительных максимумов.

Пример 1.17. Для плоской прямоугольной антенны размерами 19 X X 19 см^2 на частоте $f = 25,3$ кГц ($\lambda = 5,9$ см):

а) рассчитать параметры, характеризующие направленность; б) построить ДН.

Решение. 1) Рассчитаем основные параметры направленности (см. пример 1.9):

Таблица 3. **Число, амплитуды и направления максимумов и минимумов в ДН рупорной**

N_{max}/N_{min}	z при $R_{a_{max_i}}/R_a = 0$	$R_{a_{max_i}}$	$\lambda = 0,1$ м: $\sin\alpha_{max_i}/\sin\alpha_{min_i}$	$\lambda = 0,1$ м: $\alpha_{max_i}/\alpha_{min_i}$
1	5,14/3,83	0,132	0,327/0,242	19° 5/14°
2	8,42/7,02	0,0645	0,536/0,447	32° 23'/26° 30'
3	11,62/10,17	0,04	0,742/0,646	47° 55'/40° 15'
4	14,8/13,32	0,03	0,943/0,844	70° 35'/57° 35'

	$\lambda = 0,075$ м: $\sin\alpha_{max_i}/\sin\alpha_{min_i}$	$\lambda = 0,075$ м: $\alpha_{max_i}/\alpha_{min_i}$	$\lambda = 0,05$ м: $\sin\alpha_{max_i}/\sin\alpha_{min_i}$	$\lambda = 0,05$ м: $\alpha_{max_i}/\alpha_{min_i}$
1	0,246/0,183	14° 13'/10° 33'	0,164/0,122	9° 26'/7°
2	0,403/0,336	23° 46'/19° 36'	0,268/0,224	15° 33'/12° 56'
3	0,557/0,485	33° 50'/29°	0,371/0,324	21° 46'/18° 56'
4	0,709/0,636	45° 10'/29° 30'	0,470/0,424	28° 2'/25° 5'

$\theta_0 = 36° 00'$; $\theta_{0,7} = 16° 10'$; $2\Delta\alpha = 8°44'$; $\gamma = 6°44'$.

Используя формулу для α_{min_i}, получаем, что число минимумов определяется соотношением

$$i_{min} = \text{integer}\,[\,l\,\lambda^{-1} \sin\alpha_{min}\,],$$

т. е. $i_{min} = \text{integer}\,[19/5,9] = 3$.

Направления минимумов

i	1	2	3
$\sin\alpha_{min}$	0,308	0,62	0,9
α_{min}	18° 00'	38° 20'	68° 30'

Используя формулу для α_{max_i}, получаем, что число дополнительных максимумов определяется соотношением

$$i_{max_i} = \text{integer}\,0,5\,[\,2l\,\lambda^{-1} \sin\alpha_{max\,i} - 1\,],$$

$$\text{т. е. } i_{max} = \text{integer}\,0,5\,[\,\frac{2 \cdot 19}{5 \cdot 9} - 1\,] = 2.$$

Направления максимумов

i	1	2
$\sin\alpha_{max}$	0,466	0,775
α_{max}	27° 47'	51° 00'

Используя формулу для ДН, получаем амплитуды дополнительных максимумов:

i	1	2
$R^{(a)}_{max_i}$	0,212	0,127

2) Построим ДН прямоугольной антенны (рис. 1.30). Анализ рис. 1.30 показывает, что в ДН отсутствуют добавочные максимумы, а амплитуды дополнительных максимумов не превышают 20 %.

Пример 1.18. Для рупорной акустической антенны с диаметром раскрыва $D_1 = 0,5$ м, диаметром излучатели $D_2 = 0,02$ м при глубине рупора $h = 0,25$ м (см. рис. 1.8) на рабочих частотах 15 кГц; 20 кГц; 30 кГц:

а) рассчитать основные параметры, характеризующие направленность; б) построить ДН.

Решение. 1) Поскольку выполняется условие $D_2/D_1 \ll 1$, основные параметры направленности (см. пример 1.9) будут равны:

при $\lambda_1 = 0,1$ м $\theta_0 = 28° 00'$; $\theta_{0,7} = 14° 40'$; $2\Delta\alpha = 6° 36'$; $\gamma = 15,7$;

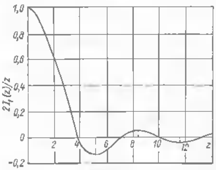


Рис 1.31. График функции $2I_1 z/z$

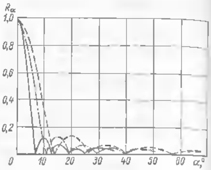


Рис. 1.32. ДН рупорной антенны
—— λ = 0,05 м; – – – λ = 0,1 м; λ – = 0,75 м

при $\lambda_2 = 0{,}075$ $\theta_0 = 21°00'$; $\theta_{0,7} = 11°00'$; $2\Delta\alpha = 4°54'$; $\gamma_2 = 20{,}9$;

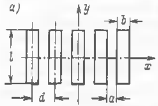
при $\lambda_3 = 0{,}05$ $\theta_0 = 13°52'$; $\theta_{0,7} = 7°20'$: $2\Delta\alpha = 3°18'$; $\gamma_3 = 31{,}4$

Используя график функции $2I_1(z)/z$ (рис. 1.31), определяем число, амплитуды и направления дополнительных максимумов для трех случаев. Результаты расчетов сведены в табл. 3.

Очевидно, что добавочные максимумы отсутствуют, как в любой поршневой антенне.

2) Используя табл. 1, построим ДН для трех случаев, которые представлены на рис. 1.32. Анализ этих кривых показывает, что при уменьшении длины волны при неизменных размерах антенны основной максимум обостряется, дополнительные максимумы по амплитуде не увеличиваются, но сгущаются в направлении к ОМ.

Пример 1.19. Для сложной антенны, составленной из n плоских прямоугольных элементов (рис. 1.33, a):



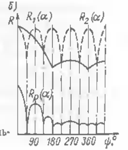


Рис 1.33 Антенна, составленная из плоских прямоугольных элементов (a); ДН антенны ($б$)

а) найти выражение, описывающее ДН антенны и построить ее;
б) найти выражение для расчета ОНД антенны.

Решение. 1) Используя формулу (1.50) представим уравнение ДН сложной антенны в виде произведения:

$$R_p(\alpha) = \frac{\sin(\pi l \lambda^{-1} \sin\alpha)}{\pi l \lambda^{-1} \sin\alpha} \; \frac{\sin(n\pi d \lambda^{-1} \sin\alpha)}{n\pi d \lambda^{-1} \sin\alpha}, \tag{1.94}$$

где первый сомножитель – уравнение ДН плоского прямоугольного элемента $R_1(\alpha)$, второй – уравнение ДН линейной антенны с расстоянием между элементами, равным d – $R_2(\alpha)$.

Уравнение (1.94) можно записать в виде

$$R_p = \frac{\sin\psi \sin kn\psi}{n\psi \sin k\psi}, \tag{1.95}$$

где $\psi = \pi l \lambda^{-1} \sin\alpha$; $k = d/\lambda$.

Построим ДН антенны, используя кривые $R_1(\alpha)$ и $R_2(\alpha)$, как показано на рис. 1.33, $б$. Очевидно, результирующая кривая $R_p(\alpha)$ будет иметь минимумы в тех же точках, что и обе кривые $R_1(\alpha)$ и $R_2(\alpha)$, а амплитуды дополнительных максимумов определяют произведения $R_1(\alpha)$ $R_2(\alpha)$ в точках, соответствующих максимумам кривой $R_2(\alpha)$.

2) Используя рис. 1.33, находим, что ОНД определяется первым минимумом кривой $R_2(\alpha)$, т. е. она такая же, как у линейной антенны с элементами, расположенными в центрах прямоугольников, $\theta_0 = 2\arcsin\lambda/nd$, а поскольку $nd = L + d$, где L – расстояние между центрами крайних прямоугольников, $\theta_0 = 2\arcsin\lambda/(L+d)$.

Пример 1.20. Используя условие примера 1.19, оценить величину первого дополнительного максимума при различных соотношениях расстояния между прямоугольниками и их шириной (в плоскости пеленгования).

Решение. Исходя из формулы для ДН антенны и учитывая рис. 1.33, можно с достаточной для практики точностью считать, что первый дополнительный максимум в ДН имеет место при $R_2(\alpha) = 1$, при $\psi = \pi/2$. Подставляя в равенство (1.95) это значение ψ, получаем

$$R_{l=1} = \frac{\sin(\pi l \lambda^{-1})}{\pi l \lambda^{-1}} \quad \text{или} \quad R_{l=1} = \frac{\sin[\pi(1 + a/l)]}{[\pi(1 + a/l)]}$$

В соответствии с последним выражением рассчитана зависимость $R_{l=1} = f(a/l)$, которая для значений $a/l \in [0{,}2 \ldots 1{,}0]$ приведена на рис. 1.34

Анализ этого рисунка показывает, что амплитуда первого дополнительного максимума монотонно возрастает при увеличении отношения a/l

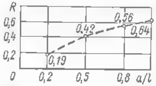


Рис. 1.34. Зависимость $R_{l=1} = f(a/l)$

Пример 1.21. Найти длину линейной антенны и количество элементов, обеспечивающих отсутствие добавочных максимумов, если при рабочей частоте 6 кГц требуется обеспечить ширину ДН 6° на уровне – 6 дБ.

Решение. Поскольку $20 \lg p/p_0 = -6$ дБ, т. е. $p/p_0 = 0{,}5$ имеем

$$\sin(\pi l \lambda^{-1} \sin \alpha)/\pi l \lambda^{-1} \sin \alpha = 0{,}5,$$

откуда по таблицам значений функций $\sin x/x$ имеем $\pi l \lambda^{-1} \sin \theta_0/2 = 1{,}895$. Отсюда находим величину l:

$$l = \frac{1{,}895\,\lambda}{\pi \sin 3^\circ}, \qquad \text{т. е.} \quad l \approx 11{,}5.$$

Используя условие отсутствия максимумов, равных основному, в виде $d \leqslant \lambda/2$, получаем, что расстояние между элементами в антенне не должно превышать 0,5 м, следовательно, число элементов должно быть не менее $n = 11{,}5/0{,}5 = 23$.

Пример 1.22. Для двух точечных источников, излучающих на частоте 30 кГц и находящихся на расстоянии 2,5 см друг от друга, определить величину отклонения от нормали, при которой результирующее давление будет на 6 дБ ниже максимума.

Решение. Аналогично примеру 1.21. получаем соотношение $\cos[\pi d f c^{-1} \sin\alpha] = 0{,}5$, откуда определяем

$$\sin\alpha = \frac{c \arccos p/p_0}{\pi d f},$$

где α – является искомым углом.

Используя последнее выражение, получим $\alpha = 41^\circ 48'$.

Пример 1.23. Для плоской поршневой антенны диаметром 12 см, излучающей звук на частоте 37, 5 кГц, вычислить КК и оценить погрешности, возникающие при расчетах по упрощенной формуле (см. табл. 1).

Решение. Используя упрощенную формулу (табл. 1) для вычисления КК, поскольку выполняется условие $D/\lambda \geqslant 3$, имеем $\gamma = 89$ или $10 \lg \gamma = 19{,}5$ дБ.

Используя более точную формулу для γ имеем

$$\gamma = 89 \left[1 - \frac{4}{12 \cdot 3{,}14} \sqrt{\frac{4}{3{,}14^2 \cdot 12}} \sin\left(\frac{2\pi \cdot 12}{4} - \frac{\pi}{4}\right) \right]^{-1}$$

откуда $\gamma = 87{,}8$ или $10 \lg\gamma = 19{,}43$ дБ.

Анализ расчетов показывает, что погрешность определяется величиной вычитаемого в знаменателе точной формулы слагаемого и при $D/\lambda = 3$ составляет ~1,4 %.

Пример 1.24. Определить размеры плоской прямоугольной антенны на частоте 10 кГц, обеспечивающей угол чувствительности в горизонтальной плоскости $2\,\Delta\alpha = 4^\circ$ и угол обзора в вертикальной плоскости $\theta_{0,7} = 30^\circ$. Вычислить КК и ОНД в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

Решение. Полагая при максимальном методе пеленгования $\nu_f = 0{,}2$, вычисляем $a = 0{,}93$ м.

Используя формулу для $\theta_{0,7}$, находим вертикальный размер антенны при $\theta_{0,7} = 30^\circ$, $b = 0{,}26$ м. Используя приближенную формулу $\gamma = 4\pi ab/\lambda^2$, имеем $\gamma = 135$.

Используя формулу для θ_0, определяем в вертикальной плоскости $\theta_0 = 70^\circ 52'$; в горизонтальной плоскости $\theta_0 = 20^\circ 36'$.

Пример 1.25. Для плоского излучателя в форме квадрата, имеющего эффективную площадь $S = 100$ см² и излучающего сигнал на частоте 30 кГц мощностью 3 кВт, найти давление и интенсивность на оси.

Решение. Используя упрощенную формулу (см. пример 1.24) и учитывая, что $\lambda = c/f$ ($c = 1500$ м/с), вычисляем КК $\gamma = 50{,}4$.

Используя формулу $p_c = 3{,}45 \cdot 10^2 \sqrt{P_a \gamma}$, где P_a – излучаемая акустическая мощность, Вт, получаем величину акустического давления на оси излучателя $p_c = 1{,}35 \cdot 10^5$ Па.

Интенсивность сигнала в той же точке равна

$$I_{r = 1\,\text{м}} = p_c^2/\rho c = 1{,}2 \cdot 10^4 \ \text{Вт/м}^2$$

Пример 1.26. Сравнить ОНД линейной антенны с искусственным сдвигом фаз при углах компенсации $\alpha_0 = 0^\circ$ и $\alpha_0 = \pm 90^\circ$, если число элементов $n = 10$.

Решение. ОНД антенны при угле компенсации $\alpha_0 = 0^\circ$:

$$\theta_0 = 2 \arcsin \lambda/nd,$$

т. е. при условии отсутствия добавочных максимумов $d \leqslant (n-1)/2n\lambda$ она составляет $\theta_0 = 25^\circ 20'$. При угле компенсации $\alpha_0 = \pm 90^\circ$ выражение для ОНД имеет вид

$$\theta_0 = 2 \arcsin 1/nd \cdot 1/\cos 90^\circ,$$

откуда следует, что при этих углах понятие об ОНД практически теряет смысл.

Пример 1.27. Для рупорной антенны с углом раскрыва 90° (см. рис. 1.9) определить высоту облучающего цилиндра h и диаметр раскрыва D_2, если на рабочей частоте 5,5 кГц необходимо обеспечить угол чувствительности $2\,\Delta\alpha = 2^\circ$ при отношении $D_1/D_2 = 0{,}2$.

Решение. Используя данные табл. 1 для $\Delta\alpha$ и учитывая, что $\lambda = 0{,}27$ м при $\nu_f = 0{,}2$ определяем $D = 2{,}22$ м.

Из рис. 1.9 следует, что высота излучающего цилиндра равна половине диаметра раскрыва рупора, т. е. $h = 1{,}11$ м.

Пример 1.28. Найти давление в воде по направлению 30° от оси базы двух точечных источников мощностью 1 кВт каждый, расположенных на расстоянии $\lambda/4$ друг от друга.

Решение. Используя формулу $p_c = 3{,}45 \cdot 10^2 \sqrt{P_a \gamma}$, определяем давление на оси двухточечного источника с учетом выражения для КК из табл. 1, которое при $d = \lambda/4$ дает

$$\gamma = 2\left[1 + \frac{\sin 0{,}5\pi}{0{,}25\pi}\right]^{-1}, \quad \text{т. е.} \quad \gamma \approx 1{,}77,$$

откуда $p_c = 2{,}05 \cdot 10^3$ Па.

Используя выражение для ДН двухточечного источника, получим

$$p(30^\circ) = p_0 \cos(\pi/4 \sin 30^\circ) = p_0\, 0{,}924,$$

откуда $p_{30^\circ} = 1{,}9 \cdot 10^3$ Па.

Пример 1.29. Показать, что для антенны в форме окружности при $n \geqslant 6$ $\sin\theta_{0,7}/4 = 0{,}48 \sin\theta_0/4$.

Решение. Учитывая, что при $n \geqslant \pi D/\lambda + 2$ выражение для ДН антенны в форме окружности имеет вид $R_p(\alpha) = I_0(z)$, где $z = 2\pi d/\lambda \sin(\alpha - \alpha_0)/2$, используем рис. 1.29 для нахождения величины z, при которой функция Бесселя первый раз обращается в нуль, откуда $z = 2{,}41$, т. е. при угле компенсации $\alpha_0 = 0^\circ$ для ОНД имеем

$$\sin\theta_0/4 = 0{,}38\,\lambda/D$$

Используя рис. 1.28, находим величину, при которой $I_0(z) = 0{,}707\, I_0(0)$, откуда $z = 1{,}1$. Следовательно, для ОНД на уровне 0,707 по давлению имеем

$$\sin\theta_{0,7}/4 = 0{,}175\,\lambda/D.$$

Домножая обе части последнего равенства на 2,17, получим два уравнения:

$$\sin\theta_0/4 = 0{,}38\,\lambda/D;$$

$$2{,}17 \sin\theta_{0,7}/4 = 0{,}38\,\lambda/D,$$

откуда следует искомый результат.

Пример 1.30. Вычислить величину акустического давления в направлении 45° к оси плоской поршневой антенны при $D/\lambda = 0{,}15$, если давление на оси составляет 10^5 Па.

Решение. Используя данные для ДН из табл. 1, определяем величину z при $\alpha = 45^\circ$, откуда $z = 1{,}664$. По графику функции $2I_1(z)/z$, представленному на рис. 1.31, находим величину $R_p(\alpha)$, соответствующую значению $z = 1{,}664$, которая равна 0,7. Следовательно, $p_{45^\circ} = 0{,}7 \cdot 10^5$ Па

Пример 1.31. Найти выражение и построить оптимальную ДН и необходимое для этого амплитудное распределение в линейной антенне, состоящей из восьми элементов при $d = 0{,}5\lambda$, если задано ослабление дополнительных максимумов на 30 дБ.

Решение. Оптимальной ДН в рассматриваемом случае является $p(\alpha) = T_7(x)$, где $x = x_0 \cos u$, а, в свою очередь, $u = \pi d \lambda^{-1} \sin\alpha$. Эта диаграмма описывается полиномом

$$p_8(\alpha) = A_1 \cos u + A_2 \cos 3u + A_3 \cos 5u + A_4 \cos 7u.$$

Выразим это соотношение через степени $\cos u$ с учетом выражения для полиномов Чебышева:

$$p_8(\alpha) = 64A_4 \cos^7 u + (16A_3 - 112A_4)\cos^5 u + (4A_2 - 20A_3 +$$

$$+ 56A_4)\cos^3 u + (A_1 - 3A_2 + 5A_3 - 7A_4)\cos u.$$

Для нахождения коэффициентов составим систему уравнений с учетом того, что

$$T_7(x) = 64x^7 - 112x^5 + 56x^3 - 7x,$$

где $x = x_0 \cos u$. Приравнивая коэффициенты в двух последних выражениях, имеем

$$\left.\begin{aligned} &A_4 = x_0^7;\\ &16A_3 - 112A_4 = -112x_0^5;\\ &4A_2 - 20A_3 + 56A_4 = 56x_0^3;\\ &A_1 - 3A_2 + 5A_3 - 7A_4 = -7x_0; \end{aligned}\right\} \text{или} \quad \begin{aligned} &A_4 = x_0^7;\\ &A_3 = 7A_4 - 7x_0^5;\\ &A_2 = 5A_3 - 14A_4 + 14x_0^3;\\ &A_1 = 3A_2 - 5A_3 - 7x_0. \end{aligned}$$

Находим величину x_0 по приближенной формуле (1.70), поскольку в нашем случае r велико и составляет величину $r = \text{antilog}\ 1{,}5$ или 31,6, тогда

$$x_0 = 0{,}5(2 \cdot 31{,}6)^{1/n} + (2 \cdot 31{,}6)^{-1/n}, \quad \text{где} \quad n = 7,$$

откуда $x_0 = 1{,}181$.

Подставляя найденную величину x_0 в систему уравнений, вычисляем коэффициенты: $A_1 = 1{,}25$; $A_2 = 9{,}92$; $A_3 = 6{,}33$; $A_4 = 3{,}20$. Для определения нормированной ДН в соответствии с формулой (1.63) разделим каждый коэффициент на сумму всех коэффициентов, т. е. $A_i' = A_i/\Sigma A_i$. Окончательно формула, описывающая ДН линейной антенны с $d = 0{,}5\lambda$ и ослаблением дополнительных максимумов на 30 дБ, имеет вид

$$R_p(\alpha) = 0{,}387\cos u + 0{,}313\cos 3u + 0{,}199\cos 5u + 0{,}101\cos 7u.$$

Направления дополнительных максимумов в соответствии с формулой (1.71)

$$\alpha_{\max_1} = 42^\circ;\quad \alpha_{\max_2} = 60^\circ;\quad \alpha_{\max_3} = 80^\circ.$$

Направления минимумов в соответствии с формулой (1.72)

$$\alpha_{\min_1} = 34^\circ;\quad \alpha_{\min_2} = 48^\circ 30';\quad \alpha_{\min_3} = 69^\circ.$$

Для определения ширины ДН на уровне 0,707 по давлению необходимо использовать соотношение $T_7(x_0 x') = 0{,}707\, T_7(x_0)$, откуда получаем

$$2x' x_0 \approx (1{,}414 \cdot r)^{1/7} + (1{,}414 \cdot r)^{-1/7}$$

и для ширины ДН на уровне половинной мощности получим формулу

$$\theta_{0,7} = 2 \arcsin [nd\lambda^{-1} \arccos x'],$$

вычисления по которой дают $\theta_{0,7} = 33^\circ 12'$.

На основании полученных соотношений на рис. 1.35 построена ДН антенны в полярной и прямоугольной системах координат, где уровни акустического давления (нормированные) показаны в дБ относительно максимального значения при $\alpha = 0^\circ$.

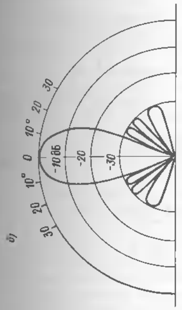
Анализ рис. 1.35 позволяет сравнить ширину основного лепестка полученной антенны и сплошной антенны. Для сплошной антенны $\theta_{0,7} = 29^\circ 21'$, т. е. расширение основного лепестка происходит за счет уменьшения дополнительных максимумов от -13 до -30 дБ.

Пример 1.32. Найти распределение амплитуд возбуждения элементов оптимальной „расщепленной" АА с числом элементов $n = 8$ при подавлении дополнительных максимумов на 30 дБ.

Решение. Исходя из условия $B = 30$ дБ, определяем величину x_0 по графику на рис. 1.14 для АА с числом элементов, равным 8, откуда $x_0 = 1{,}5$. На основании выражений (1.76), (1.77) и (1.62) для $n = 8$ имеем

$$2p \sin u \sin u + 2p_2 \sin 3u/\sin u + 2p_3 \sin 5u/\sin u +$$
$$+ 2p_4 \sin 7u/\sin u = T_6(x_0 x);$$

откуда $2p_1 + 2p_2(4x^2 - 1) + 2p_3(16x^4 - 12x^2 + 1) + 2p_4(64x^6 - 80x^4 + 24x^2 - 1) = 32x_0^6 x^6 - 48x_0^4 x^4 + 18x_0^2 x^2 - 1$. Для нахождения величин p_i приравниваем коэффициенты при одинаковых степенях x:



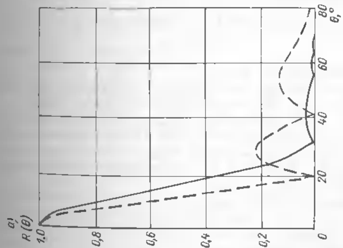


Рис. 1.35. ДН линейной антенны с ослаблением дополнительных максимумов на 30 дБ (——); без ослабления (– – –) в полярной (*а*), в прямоугольной (*б*) системах координат

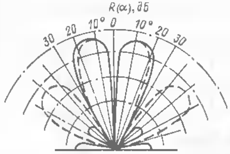


Рис 1.36. Оптимальная „расщепленная" ДН антенны с ослаблением (– – –) и без ослабления (– – –) дополнительных максимумов на 30 дБ

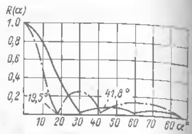


Рис 1.37. К примеру 1.33 (—) равномерное и (——) неравномерное возбуждение

$$2p_1 = -1 + 4{,}5\,x_0^2 - 6\,x_0^4 + 2{,}5\,x_0^6 = 7{,}23;$$

$$2p_2 = 4{,}5\,x_0^2 - 9\,x_0^4 + 4{,}5\,x_0^6 = 15{,}82;$$

$$2p_3 = -3\,x_0^4 + 2{,}5\,x_0^6 = 13{,}29;$$

$$2p_4 = 0{,}5\,x_0^6 = 5{,}7.$$

В этом случае для оптимальной „расщепленной" ДН имеем выражени

$$R(\alpha) = \frac{p_1 \sin u + p_2 \sin 3u + p_3 \sin 5u + p_4 \sin 7u}{p_1 + p_2 + p_3 + p_4},$$

где величина $u = \pi d \lambda^{-1} \sin \alpha$

На рис. 1.36 показана оптимальная „расщепленная" ДН восьмиэлементной АА и ДН при равномерном распределении (p_i = const).

На практике для оценки пеленгационных свойств таких АА пользуются понятием крутизны пеленгационной характеристики $K_\alpha = dR(\alpha)/d\alpha$ вблизи направления компенсации. Для рассчитанных параметров АА эта величина составляет 0,106 и 0,102 соответственно для равномерного и оптимального распределений.

Пример 1.33. Излучающая плоская антенна длиной L разделена на шесть элементов, каждый из которых имеет длину, равную половине волны. Сравнить ширину основного лепестка антенны при равномерном возбуждении элементов и при соотношении амплитуд возбуждения 1,2; 3,6; 5,2 (от края к центру антенны). Построить ДН и сравнить амплитуды первых дополнительных максимумов.

Решение. Используя формулы (1.40) и (1.63), получим уравнения ДН в первом и втором случае:

$$R_1 = 1/3\,(\sin x/x)(\cos x + \cos 3x + \cos 5x);$$

$$R_2 = (\sin x/x)(0.52 \cos x + 0{,}36 \cos 3x + 0{,}12 \cos 5x),$$

где $x = 0{,}5\,\pi \sin \alpha$. В соответствии с этими формулами построим ДН, например, в логарифмическом масштабе, используя полярную систему координат. Эти кривые приведены на рис. 1.11. В соответствии с табл. 1 ОШЛ непрерывной антенны равна ~39° при $L/\lambda = 0{,}33$.

Амплитуда первого дополнительного максимума в непрерывной антенне равна (как это следует из примера 1.32) 0,217, т. е. 22 % от основного максимума, или 20 lg 0,217 = –13,3 дБ.

Как следует из рис. 1.11, амплитуда первого дополнительного максимума при неравномерном возбуждении элементов соответствует –30 дБ, соответственно и первые нули ДН отмечаются при $\alpha = \pm 32°$; т. е. ОШЛ такой антенны $\theta_0 = 64°$. Для оценки ширины ДН на уровне 0,707 построим ее в прямоугольной системе координат в обычном равномерном масштабе, как показано на рис. 1.37.

Как следует из этого рисунка ширина ДН на уровне 0,707 (–3 дБ) при равномерном возбуждении составляет ~8°,5', а при неравномерном ~11°,3'. Эти величины позволяют сделать вывод о целесообразности уменьшения боковых лепестков приемных и излучающих антенн регулированием распределения амплитуд по поверхности антенны. В данном примере при уменьшении дополнительных максимумов с –13,3 дБ до –30 дБ ДН по первым минимумам расширилась почти в два раза (с 39 до 64°), а на уровне 0,707 (–3 дБ) расширение ДН весьма незначительно (с 8°,5' до 11°,3').

Пример 1.34. Имеется неоднородная линейная антенна, состоящая из четырех элементов с отношением амплитуд 1–2–2–1. Сравнить величину дополнительных максимумов указанной антенны с величиной дополнительных максимумов линейной однородной антенны.

Решение. Представим указанную антенну в виде комбинации из двух групп по три элемента в каждой со сдвигом, равным d, как показано на рис. 1.38.

Методом, аналогичным для примера 1.19, построим для иллюстрации кривые R_1, R_2 и результирующую кривую R_Σ, откуда видно, что последняя обладает двумя уменьшенными дополнительными максимумами. Данная комбинация привела

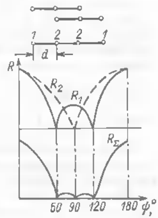


Рис 1.38. К примеру 1.34

к разделению малого максимума кривой R_1 на два меньших максимума. Для данного распределения амплитуд по элементам антенны в соответствии с выражением, полученным в примере 1.19, уравнение для ДН получим в виде $R_p(\alpha) = \sin 3\psi \sin 2\psi\,[3 \cdot 2 \sin^2\psi]$, где $\psi = \pi d\lambda^{-1} \sin\alpha = \pi\xi/\lambda$. Из рис. 1.38 видно, что дополнительные максимумы имеют место при $\psi = \pi/3 + \pi/12 = 5/12\,\pi$. Величина дополнительного максимума при этом равна

$$R_p(75^\circ) = \frac{\sin(3 \cdot 75^\circ)\,\sin(2 \cdot 75^\circ)}{3 \cdot 2 \sin(75^\circ)} = 0{,}063$$

т. е. дополнительные максимумы в такой антенне составляют ~6 % от основного максимума. Для линейной однородной антенны в соответствии с выражением для ДН амплитуда дополнительных максимумов равна $R_i = [n \sin \pi/2n(2_i + 1)]^{-1}$, т. е. при $i = 1$ $R_1 = 0{,}271$. Величина дополнительных максимумов по сравнению в неоднородной антенной возросла от 6 до 27 %.

Пример 1.35. Сравнить для антенн, данные которых приведены в предыдущем примере, ОНД и ОМ.

Решение. При условии отсутствия добавочных максимумов для ОНД неоднородной антенны имеем

$$d/\lambda = (n_1 - 1)/n_1, \qquad \theta_0 = 2 \arcsin 1/(n-1) = 60^\circ.$$

Как и следовало ожидать, ОНД имеет ту же величину, что и однородная антенна из трех элементов.

Для ОМ неоднородной антенны в соответствии с выражением (1.49) имеем при $\nu_I = 0{,}2$

$$\Delta\alpha = 0{,}55\sqrt{0{,}2} \cdot 3/2\,[3^2 - 1 + 2^2 - 1]^{-1/2} \approx 6{,}5^\circ.$$

Для однородной антенны из четырех элементов при условии отсутствия добавочных максимумов, т. е. при $d/\lambda = (n-1)/n = 3/4$, ОНД равна

$$\theta_0 = 2 \arcsin 1/(4-1) = 39^\circ;$$

ОМ равна $\Delta\alpha = 0{,}55\,\lambda \dfrac{\sqrt{\nu_I}}{[nd\sqrt{1-n^{-2}}]}$, откуда $\Delta\alpha = 4{,}8^\circ$.

Следовательно, ОНД и чувствительность для неоднородной антенны ниже, чем для однородной антенны с тем же числом элементов и с тем же расстоянием между ними.

Пример 1.36. Показать, что линейная антенна из четырех элементов с расстоянием между ними d может быть представлена в виде двух линейных антенн по два элемента с расстояниями между элементами $d_1 = 2d$ и центрами групп, равными d (рис. 1.39).

Решение. Из условия наличия максимумов и минимумов кривых $R_p(\alpha)$ следует, что для кривой R_1, относящейся к первичной группе, максимумы получаются при $\psi_{m1} = \pi i$ и минимумы при $\psi_{01} = (\pi/n_1)i$. Тогда относительный сдвиг добавочных максимумов кривых $R_p(\alpha)$ относительно кривой R_1 определится выражением $\psi_{mp}/\psi_1 = d_1/d_p$, а минимумов — $\psi_{0p}/\psi_{01} = (d_1/d_p)(n_1/n_p)$.

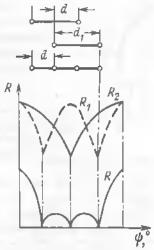


Рис. 1.39. К примеру 1.36

Поэтому положение кривой $R_p(\alpha)$ легко построить, определив положение первого минимума кривой $R_p(\alpha)$ в соответствии с условием минимумов. Общие максимумы кривых появятся при $\psi = q\pi i$, $i = 1, 2, \ldots$, где q – наименьшее кратное чисел d_p, т. е. $\psi = \pi\xi_1/\lambda$, $i = 1, 2, \ldots$, где ξ_1 – разность хода лучей для смежных элементов первичной группы. Так как наибольшее возможное значение разности хода лучей ξ_1 равно d_1, то, следовательно, в одном квадранте число общих добавочных максимумов, равных основному, равно целой части отношения $d_1/(q/\lambda)$.

В нашем случае общие максимумы получатся при условии $\xi_1 = q\lambda = 2\lambda$; $\xi = 0{,}5\xi_1 = \lambda$, где ξ_1 и ξ – разности хода лучей для смежных элементов первичной и результирующей антенны.

На рис. 1.39 приведены кривые R_1 и R_2 и кривая $R_p(\alpha) = R_1R_2$, где видно, что кривые имеют два общих максимума, между которыми располагается максимум кривой R_1, перерезанный симметричным минимумом кривой R_2. Результирующая кривая является уравнением ДН эквивалентной антенны из четырех элементов.

Пример 1.37. Найти выражение для ДН сложной антенны, образованной сдвигом на $d - d_1 = d_2$, если число элементов первичной антенны равно n и взято n_2 первичных антенн.

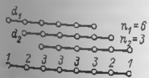


Рис. 1.40. К примеру 1.37

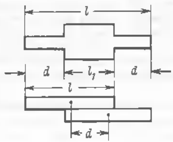


Рис. 1.41. Конфигурация антенны

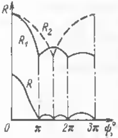


Рис. 1.42. ДН сложной антенны

Решение. Построим результирующую антенну, как показано на рис. 1.40. Видно, что получилась линейная неоднородная антенна, в середине которой образуются элементы, обладающие одинаковыми амплитудами, их отношение к амплитуде первичного элемента равно n_2. Количество таких элементов равно $n_1 - n_2 + 1$. Амплитуды остальных элементов уменьшаются последовательно на 1 таким образом, что крайние имеют амплитуду, равную 1. Тогда уравнение ДН при сдвиге $d = d_1 = d_2$ получим из уравнения (1.95) примера 1.19, положив $k = 1$.

$$R = \frac{\sin(n_1\psi)\,\sin(n_2\psi)}{[n_1 n_2 \sin^2\psi]}$$

где $\psi = \pi d\lambda^{-1}\sin\alpha$.

Пример 1.38. Построить ДН сложной антенны, имеющей форму, как показано на рис. 1.41. Определить размер d, при котором минимален первый дополнительный максимум.

Решение. Антенну формы, изображенной на рис. 1.41, представим в виде комбинации двух прямоугольников. Уравнение ДН такой антенны можно записать, как $R_p(\alpha) = R_1 R_2$, где R_1 – уравнение ДН прямоугольника длиной l, R_2 – уравнение ДН двух точечных элементов, расположенных на расстоянии d между ними. В соответствии с табл. 1 имеем при $n = 2$

$$R_1 = \frac{\sin(\pi l\lambda^{-1}\sin\alpha)}{\pi l\lambda^{-1}\sin\alpha}; \qquad R_2 = \cos(\pi d\lambda^{-1}\sin\alpha).$$

Обозначив $\psi = \pi l\lambda^{-1}\sin\alpha$ и $k = d/l$, имеем $R = \psi^{-1}\sin\psi\cos k\psi$.

Диаграммы направленности определяемые этими уравнениями, изображены на рис. 1.42. Очевидно, чтобы достичь минимального уровня первого дополнительного максимума, необходимо расположить оба прямоугольника так, чтобы первый дополнительный максимум диаграммы совпал с первым нулевым значением функции, как это показано на рис. 1.42. Для этого необходимо выбрать соответствующий сдвиг d. Если функция R_1 имеет первый дополнительный максимум при $\psi = \psi_1$, то $R_2 = \cos k\psi_1 = 0$, т. е. $k\psi_1 = \pi/2$ и, следовательно, $k = d/l = \pi/2\psi_1$.

Для функции $R_1 = \psi^{-1}\sin\psi$ первый дополнительный максимум получается при $\psi_1 = 4{,}49$ (приблизительно при $\psi_1 = 3/2\pi$), как это видно на рис. 1.42. Определяя $k = d/l$, имеем

$$d/l = \pi/2\,\psi_1 = 3.14/2\cdot 4\cdot 49 = 0{,}35$$

Глава 2.

ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ СУДОВЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

§ 2.1. Элементы статистической теории обнаружения применительно к задачам, решаемым в гидроакустике

Описание гидроакустических систем и условий их использования основано на статистической теории гидролокации – разделе технической гидроакустики, в котором разрабатываются вероятностные модели сигналов, помех и условий подводного наблюдения, а на основе этих моделей – методы анализа и синтеза гидролокационных систем. С точки зрения общих методов решения задач гидролокация имеет много общего с радиолокацией, однако ряд специфических ее особенностей обусловливает самостоятельность научного направления – статистической теории гидролокации, к которым относят [43]:

- нестабильность условий подводного наблюдения, обусловленную пространственно-временной неоднородностью акустических характеристик водной среды, связанной с изменчивостью условий распространения волн;

- сложность конфигурации объектов исследования в активной гидролокации, отличающихся протяженностью в пространстве, а зачастую перемещением этих объектов (или их отдельных частей) по сложным законам (например, при гидролокации рыбных косяков модели и характеристики эхо-сигналов зависят от свойств этих объектов);

- наличие в активной гидролокации специфической помехи – морской реверберации, обусловленной рассеивающими неоднородностями водной среды и неровностями ее границ, параметры которой зависят не только от вида излучаемого сигнала, но также и от свойств водной среды;

- малую скорость распространения акустических волн, а также возможность использования только низких частот, лежащих в основном в области звукового диапазона, что не позволяет получать с помощью гидролокационных систем значительного количества информации об объектах локации (по сравнению с применением радиолокационных систем в эквивалентных условиях в воздухе);

- сильно выраженные доплеровские эффекты в эхо-сигналах, связанные с движением объектов локации, что приводит к необходимости разработки таких моделей эхо-сигналов, для которых эффект Доплера влияет на форму эхо-сигналов, а не только сдвигает центральную частоту их спектра.

Гидроакустическое обнаружение сводится к принятию решения о наличии или отсутствии полезного сигнала (цели). Поскольку помехи затрудняют прием полезного сигнала и соответственно процесс принятия решения, то задача обнаружения является статистической, а решение принимается с той или иной вероятностью, определяющей качество обнаружения.

Реализация трактов гидроакустического обнаружения основывается на априорных сведениях о структуре (модели) полезного сигнала, о структуре (модели) помехи, а также на выбранных критериях.

Исходя из этого, находят методы обработки сигналов, оптимальные с точки зрения выбранных критериев, и синтезируют структуры оптимальной обработки. Поскольку реализация оптимальных структур весьма сложна, отыскивают структуру квазиоптимальных устройств, показатели качества которых не сильно отличаются от оптимальных.

Способность трактов обнаружения удовлетворять заданным критериям (показателям) качества, называют *помехоустойчивостью* тракта. Настоящая глава посвящена рассмотрению этих вопросов.

Критерии качества обнаружителей гидроакустических сигналов. При решении задачи обнаружения тракт обработки гидроакустического сигнала предназначен для преобразования и представления решающему звену информации в виде, удобном для принятия одного из двух решений (двухальтернативная задача). Поскольку в этом случае возможен один из четырех вариантов, то наиболее общим правило решения должно быть построено таким образом, чтобы в среднем потери, сопряженные с каждым результатом, были возможно меньшими. Аналитически это условие представляется в виде

$$R = P_0 C_{00} \int_{-\infty}^{u_0} p(u_п)\, du + P_0 C_{01} \int_{u_0}^{\infty} p(u_п)\, du +$$
$$+ P_1 C_{10} \int_{-\infty}^{u_0} p(u_{с.п})\, du + P_1 C_{11} \int_{u_0}^{\infty} p(u_{с.п})\, du \to \min. \qquad (2.1)$$

где R – риск, или ожидаемая величина потерь; и P_1, P_0 – априорные вероятности наличия и отсутствия сигнала соответственно; $C_{00}, C_{10}, C_{11}, C_{01}$ – стоимость каждого варианта принятия решения, где первая цифра подстрочного индекса означает выбранную гипотезу, а вторая – гипотезу, которая была правильной; u_0 – пороговое значение выходного эффекта, определяющее пространство наблюдений; $p(u_п), p(u_{с.п})$ – плотность распределения вероятностей выходного эффекта при наличии помехи, сигнала и помехи.

Критерий, аналитически выраженный формулой (2.1), известен как *критерий Байеса*. Он приводит к вычислению отношения правдоподобия $\lambda(u)$ и сравнению его с порогом η;

$$\lambda(u_0) \underset{нет}{\overset{да}{\gtrless}} \eta, \qquad (2.2)$$

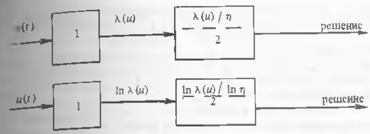


Рис. 2.1. Структура обнаружителя гидроакустических сигналов

эквивалентной формой записи которого является

$$\ln\lambda(u_0) \underset{нет}{\overset{да}{\gtrless}} \ln\eta \qquad (2.3)$$

Величина $\lambda(u_0)$ носит название обобщенного отношения правдоподобия и определяется выражением

$$\lambda(u_0) = \left.\frac{P_1 p(u_{с.п})}{P_0 p(u_п)}\right|_{u=u_0} \qquad (2.4)$$

Величина η определяет порог при реализации критерия Байеса:

$$\eta = \frac{(C_{01} - C_{00})}{(C_{10} - C_{11})}. \qquad (2.5)$$

Устройство обнаружения сигнала в соответствии с выражениями (2.2) и (2.3) представлено на рис. 2.1.

Как следует из рис. 2.1, вся процедура обработки сводится к вычислению $\lambda(u_0)$ и распределение априорных вероятностей или стоимостей на нее влияния не оказывает. Эта инвариантность процедуры обработки информации имеет большое значение, поскольку стоимость и априорные вероятности могут быть просто квалифицированными предположениями на основе предыдущего опыта (интуиции).

Существует несколько специальных видов критерия Байеса, которые используют в ГАС. Так, принимая $C_{00} = C_{11} = 0$, $C_{01} = C_{10} = 1$, выражение (2.1) можно записать в виде

$$R = P_0 \int_{u_0}^{\infty} p(u_п)\, du + P_1 \int_{-\infty}^{u_0} p(u_{с.п})\, du. \qquad (2.6)$$

Выражение (2.6) – есть полная вероятность ошибки, т. е. критерий Байеса минимизирует полную вероятность ошибки. При этом критерий аналитически выражается в виде

$$\ln\lambda(u_0) \underset{нет}{\overset{да}{\gtrless}} \ln(P_0/P_1) = \ln P_0 - \ln(1 - P_0), \qquad (2.7)$$

где $\lambda(u_0) = p(u_{с.п}) / p(u_п)$ называют отношением правдоподобия. Такой же результат получается из условий (2.4) и (2.5). Этот частный критерий известен как *критерий идеального наблюдателя*. Когда две гипотезы равновероятны ($P_0 = P_1 = 0{,}5$), порог равен нулю, что применимо к цифровым системам связи, где минимизируется полная вероятность ошибки. Трудность реализации этого критерия в ГАС состоит в необходимости знания априорных вероятностей гипотез.

Другой частный случай соответствует ситуации, когда априорные вероятности неизвестны. Из формулы (2.1) видно, что в этом случае значения интегралов становятся определенными и выражают условные вероятности ложной тревоги ($P_{л.т}$), правильного обнаружения ($P_{п.о}$) и пропуска сигнала ($P_{пр}$):

$$\left.\begin{aligned} P_{л.т} &= \int_{u_0}^{\infty} p(u_п)\, du; \\ P_{п.о} &= \int_{u_0}^{\infty} p(u_{с.п})\, du; \\ P_{пр} &= \int_{-\infty}^{u_0} p(u_{с.п})\, du = 1 - P_{п.о} \end{aligned}\right\} \qquad (2.8)$$

Тогда из выражения (2.1) получают критерий, рассчитанный на минимизацию максимально возможного риска, который называется *минимаксным критерием* и аналитически выражается в виде

$$(C_{11} - C_{00}) + (C_{10} - C_{11}) P_{пр} - (C_{01} - C_{00}) P_{л.т} = 0. \qquad (2.9)$$

Особым случаем распределения стоимости, который часто бывает логически оправданным, является $C_{00} = C_{11} = 0$, что гарантирует внутренний максимум функции (2.9). Обозначив $C_{01} = C_{л.т}$; $C_{10} = C_{пр}$, получают минимаксное уравнение

$$C_{пр} P_{пр} = C_{л.т} P_{л.т}. \qquad (2.10)$$

Поскольку в реальных условиях гидроакустического обнаружения предсказать реалистические стоимости и априорные вероятности трудно, проще оперировать лишь условными вероятностями $P_{л.т}$ и $P_{п.о}$. Противоречивость стремлений сделать $P_{л.т}$ как можно меньше и $P_{п.о}$ как можно больше, приводит к критерию, при котором ограничивается одна из вероятностей и максимизируется (минимизируется) вторая. Алгоритм ограничения $P_{л.т} = \alpha' \leqslant \alpha$ и максимизация $P_{п.о}$ (или минимизация $P_{пр}$) при указанном ограничении реализуется с использованием метода множителей Лагранжа.

Чтобы удовлетворить указанному ограничению, выбирают такое значение отношения правдоподобия, что $P_{л.т} = \alpha'$. Этот выбор равносилен требованию, чтобы

$$P_{л.т} = \int_{u_0}^{\infty} p(u_п)\, du = \alpha'. \qquad (2.11)$$

Решение уравнения (2.11) относительно u_0 дает величину порога в пороговых обнаружителях. Этот критерий, при котором максимизируется вероятность правильного обнаружения при фиксированной величине ложной тревоги, называют критерием Неймана–Пирсона и реализуют лишь в автоматических обнаружителях.

Если решение принимает оператор, то процедура принятия решения, как правило, определяется *критерием последовательного наблюдателя* /Вальда/, суть которого состоит в реализации двух порогов и зоны неуверенных ответов, требующих дополнительного испытания. Такой же критерий может быть реализован и в автоматических системах гидроакустического обнаружения.

Сравнение физической сущности трех наиболее часто реализуемых в ГАС критериев можно произвести, используя рис. 2.2. Из рис. 2.2, *а* видно, что в случае критерия идеального наблюдателя максимизируется вероятность правильного решения, поскольку величина вероятности ошибочного решения ($P_{л.т} + P_{пр}$) минимальна при выборе порога, как показано на рисунке. При этом необходимые априорные вероятности наличия P_1 и отсутствия P_0 объектов поиска в зоне действия средства обнаружения определяются либо по данным предварительной (гидроакустической) разведки, аналитически в соответствии с теорией поиска [1], либо интуитивно гидроакустиком-оператором.

Для критерия Неймана-Пирсона фиксируется вероятность ложной тревоги, которую принимают равной некоторой минимальной величине (меньшей, чем в случае идеального наблюдателя) и, следовательно, вероятность пропуска сигнала возрастает, что ведет к уменьшению вероятности правильного обнаружения (рис. 2.2, *б*).

Для критерия последовательного наблюдателя наряду с минимизацией вероятности ложной тревоги (она меньше, чем в случае идеального наблюдателя) минимизируется вероятность пропуска сигнала (она также меньше, чем в случае идеального наблюдателя), т. е. критерий последовательного наблюдателя минимизирует вероятность пропуска сигнала при минимальной заданной вероятности ложной тревоги (рис. 2.2, *а*), что является условием для определения пороговых значений u_0' и u_0'' соответственно.

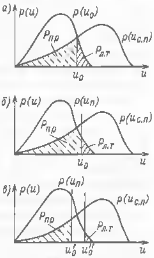


Рис. 2.2. Сравнение физической сущности различных критериев обнаружения: *а* – критерий идеального наблюдателя; *б* – критерий Неймана–Пирсона; *в* – критерий последовательного наблюдателя

Выбор того или иного критерия определяется внешними условиями. Если требуется малая вероятность ложных тревог, то целесообразно избирать критерий Неймана-Пирсона. Когда величину вероятности ложной тревоги нельзя считать меньшей вероятности пропуска сигнала, отдают предпочтение критерию идеального наблюдателя. Критерий последовательного наблюдателя может применяться в тех случаях, когда с отдельных участков обследуемых площадей информация снимается в течение более длительного времени. Несмотря на это, критерий последовательного наблюдателя позволяет уменьшить общее время обнаружения при той же правильности результата, что и критерий Неймана-Пирсона, или повысить правильность обнаружения за то же время наблюдения. Критерий последовательного наблюдателя никогда не может быть хуже критерия Неймана-Пирсона, но приводит в ряде случаев к определенной сложности его реализации

В гидроакустических обнаружителях наиболее широкое распространение получил критерий Неймана-Пирсона. Это обусловлено рядом обстоятельств: неодинаковой важностью случаев ложной тревоги и пропуска сигнала (требование $P_{п.т} = \min$); относительной несложностью технической реализации; меньшей чувствительностью к изменению отношения сигнал/помеха (в случае слабых сигналов не зависит от порога).

В заключение необходимо отметить, что для любого критерия оптимальная процедура испытаний состоит в обработке результатов наблюдения с целью отыскания отношения правдоподобия и в сравнения его с порогом для принятия решения. При этом необходимо учитывать достаточность статистики, т. е. реализация выбранного критерия обнаружения характеризуется конечным временем, определяемым тактическими и техническими возможностями ГАС.

Время реализации критерия принятия решения в реальных условиях определяется продолжительностью обследования элемента разрешения, что например, в шумопеленгаторной станции (ШПС) соответствует времени перемещения ДН в пространстве на величину $\theta_{0,7}$. В ГАС число элементов определяется разрешением по дистанции, частоте и угловым координатам. ГАС с одновременным обследованием большого числа элементов разрешения называют *многоканальными.* Качество обнаружителя определяется характеристиками, связывающими вероятности правильных и ошибочных решений в зависимости от отношения сигнал/помеха. Их аналитическое выражение полностью определяется видом распределения выходного эффекта, следующим из выбранной модели сигнала и помехи (отвечающим конкретным условиям применения ГАС) и реализуемым критерием обнаружения. В гидролокационных обнаружителях наиболее часто распределение выходного эффекта описывается релеевским, обобщенным релеевским законами и законом Гаусса. При реализации критерия Неймана-Пирсона **рабочие характеристики приемника (РХП)** описывают зависимость вероятности правильного обнаружения от вероятности ложной тревоги при фиксированном значении отношения сигнал/помеха. **Вероятностные характеристики обнаружения** (ВХО)

описывают зависимость вероятности правильного обнаружения от отношения сигнал/помеха при фиксированном значения вероятности ложной тревоги.

1. Предположим, что помеха и смесь сигнала и помехи распределены по нормальному закону:

$$\left.\begin{aligned} p(u_п) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_п} \exp\left[-\frac{u^2}{2\sigma_п^2}\right]; \\ p(u_{с.п}) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{с.п}} \exp\left[-\frac{(u-m_u^2)}{2\sigma_{с.п}^2}\right], \end{aligned}\right\} \tag{2.12}$$

где $\sigma_{с.п}^2 = \sigma_с^2 + \sigma_п^2$ – дисперсия эффекта, соответствующего наличию помехи с дисперсией $\sigma_п^2$ и сигнала с дисперсией $\sigma_с^2$; m_u – математическое ожидание выходного эффекта при наличии полезного сигнала.

Такие распределения вероятностей являются типичными в системах обработки информации с интегрированием на их выходе за время, значительно превышающее интервал корреляции помех [43]. Тогда в соответствии с выражением (2.8) для вероятности ложных тревог будем иметь

$$P_{п.т} = 1/\sqrt{2\pi}\sigma_п \int_{u_0}^{\infty} \exp[-u^2/2\delta_п^2]\, du, \tag{2.13}$$

решение которого дает

$$P_{п.т} = 1 - F(u_0/\sigma_п),$$

где $F(u_0/\sigma_п)$ – известная функция Лапласа;

$$F(x) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^{x} \exp[-t^2/2]\, dt. \tag{2.14}$$

Пороговое значение сигнала из формулы (2.13):

$$u_0 = \sigma_п F^{-1}(1 - P_{п.т}), \tag{2.15}$$

где функция $F^{-1}(x^1)$ является обратной $F(x)$, т. е. такой, что если $x^1 = F(x)$, то $x = F^{-1}(x^1)$.

Вероятность правильного обнаружения определяется на основании (2.8) и (2.12) следующим выражением:

$$P_{п.о} = F[(m_u - u_0)/\sigma_{с.п}], \quad m_u \geqslant u_0, \tag{2.16}$$

На основании (2.15) и (2.16) аналитическое выражение ВХО имеет вид

$$P_{п.о} = F\left[\frac{m_u - \sigma_п F^{-1}(1 - P_{л.т})}{\sigma_{с.п}}\right] \tag{2.17}$$

При пользовании таблицами и анализе аналитических выражений ВХО следует учитывать, что наряду с функцией Лапласа, определяемой выражением (2.14), в литературе используют также другие функции:

– интеграл вероятности

$$\Phi(x) = 2/\sqrt{2\pi}\int_0^x \exp\,[-t^2/2]\,dt, \tag{2.18}$$

иногда также называемый функцией Лапласа;

– функцию вида

$$F_0(x) = 1/\sqrt{2\pi}\int_0^x \exp\,[-t^2/2]\,dt = 1/2\,\Phi(x) = F(x) - 1/2, \tag{2.19}$$

которую иногда называют нормированной функцией Лапласа;

– функцию вида

$$\overset{*}{\Phi}(x) = 2/\sqrt{2\pi}\int_0^x \exp\,[-t^2]\,dt = \Phi(x\sqrt{2}) = 1/2\,\overset{*}{\Phi}(x\sqrt{2}) = \\ = 2F(x\sqrt{2}) - 1, \tag{2.20}$$

называемую интегралом вероятности, функцией ошибок, функцией Крампа, т.е. $\mathrm{erf}\,x = \overset{*}{\Phi}(x)$.

Если, например, при выводе выражения для ВХО воспользоваться функцией, определяемой (2.18), то аналогично (2.17) будем иметь

$$P_{п.о} = \frac{1}{2}\left\{1 + \Phi\left[\frac{m_u - \sigma_п \Phi^{-1}(1 - 2P_{л.т})}{\sigma_{с.п}}\right]\right\} \tag{2.21}$$

Аналогично при использовании функции по формуле (2.19) получим выражение

$$P_{п.о} = 0{,}5 + F_0\left[\frac{m_u - \sigma_п F_0^{-1}(0{,}5 - P_{л.т})}{\sigma_{с.п}}\right] \tag{2.22}$$

2. Предположим, что помеха и смесь сигнала и помехи распределены по релеевскому закону:

$$p(u_п) = u/\sigma_п^2\,\exp\,(-u^2/2\sigma_п^2),\quad u \geqslant 0;$$
$$p(u_{с.п}) = u/\sigma_{с.п}^2\,\exp\,(-u^2/2\sigma_{с.п}^2),\quad u \geqslant 0. \tag{2.23}$$

Этот закон справедлив для структуры тракта обработки, включающего высокочастотный фильтр – линейный детектор–интегратор, когда огибающая сигнала флюктуирует по релеевскому закону. Согласно формулам (2.8) и (2.23) имеем

$$P_{л.т} = \exp\left(-\frac{u_0^2}{2\sigma_п^2}\right); \tag{2.24}$$

$$u_0 = \sqrt{-2\sigma_п^2 \ln P_{л.т}}; \tag{2.25}$$

$$P_{п.о} = \exp\left(-\frac{u_0^2}{2\sigma_{с.п}^2}\right). \tag{2.26}$$

Отсюда аналитическое выражение ВХО имеет вид

$$P_{п.о} = \exp\left(\frac{\sigma_п^2 \ln P_{л.т}}{\sigma_{с.п}^2}\right) \tag{2.27}$$

3. Предположим, что помеха распределена по релеевскому закону, а смесь помехи и сигнала на выходе тракта обработки распределена по обобщенному релеевскому закону:

$$\left.\begin{aligned} p(u_п) &= \frac{u}{\sigma_п^2}\exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma_п^2}\right),\quad u \geqslant 0;\\ p(u_{с.п}) &= \frac{u}{\sigma_{с.п}^2}\exp\left(-\frac{u^2 + u_m^2}{2\sigma_{с.п}^2}\right) I_0\left(\frac{u\cdot u_m}{\sigma_{с.п}^2}\right),\quad u \geqslant 0,\end{aligned}\right\} \tag{2.28}$$

где u_m - амплитуда полезного сигнала.

Этот закон справедлив для тракта обработки типа высокочастотный фильтр - линейный детектор–интегратор в случае, когда полезный сигнал (эхо сигнал) имеет постоянную составляющую с постоянным уровнем, а помеха на выходе тракта является гауссовой.

В соответствии с формулами (2.8) и (2.28) имеем

$$P_{л.т} = \exp\left(-\frac{u_0^2}{2\sigma_п^2}\right); \tag{2.29}$$

$$u_0 = \sqrt{-2\sigma_п^2 \ln P_{л.т}}; \tag{2.30}$$

$$P_{п.о} = \frac{1}{\sigma_{с.п}^2}\int_{u_0}^{\infty} u\,\exp\left(-\frac{u^2 + u_m^2}{2\sigma_{с.п}^2}\right) I_0\left(\frac{u\cdot u_m}{\sigma_{с.п}^2}\right) du \tag{2.31}$$

Откуда аналитическое выражение ВХО имеет вид

$$P_{п.о} = \frac{\sigma_{с.п}}{\sigma_п}\,\theta\left(\sqrt{-2\,\frac{\sigma_п^2}{\sigma_{с.п}^2}\ln P_{л.т}},\ u_m/\sigma_{с.п}\right), \tag{2.32}$$

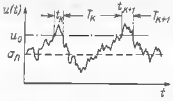


Рис. 2.3. К понятию сущности ложной тревоги

где $\theta(a, b)$ – табулированная функция (функция Райса):

$$\theta(a, b) = \int_a^\infty y \exp\left[-\frac{1}{2}(y^2 + b^2)\right] I_0(by)\, dy.$$

Физическая сущность вероятности ложной тревоги состоит в том, что она определяет превышение напряжением помехи порогового уровня в течение определенного времени (времени реализации критерия обнаружения). В тракте обработки гидроакустических сигналов это время обратно пропорционально величине полосы пропускания. Если выбросы помехи пересекают пороговый уровень в течение времени t_k с интервалом T_k, как показано на рис. 2.3, то для вероятности ложной тревоги справедливо выражение

$$P_{п.т} = \sum_{k=1}^{N} t_k / \sum_{k=1}^{N} T_k = \bar{t}_k / \bar{T}_k = 1/T_{п.т}\, \Delta f \qquad (2.33)$$

Допустимый интервал между ложными тревогами (время $T_{п.т}$) определяется требованиями потребителя и зависит от назначения ГАС, способа ее использования.

Так, например, среднее за единицу времени число выбросов огибающей нормального шума, превосходящих уровень u_0, определяется выражением [29]:

$$\lambda = a\,\Delta f\, \frac{u_0}{\sigma_п} \exp -\left[\frac{u_0^2}{2\sigma_п^2}\right], \qquad (2.34)$$

где коэффициент a зависит от структуры тракта обработки и для идеального полосового фильтра равен приблизительно 1,03.

С учетом (2.24), (2.29) выражение (2.34) используют также в виде

$$\lambda = a\,\Delta f P_{п.т} \sqrt{-\ln P_{п.т}} \qquad (2.35)$$

При величине $u_0/\sigma_п \geqslant 2 \ldots 3$ выбросы огибающей становятся независимыми, и по величине λ можно определить средний период между ложными тревогами:

$$T_{п.т} = 1/\lambda. \qquad (2.36)$$

На практике поток ложных тревог полагают пуассоновским и для вероятности получения k выбросов за время наблюдения $T_н$ пользуются выражением

$$P(k) = \frac{1}{k!}\,[\lambda T_н]^k \exp(-\lambda T_н). \qquad (2.37)$$

Для вероятности получения числа тревог, меньшего m, используют выражение

$$P(k < m) = \sum_{k=0}^{m-1} 1/k!\, (\lambda T_н)^k \exp(-\lambda T_н), \qquad (2.38)$$

где λ – среднее число ложных тревог в единицу времени.

При $k = 0$

$$P(0) = \exp(-\lambda T_0), \qquad (2.39)$$

где T_0 – интерпретируется как среднее время, в течение которого с вероятностью $P(0)$ не произойдет ни одной тревоги.

Вероятностные характеристики обнаружения (ВХО) многоканальных систем. Выше были рассмотрены характеристики обнаружения при воздействии на приемный тракт только одного сигнала, положение которого по пространству, частоте и времени было определено. В реальных условиях на вход приемного устройства могут поступать сигналы от нескольких целей, положение которых по частоте и времени является различным. Кроме того, сигналы обладают неопределенностью положения и по направлению.

Обнаружение сигналов, обладающих неопределенностью положения, осуществляется многоканальными системами. При этом опрос каналов (разрешаемых элементов) происходит либо одновременно (в ГАС с веером статически сформированных характеристик направленности), либо последовательно, но за время существования (во избежание пропуска) сигнала.

Неопределенность сигнала по пространству и частоте устраняется обнаружением его в специальных каналах, для которых характерно наличие независимых схем обработки. ВХО таких каналов рассматривались выше. Неопределенность положения сигнала во времени устраняется этими же каналами за счет выбора времени обзора элементов разрешения.

В современных ГАС процесс обнаружения объекта в подводной среде сопровождается оценкой его координат в трех-четырехмерном пространстве измерений. С этой целью все пространство измерений разделяют на „элементы разрешения".

Для гидролокатора с формированием ДН в горизонтальной плоскости и набором узкополосных фильтров число таких элементов можно определить по формуле $M = m_\varphi m_f m_r$, где $m_\varphi = 360°/\theta_{0,7}$ – число пространственных каналов, равное отношению полного азимутального угла к разрешающей способности по азимуту (ширине ДН на уровне 0,7 по напряжению); $m_f = \Delta F/\Delta f$ – число частотных каналов, равное отношению общей полосы частот к полосе одного фильтра; $m_r = R_{max}/\Delta r$ – число

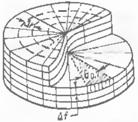


Рис 2.4. Элементы разрешения ГАС

элементов разрешения по дистанции, равн… отношению максимальной дальности, соот… ветствующей циклу обзора, к разрешающей способности по дистанции $\Delta r = (1/2)\, c\tau$, эквивалентной длительности сигнала τ. Таким образом, формула для подсчета числа элементов разрешения имеет вид

$$M = \frac{360^\circ \Delta F \, 2R_{max}}{\theta_{0,7}\, \Delta f \cdot c\tau} \tag{2.40}$$

и она иллюстрируется рис. 2.4.

Очевидно, что параметры элементов разрешения определяются диаграммами неопределенности сигналов по измеряемым координатам, описываемыми в § 2.2.

При расчетах ВХО целей говорит об обнаружении „в точке", понимая под этим элемент разрешения. Полный же цикл обзора состоит в осмотре всех элементов разрешения. Нетрудно показать, что при вероятности ложной тревоги $P_{л.т} \ll 1$ и независимости ложных тревог в различных элементах вероятность ложной тревоги за цикл связана с вероятностью ложных тревог „в точке" соотношением

$$P_{л.т.ц} \simeq MP_{л.т} \tag{2.41}$$

При этом предполагается, что $P_{л.т}$ во всех элементах является одинаковой. Если в k-м элементе она равна $P_{л.т.k}$, то имеет место более общее соотношение

$$P_{л.т.ц} = 1 - \prod_{k=1}^{M} (1 - P_{л.т.k}) \tag{2.42}$$

или при условии, что $P_{л.т.k} \ll 1$,

$$P_{л.т.ц} \approx \sum_{k=1}^{M} P_{л.т.k}. \tag{2.43}$$

На практике поток ложных тревог полагают пуассоновским и для вероятности того, что за время T в одной ячейке появится k, $k < m$, $k = 0$ тревог, пользуются выражениями (2.37) ... (2.39).

Для M-канальной ГАС эти формулы принимают следующий вид:

$$P^{(M)}(k) = \frac{1}{k!} (M\lambda T_н)^k \exp(-M\lambda T_н); \tag{2.44}$$

$$P^{(M)}(k < m) = \sum_{k=1}^{m=1} \frac{1}{k!} (M\lambda T_н) \exp(-M\lambda T_н); \tag{2.45}$$

$$P^{(M)}(0) = \exp(-M\lambda T_0). \tag{2.46}$$

…шения (2.44) ... (2.46) позволяют решать целый ряд практиче… …дач. Например, зная структуру тракта обработки и технические …раметры каналов $(M, \Delta f)$, можно по заданной $P_{л.т}$ в элементе разре…шения определить вероятность того, что в течение интервала времени T число ложных тревог будет равно k; $k < m$; ни одной $(k = 0)$. Или при заданной $P_{л.т}$ определить величину интервала T, в течение которого с вероятностью P ложных тревог будет равно k, $k < m$, ни одной $(k = 0)$. При релеевском законе распределения для λ справедливо выражение [43]:

$$\lambda = 1/\tau_k \, 2\sqrt{\pi} P_{л.т} \sqrt{-\ln P_{л.т}}, \tag{2.47}$$

где τ_k - интервал корреляции помехи.

Учитывая выражения (2.39), (2.45), для вероятности получения ме…нее одной ложной тревоги за цикл будем иметь

$$P_0(0) = \exp\left(-T_0/\tau_k \, 2\sqrt{\pi} MP_{л.т} \sqrt{-\ln(P_{л.т} M)}\right). \tag{2.48}$$

Это выражение используется для определения допустимого значения $P_{л.т}$ в элементе разрешения, когда из тактических соображений ограничивается $P_{л.т}$ за цикл. Решение трансцендентного уравнения представляет трудность, поэтому на практике пользуются приближенными соотношениями. Так, при значениях $MP_{л.т} = 10^{-2}...10^{-8}$ можно пользоваться выражением

$$P_{л.т} \approx \frac{\tau_к}{10\, M T_0} \; \frac{1}{\ln P(0)} \tag{2.49}$$

а если вероятность близка к единице, то можно принять $\ln 1/P(0) \approx 1 - P(0)$, и тогда для $P_{л.т}$ в элементе разрешения имеем выражение

$$P_{л.т} \approx \frac{\tau_к}{10\, M T_0} \left[1 - P^{(M)}(0)\right]. \tag{2.50}$$

Таким образом, задавая вероятность $P^{(M)}(0)$, с которой в течение интервала времени T_0 не происходит ни одной ложной тревоги, интервал корреляции помехи $\tau_к$ и число элементов разрешения (число каналов) гидроакустической системы обнаружения, можно определить требуемую вероятность $P_{л.т}$ в элементе разрешения.

ВХО многоканальных систем для различных распределений сигнала и помехи на входе суммирующего устройства описываются выражениями [66]:

$$P_{п.о} = F\left[\sqrt{M}\, K_б - F^{-1}(1 - P_{л.т})\right] \tag{2.51}$$

для сигнала с постоянной амплитудой,

$$P_{\text{п.о}} = F\left[\frac{\sqrt{M}K_\delta - F^{-1}(1 - P_{\text{л.т}})}{\sqrt{1/3\,K_\delta^2 + 1}}\right] \tag{2.52}$$

при равномерном распределении;

$$P_{\text{п.о}} = F\left[\frac{\sqrt{M}K_\delta - F^{-1}(1 - P_{\text{л.т}})}{\sqrt{1/\pi\,(4-\pi)\,K_\delta^2 + 1}}\right] \tag{2.53}$$

при релеевском распределении, где $K_\delta = u/\sigma_{\text{с.п}}$ – отношение сигнал/помеха на входе суммирующего устройства, а $P_{\text{л.т}}$ многоканальной системы принимается одинаковой с одноканальной.

§ 2.2. Характеристики гидроакустических сигналов и помех

Для описания сигналов и помех в гидроакустике используют вероятностные модели, основанные на излученнн динамических свойств объектов исследования. Вид модели определяется физической сущностью процесса, степенью его познания и целью исследования.

Вероятностной моделью гидроакустического процесса называют его математическое представление, которое позволяет вычислить (или постулировать) вероятностные характеристики процесса, интересующие исследователи в конкретной задаче. Она является идеализированным образом реального объекта и строится на основе представления $X(t, r) = m_\xi\left\{\xi_i(t)\right\}$, $i = [1, N]$, где $X(t, r)$ – моделируемый процесс, m_ξ – оператор формирования, ξ_i – элементарные случайные процессы, вероятностные характеристики которых заданы и могут быть физически интерпратированы. Существует два подхода к разработке динамических моделей – феноменологический и волновой [43].

При *феноменологическом* подходе модель гидроакустического процесса поля разрабатывается при нестрогом учете исходных данных, т. е. при упрощении физических представлеиий с целью применения простых методов измерения отдельных характеристик сигналов. Существует три основных модели, отличающиеся полнотой учета исходной информации: канонические, конструктивные и параметрические.

Дискретной канонической моделью сложного сигнала является выражение

$$s(t) = \sum_{i=1}^{n} a_i \varphi_i(t), \tag{2.54}$$

где a_i – некоррелированные случайные величины, φ_i – неслучайные функции времени. Число слагаемых n в этой сумме может быть как конечным, так и бесконечным. Такие модели могут описывать гидроакустические сигналы, являющиеся результатом рассеяния волн на дискретных

неоднородностях водной среды и ее границ, а также при многолучевом распространении сигналов.

Сложные детерминированные функции в гидроакустике часто рассматриваются как совокупности простых колебаний, задаваемых разложением в ряд Фурье для периодических или почти периодических функций. В этом случае величины a_i из выражения (2.54) определяются как

$$a_i = \int_{-\infty}^{\infty} s(t)\,\varphi_i(t)\,dt \tag{2.55}$$

и носят название обобщенных коэффициентов Фурье. В гидроакустике широко используются два частных случая разложения функций в ортогональные ряды: разложение по тригонометрическим функциям и разложение по функциям вида $\sin x/x$. В первом случае получается спектральное представление сигнала в виде обычного ряда Фурье, а во втором случае – временное представление в виде ряда В. А. Котельникова

$$s(t) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} s(i\,\Delta t)\,\frac{\sin \omega_m (t - i\,\Delta t)}{\omega_m (t - i\,\Delta t)}, \tag{2.56}$$

где $\Delta t = \pi/\omega_m$; ω_m – максимальная частота спектра сигнала.

Интегральной канонической моделью сигнала является выражение

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau)\,\varphi(\tau, t)\,d\tau, \tag{2.57}$$

где $A(\tau)$ – случайная функция, обладающая свойствами белого шума; $\varphi(\tau, t)$ – неслучайная функция.

Такая модель может быть использована при описании гидроакустических сигналов, являющихся результатом отражения волн от объектов, а также сигналов, рассеянных на различных неоднородностях.

Частным случаем модели вида (2.57) служит

$$s(t) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \exp(j\Omega t)\left[\int_0^{\infty} s(t)\exp(-j\Omega t)\,dt\right] d\Omega =$$

$$= 1/2\pi \int S(j\Omega)\exp(j\Omega t)\,d\Omega. \tag{2.58}$$

Дифференциальной канонической моделью сигналов являются выражения

$$s(t) = \sum_{i=0}^{n} B_i (d^i/dt^i)\,\xi(t) \quad \text{или} \quad \xi(t) = \sum_{r=0}^{m} C_r (d^r/dt^r)\,s(t), \tag{2.59}$$

где B_i и C_r – случайные величины.

Такая модель может описывать сигналы, распространяющиеся в водной среде, или эхо-сигналы.

Конструктивная модель сигнала имеет вид

$$s(t) = \left\{ \xi_i(t) \otimes \xi_r(t) \right\} , \tag{2.60}$$

где $\otimes$ — знак взаимодействия элементарных процессов.

Такая модель может описывать совокупность сигналов и помех, сигналы с аддитивными и мультипликативными взаимодействиями. Например, в качестве модели, хорошо аппроксимирующей излучаемые гидролокационные сигналы со случайной амплитудой, фазовой и частотной модуляцией, а также эхо-сигналы, формирующиеся в условиях рассеяния волн и движения объектов локации, можно использовать представление в виде аддитивно-мультипликативной смеси процессов $\xi_i(t)$, $i = 1, 2, 3, 4$:

$$s(t) = \xi_1(t)\, \xi_2(t) + \xi_3(t)\, \xi_4(t), \tag{2.61}$$

где либо все $\xi_i(t)$, либо часть из них являются случайными процессами, а остальные — известные функции.

Частным случаем модели, представляемой выражением (2.61), является представление сигнала в виде колебания со случайной амплитудой и фазой:

$$s(t) = A(t) \cos \Phi(t),$$

где $A(t)$ — огибающая, а $\Phi(t)$ — текущая фаза сигнала.

Широко используется модель этого вида:

$$s(t) = A(t) \cos[\omega_0 t + \varphi(t)], \tag{2.62}$$

где $A(t)$ и $\varphi(t)$ — медленно изменяющиеся функции по сравнению с $\cos \omega_0 t$.

Здесь $\varphi(t)$ называют мгновенной начальной фазой процесса. Это выражение можно представить в виде

$$s(t) = x(t) \cos \omega_0 t - y(t) \sin \omega_0 t, \tag{2.63}$$

где $x(t)$ и $y(t)$ называются квадратурными (косинусной и синусной) компонентами процесса, равными $x(t) = A(t) \cos \varphi(t)$; $y(t) = A(t) \sin \varphi(t)$. Обратное преобразование от квадратурных компонент к огибающей и начальной фазе процесса имеет вид

$$A(t) = \sqrt{x^2(t) + y^2(t)};\qquad \varphi(t) = \operatorname{arctg}[y(t)/x(t)]. \tag{2.64}$$

Параметрическая модель сигнала имеет вид

$$s(t) = \xi(t, a), \tag{2.65}$$

где ξ — некоторая известная нелинейная функция; $a = (a_1, a_2, ..., a_n)$ — совокупность независимых случайных величин. Эта модель является наиболее простой формой конструктивной модели и используется для описания эхо-сигналов. При рассмотрении многих задач сигнал удобно выражать в виде суммы элементарных сигналов, каждый из которых является комплексной функцией времени:

$$\dot{s}(t) = s(t) + j\hat{s}(t) = A(t) \exp[j\psi(t)], \tag{2.66}$$

где $A(t)$ и $\psi(t)$ — огибающая и фаза сигнала.

Модель вида (2.66) является аналитическим сигналом, если $s(t)$ и $\hat{s}(t)$ составляют пару преобразований Гильберта:

$$\hat{s}(t) = \frac{1}{\pi}\ Vp \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\tau)}{t - \tau}\, d\tau;\quad s(t) = -\frac{1}{\pi}\ Vp \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{s}(\tau)}{t - \tau}\, d\tau. \tag{2.67}$$

Модуль и аргумент функции соответственно равны

$$|\dot{s}(t)| = A(t) = \sqrt{s^2(t) + \hat{s}^2(t)};\quad \arg|\dot{s}(t)| = \psi(t) = \operatorname{arctg} \hat{s}(t)/s(t).$$

Комплексные представления сигналов широко используются при анализе модулированных колебаний, излучаемых сигналов, морской реверберации и эхо-сигналов.

В связи с тем, что обычное разложение Фурье применимо к периодическим, почти периодическим и достаточно быстро затухающим функциям, а также в связи с необходимостью описания сигналов в терминах теории вероятностей, широко применяется модель сигнала в виде стационарного случайного процесса, когда функции с ограниченной средней мощностью

$$\lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} |s(t)|^2 dt < \infty$$

ставится в соответствие ее корреляционная функция

$$R_{11}(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} s(t)\, s(t + \tau)\, dt. \tag{2.68}$$

Эта модель используется для описания сигналов шумовых полей кораблей и судов, звуков морских рыб и животных и т. д. Более сложными моделями являются представления в виде обобщенного стационарного процесса (сумма детерминированной функции и стационарного процесса); в виде стационарного случайного процесса с ограниченным спектром и т. д.

Иногда для наглядности и упрощения расчетов используют *геометрические представления* сигналов, основанные на изображении отсчетов, определяющих сигнал как координату вектора в n-мерном пространстве. Такое представление используется, например, для моделирования сигналов гидроакустической связи и телеметрии, когда два передаваемых сигнала s_1 и s_2 изображаются в виде векторов, расстояние между которыми зависит от длин векторов и угла между ними, а косинус угла есть не что иное, как коэффициент взаимной корреляции сигналов. (Полное отсутствие корреляции при $\alpha = \pi/2$). Если построить приемник, который воспроизводит сообщение, соответствующее сигналу s_1 всегда, когда конец вектора x ближе к концу вектора s_1, чем к концу вектора s_2 и наоборот, то такой приемник по В. А. Котельникову называется *оптимальным* (идеальным).

Параметры акустических сигналов. Основными величинами, характеризующими акустические поля, являются: акустическое давление, колебательная скорость частиц среды, фазовая скорость волны, групповая скорость, плотность акустической энергии, поток акустической энергии, интенсивность (сила) звука.

Акустическое или *избыточное давление* в среде представляет собой разность между мгновенным значением давления в данной точке среды при наличии акустического поля и статическим давлением при отсутствии акустических колебаний. Акустическое давление p определяется как нормальная сила F, действующая на единицу поверхности S ($p = F/S$). Единица давления измеряется в паскалях (Па) и имеет размерность кг/с^{2}м.

Колебательной скоростью называется скорость отклонения частиц среды от положения равновесия. Колебательная скорость определяется как отношение акустического давления p к удельному акустическому сопротивлению среды z, которое для плоской волны равно ρc — произведению плотности на скорость распространения акустического сигнала $\xi' = p/\rho c$. Измеряется в м/с и имеет размерность м/т.

Фазовой скоростью волны называется скорость распространения данной фазы колебаний. Измеряется в м/с.

Групповая скорость представляет собой скорость распространения реальной волны, представляющей группу синусоидальных волн в среде, обладающей дисперсией. Она определяется по формуле $u = v - \lambda\,(dv/d\lambda)$, где v — фазовая скорость волны; λ — длина волны; $dv/d\lambda$ — величина, выражающая зависимость фазовой скорости от длины волны. Групповая скорость измеряется в м/с.

Плотностью акустической энергии $\bar{J}$ называется акустическая энергия, заключенная в единицу объема упругой среды, она определяется по формуле $\bar{J} = E/v$, где E — энергия, заключенная в объеме акустического поля. Измеряется в Дж/м^3 и имеет размерность (кг/с^{2}м).

Потоком акустической энергии или акустической мощностью $P_а$ называется величина, равная количеству акустической энергии, проходящей через поверхность в единицу времени $P_а = E/t$, измеряется в ваттах (Вт) и имеет размерность (м^2 кг/с^3).

Интенсивностью акустического сигнала называется величина, равная отношению количества акустической энергии, проходящей в единицу времени через поверхность, перпендикулярную направлению распространения акустического сигнала, к площади этой поверхности. Другими словами, интенсивность — это акустическая мощность, приходящаяся на единицу поверхности волнового фронта $I = P_а/S$. Измеряется в Вт/м^2 и имеет размерность (кг/с^3).

Для плоской акустической волны интенсивность может быть определена по формуле $I = p_m^2/\rho c$, где p_m — амплитуда акустического давления. Поскольку площадь сферы $S = 4\pi r^2$, то для сферической волны $I = P_а/4\pi r^2$.

Диапазон изменения акустического давления и интенсивности в различных акустических процессах весьма широк, и для оценки этих величин удобно применять логарифмические относительные единицы — децибелы (дБ). Например, логарифмическая децибельная шкала для измерения интенсивностей (давлений) строится по следующему закону:

$$N_{дБ} = 10 \lg I/I_0 = 20 \lg p/p_0,$$

где I, p — измеряемая интенсивность и давление; I_0, p_0 — эталонное пороговое значение интенсивности (давления).

За нулевой уровень акустического давления принимают условный порог давления, равный $2 \cdot 10^{-5}$ Па. Этому давлению соответствует интенсивность $I_0 = 0{,}27 \cdot 10^{-15}$ Вт/м^2. В старой отечественной и зарубежной литературе используются также в качестве эталонных величин $p_0 = 0{,}1$ н/м^2 (0,1 Па), а также 10^{-6} н/м^2 (1 мкПа) и соответствующие им интенсивности.

При **энергетической (временной) обработке** сигналов основными являются энергетические спектральные характеристики. Основными энергетическими характеристиками сигнала, рассматриваемого в функции времени, являются мгновенная (текущая) мощность $P(t)$, энергия E и средняя мощность в некотором интервале времени $\{t_а, t_в\}$ [18].

Мгновенной мощностью сигнала $s(t)$ называют величину $P(t) = s^2(t)$. Она не является аддитивной.

Энергией сигнала в интервале $\{t_а, t_в\}$ называют величину

$$E = \int_{t_а}^{t_в} P(t)\,dt = \int_{t_а}^{t_в} s^2(t)\,dt. \qquad (2.69)$$

Средней мощностью в интервале $\{t_а, t_в\}$ называют величину

$$P_{ср} = 1/T \int_{t_а}^{t_в} s^2(t)\,dt, \quad T = t_в - t_а \qquad (2.70)$$

В отличие от мгновенной мощности средняя мощность и энергия суммы сигналов могут быть аддитивными. Это имеет место, если сигналы ортогональны (в функциональном пространстве они изображаются перпендикулярными векторами).

Взаимной мощностью двух сигналов называется

$$P_{1,2} = 1/T \int_{t_а}^{t_в} s_1(t)\, s_2(t)\, dt. \tag{2.71}$$

Взаимная мощность характеризует степень совпадения двух сигналов.

Если сигналы совпадают во всех точках рассматриваемого интервала, то такие сигналы называются **когерентными**.

Мощность сигнала выражается также в виде

$$P = \lim_{T\to\infty} 1/T \int_0^{\infty} s^2(t)\, P_f\, df. \tag{2.72}$$

Мощность, приходящаяся на единичную полосу частот, называется спектральной плотностью мощности или кратко спектром мощности

$$S(f) = \lim\, (P_f/T)\, s^2(t). \tag{2.73}$$

Для детерминированных и случайных процессов в гидроакустике широко используют корреляционные (ковариационные)* и спектральные характеристики, поскольку их оценка аппаратурно реализуема более просто, чем, например, оценка n-мерной плотности вероятности распределения амплитуд исследуемого процесса.

Корреляционную функцию стационарного эргодического процесса $S(t)$ определяют как

$$R_{11}(\tau) = \lim_{T\to\infty} 1/T \int_{t-T}^{t} s(t)\, s(t-\tau)\, dt. \tag{2.74}$$

Взаимную корреляционную функцию процессов $s_1(t)$ и $s_2(t)$:

$$R_{12}(\tau) = \lim_{T\to\infty} 1/T \int_{t-T}^{t} s_1(t)\, s(t-\tau)\, dt. \tag{2.75}$$

Широко используют также понятия нормированной функции корреляции и нормированной функции взаимной корреляции:

$$r_{11}(\tau) = R_{11}(\tau)/R_{11}(0); \quad r_{12}(\tau) = R_{12}(\tau)/R_{12}(0),$$

где $R_{11}(0)$ – дисперсия процесса $s(t)$ (его мощность).

---

* Корреляционная функция $R(\tau)$ – есть ковариационная функция $K(\tau)$ центрированных процессов. Эти функции связаны для стационарных случайных процессов соотношением:

$$R_{12}(\tau) = K(\tau) - m_1 m_2$$

Для численной характеристики „протяженности" корреляционных связей в процессах вводят понятие времени (интервала) корреляции τ_0, которое определяется как

$$\tau_0 = 1/R(0) \int_0^{\infty} |R(\tau)|\, d\tau = \int_0^{\infty} |r(\tau)|\, d\tau. \tag{2.76}$$

В практических задачах в качестве интервала корреляции τ_0 принимают значение τ, при котором величина корреляционной функции спадает до 10 либо 5 % своего максимума.

Энергетический спектр процесса определяется как спектр его функции корреляции

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) \exp(-j\,\omega\tau)\, d\tau. \tag{2.77}$$

Обратное преобразование Фурье дает

$$R(\tau) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp(j\,\omega\tau)\, d\omega. \tag{2.78}$$

Используя выражение для спектра огибающей сигнала, можно оценить так называемую эффективную длительность сигнала $\delta_{эф}$, под которой понимается длительность импульса прямоугольной формы единичной амплитуды, имеющего энергию, равную энергии сигнала с прямоугольной огибающей:

$$\delta_{эф} = 1/\pi \int_0^{\infty} |G(\omega)|^2 d\omega \tag{2.79}$$

Пользуются также понятием эффективной ширины спектра импульсов $\Delta f_{эф}$, под которой понимают следующую характеристику:

$$\Delta f_{эф} = \frac{\int_0^{\infty} |G(\omega)|^2 d\omega}{2\pi |G(\omega)|^2_{max}} \tag{2.80}$$

где величина $G(\omega)$ является амплитудным спектром сигнала $s(t)$ и определяется соотношением

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \exp(-j\,\omega t)\, dt, \tag{2.81}$$

а $|G(\omega)|_{max}$ является максимальным значением амплитудного спектра сигнала.

При оценке акустических полей используют такие же параметры и характеристики, где наряду с временной координатой применяется пространственная. Наиболее общей характеристикой поля являются пространственно-временные корреляционные и спектральные характеристики. Пространственно-временная корреляционная функция определяется как

$$R(t_1, t_2; \vec r_1, \vec r_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} s(t_1, \vec r_1)\, s(t_2, \vec r_2)\, dt_2,\, d\vec r_2. \tag{2.82}$$

При спектральном представлении случайного поля используют многомерную интегральную характеристику амплитудного спектра $G(\omega, K_x, K_y, K_z)$ — сумму случайных комплексных амплитуд многомерных гармоник всех значений временно́й $\omega = 2\pi/T$ и пространственных частот $K_x = 2\pi/x$; $K_y = 2\pi/y$; $K_z = 2\pi/z$. Для поля с дискретным пространственно-временным спектром эта функция имеет вид

$$G(\omega_i, K_{xl}, K_{yr}, K_{zs}) = \sum_{m=0}^{i-1} \sum_{n=0}^{l-1} \sum_{p=0}^{r-1} \sum_{q=0}^{s-1} \Phi(\Delta\omega_r, \Delta K_{xr}, \Delta K_{yp}, \Delta K_{zq}). \qquad (2.83)$$

где $\Phi(...)$ — комплексная случайная амплитуда пространственно-временно́й гармоники.

Функция неопределенности гидроакустических сигналов. В качестве достаточно универсальной характеристики сигналов в гидролокации используется функция неопределенности (ФН). Она является мерой сходства между комплексной огибающей $s(t)$ и ее копией, сдвинутой по времени τ и частоте $\omega_д$. ФН впервые была введена Вилле [18] в виде

$$\theta(\tau, \omega_д) = |\Phi(\tau, \omega_д)|^2, \qquad (2.84)$$

где функция, стоящая внутри знаков модуля, называется **частотно-временно́й корреляционной функцией** процесса $s(t)$ и определяется выражением

$$\Phi(\tau, \omega_д) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t - \tau/2)\, s^*(t + \tau/2)\, e^{j\omega_д t} dt. \qquad (2.85)$$

Иногда функцию, определяемую (2.84), называют ФН Вудворда [18, 50] ввиду того, что ему принадлежат первые работы, в которых рассмотрены ее свойства. В нормированном виде функцию, определяемую (2.85), записывают как

$$\Phi(\tau, \omega_д) = 1/E_s \int_{-\infty}^{\infty} s(t - \tau/2)\, s^*(t + \tau/2)\, e^{j\omega_д t} dt, \qquad (2.86)$$

где E_s — энергия комплексной огибающей сигнала,

$$E_s = \int_{-\infty}^{\infty} |s(t)|^2 dt. \qquad (2.87)$$

ФН характеризует степень совпадения сигналов, один из которых сдвинут во времени на величину τ, а другой комплексно-сопряженный, сдвинут по частоте на величину $\omega_д$. Она дает универсальное (на корреляционном уровне) описание сигнала в частотно-временно́й области и обладает рядом преимуществ перед временным и перед частотным описанием сигналов. Основные свойства ФН и частотно-временно́й корреляционной функции [18, 43]:

1) объем тела неопределенности, заключенный между поверхностью ФН и плоскостью τ, ω, инвариантен к выбору сигнала, т. е.

$$V = \int\int_{-\infty}^{\infty} \theta(\tau, \omega_д)\, d\tau\, (d\omega/2\pi) = 1; \qquad (2.88)$$

2) площадь эффективного сечения функции $\theta(\tau, \omega_д)$ не зависит от формы сигнала и равна 2π. Под эффективным понимают сечение ФН цилиндрической поверхностью высотой в единицу, т. е. равновеликой по объему функции $\theta(\tau, \omega_д)$;

3) ФН является своим собственным двукратным преобразованием Фурье:

$$\int\int_{-\infty}^{\infty} \theta\left\{\tau, f\right\} \exp[j\, 2\pi(\nu f - u\tau)]\, dt\, df = \theta\left\{\tau, u\right\}. \qquad (2.89)$$

Следует отметить, что обратное утверждение несправедливо; свойство автопреобразования не гарантирует, что данная конкретная функция является ФН;

4) формой представления частотно-временно́й корреляционной функции является также выражение вида

$$\Phi(\tau, \omega) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} g(j\Omega - j\omega_д/2)\, g^*(j\Omega + j\omega_д/2) \exp(-j\Omega t)\, d\Omega; \qquad (2.90)$$

5) частотно-временна́я корреляционная функция и ФН обладают симметрией:

$$\Phi(\tau, \omega) = \Phi(-\tau, -\omega); \quad \theta(\tau, \omega) = \theta(-\tau, -\omega); \qquad (2.91)$$

6) для двух сигналов $s(t)$ и $s_2(t)$, связанных преобразованием Фурье, т. е. $s_2(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) \exp(-j2\pi f t)\, dt$ частотно-временна́я корреляционная функция отличается сдвигом на 90° по часовой стрелке (свойство дуальности):

$$\Phi_2\left\{f_1 - \tau\right\} = \Phi_1\left\{\tau, f\right\}, \qquad (2.92)$$

аналогично

$$\theta_2\left\{f_1 - \tau\right\} = \theta_1\left\{\tau, f\right\},$$

т. е. эффект передачи преобразования Фурье сигнала сводится к повороту частотно-временно́й диаграммы на 90° в направлении по часовой стрелке;

7) для двух сигналов $s_1(t)$; $s_2(t)$ и соответствующих им частотно-временны́х корреляционных функций $\Phi_1\left\{\tau, f\right\}$; $\Phi_2\left\{\tau, f\right\}$ справедлива операция свертки по частотной переменной:

$$s_1(t)\,s_2(t) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1 \left\{\tau, x\right\} \Phi_2 \left\{\tau, f - x\right\} dx \qquad (2.93)$$

и операция свертки по временной переменной:

$$g_1(f)\,g_2(f) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1 \left\{x, f\right\} \Phi_2 \left\{\tau - x, f\right\} dx; \qquad (2.94)$$

8) сечение функции $\Phi\left\{\tau, \omega_g\right\}$ плоскостью, перпендикулярной (τ, ω) и проходящей через линию $\tau = 0$, дает

$$\Phi(0, \omega) = \frac{1}{E_s} \int_{-\infty}^{\infty} |s(t)|^2 \exp(-j\,\omega t)\,dt; \qquad (2.95)$$

9) сечение функции $\Phi(\tau, \omega)$ плоскостью, перпендикулярной (τ, ω) и проходящей через линию $\omega = 0$, есть просто частотно-временная корреляционная функция комплексной огибающей, т. е.

$$\Phi(\tau, 0) = \frac{1}{E_s} \int_{-\infty}^{\infty} s(t - \tau/2)\, s^*(t + \tau/2)\,dt. \qquad (2.96)$$

Если имеется частотно-временная корреляционная фуикция некоторого сигнала, то, взяв обратное преобразование Фурье этой функции и используя свойство дуальности, можно определить искомый сигнал непосредственно.

Для ФН аналогичное соотношение отсутствует, т. е. нет какой-либо прямой процедуры отыскания вида сигнала $s(t)$, который бы имел требуемую ФН. Поэтому синтез сигнала по желаемой ФН заключается в рассмотрении определенных классов сигналов, вычислении для них функции неопределенности и последующем выборе наилучшего сигнала в рассматриваемом классе [66].

При анализе свойств сигнала часто используют непосредственно нормированную $|\Phi(\tau, \omega_д)|^2$ и проекцию сечения ее объемного изображения на плоскость (τ, ω). Эта плоскостная диаграмма называется *диаграммой неопределенности.*

Различные способы построения диаграммы неопределенности [18, 43] основаны на выборе фиксированного уровня k, по которому из условия

$$|\Phi(\tau, \omega)|^2 = k^2. \qquad (2.97)$$

определяется уравнение ФН в одной из форм:

$$\left.\begin{aligned} \omega &= F_\omega(\tau, k); \\ \tau &= F_\tau(\omega, k). \end{aligned}\right\} \qquad (2.98)$$

Один из наиболее обоснованных способов выбора значения k^2 сводится к следующему:

1) строится цилиндр единичной высоты с образующими, перпендикулярными плоскости (τ, ω);

2) объем цилиндра приравнивается к объему „тела неопределенности" в соответствии с условием (2.88);

3) из уравнения $\iint_D d\omega\, d\tau = 2\pi$ находится значение k, а по нему с помощью (2.97) – одно из уравнений (2.98) диаграммы неопределенности (область интегрирования определяется из условия $|\Phi(\tau, \omega)|^2 = k^2$). Далее диаграмма неопределенности строится в виде кривых в координатах ω, τ.

Более простым способом нахождения диаграммы неопределенности является сечение поверхности $|\Phi(\tau, \omega)|^2$ плоскостями, параллельными (τ, ω) на нескольких уровнях $k_1, k_2, \ldots, k_n$, выбор которых диктуется соображениями наглядности и удобства. При этом выбирается фиксированное значение k и диаграмма неопределенности вычисляется с использованием уравнения (2.97). На рис. 2.5 представлен пример функции и диаграммы неопределенности, построенной сечением поверхности $|\Phi(\tau, \omega)|^2 = \theta(\omega, \tau)$ плоскостью, параллельной (ω, τ) и проходящей на уровне k^2. Диаграммы неопределенности дают возможность оценить разрешающую способность ГАС по времени и частоте, что соответствует разрешению по дистанции и скорости объекта локации. Разрешающая способность по этим координатам определяется точками пересечения диаграммы неопределенности с соответствующими осями (ω, τ). Так, значения $\omega_р$ и $\tau_р$, определяющие разрешающую способность ГАС при данном виде сигнала, находятся с помощью любого из уравнений (2.98):

$$\left.\begin{aligned} \omega_р &= F_\omega(0, k), \quad 0 = F_\omega(\tau_р, k) \\ &\text{или} \\ 0 &= F_\tau(\omega_р, k), \quad \tau_р = F_\tau(0, k). \end{aligned}\right\} \qquad (2.99)$$

Примеры ФН для различных форм огибающей сигналов и видов заполнения приведены в [17, 18, 22].

Зондирующие сигналы. Зондирующие сигналы по источнику формирования можно разделить на электроакустические, взрывные, искровые и т. д. [67]. Преимуществом электроакустических сигналов является возможность управления их параметрами для удовлетворения требований высокой разрешающей способности по дальности, скорости,

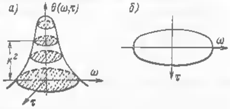


Рис. 2.5. Функция (*а*) и диаграмма (*б*) неопределенности

угловой протяженности и классификационным признакам целей. Существенным является обеспечение высокой помехоустойчивости гидролокаторов в условиях воздействия реверберационной и шумовой помех. Например, лучшее разрешение по скорости обеспечивается при длинных тональных сигналах, а влияние реверберационной помехи тем меньше, чем больше отношение ширины спектра сигнала к величине частотных сдвигов составляющих спектра реверберации, обусловленных движением рассеивателей. При использовании сложных сигналов помехоустойчивость тракта обработки зависит от обобщенного параметра разрешения по времени:

$$T_r(a) = \frac{1}{E^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ |\theta(\tau, a)| \right\}^2 d\tau, \qquad (2.100)$$

где $a = 1 - \dfrac{2V_r}{c}$ — масштабный коэффициент, учитывающий радиальную составляющую скорости цели.

Эхо-сигналы по своим параметрам существенно отличаются от зондирующих сигналов. Так, в результате отражения зондирующего сигнала $s(t)$ от прямолинейно и равномерно движущейся цели принимаемый эхо-сигнал, как функция временного аргумента, описывается выражением

$$s_R[t - \tau(t)] = s_R \left[\left(1 - \frac{2V_r}{c}\right) t - \frac{2r_0}{c} \right] \qquad (2.101)$$

откуда видно, что при приближении объекта локации шкала времени сжимается, а для удаляющихся целей она расширяется. Говоря о доплеровских искажениях эхо-сигналов, подразумевают при практических применениях эффекты двоякого рода:

– преобразование спектра сигнала по частоте, при котором каждая составляющая спектра получает свою поправку доплера. Средняя частота спектра смещается на величину $\omega_д = 2v_r\ \omega_0/c$. В результате спектр сигнала изменяется, что приводит к изменению вида его временной функции;

– изменения временно́го масштаба, количественно определяемого коэффициентом $a = 1 - 2v_r/c$. Этот эффект вызывает изменение длительности сигнала в $1/a$ раз.

Величина параметра $T_r(a)$ фактически равна площади сечения ФН вертикальными плоскостями, параллельными оси r, при соответствующей величине масштабного коэффициента a. В гидролокаторах одним из основных способов синтеза сигналов с заданными параметрами является применение различных видов внутриимпульсной модуляции, а также огибающей и расстановки импульсов на временно́й оси.

Вид внутриимпульсной модуляции характеризует степень независимости выхода тракта обработки от радиальной составляющей скорости

цели, т. е. степени „толерантности" к скорости. Оценку „толерантности" производят на основе анализа ФН.

В гидролокаторах используются различные виды модулирующих функций:

– сигнал с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) описывается выражением

$$s(t) = A(t) \sin[2\pi(f_0 t + (\Delta F/2T)\, t^2)]; \qquad (2.102)$$

– сигнал с параболической частотной модуляцией (ПЧМ) описывается выражением

$$s(t) = A(t) \sin[2\pi(f_0 t + (\Delta F/2T) t^2 + |\gamma|\, (\Delta F/T^2) t^3)];$$

– сигнал инвариантный с гиперболической частотной модуляцией (ИГЧМ) описывается выражением

$$s(t) = \mathrm{rect}\,(t/T)\ \cos[2\pi F\, 1/k \ln(1 - kt)], \qquad (2.104)$$

где k — параметр, характеризующий крутизну модулирующей функции. Закон изменения мгновенной частоты зондирующего и отраженного сигнала показан на рис. 2.6, *а*. ИГЧМ-сигнал остается согласованным для фильтра при наличии сколь угодно большого доплеровского сдвига (отраженный сигнал смещается во временной оси, а по частоте не изменяется), однако существуют трудности в использовании этого сигнала.

Сигнал „толерантный" с гиперболической частотной модуляцией (ТГЧМ) имеет постоянную несущую и лишь модулирующая функция его является инвариантной по отношению к доплеровскому эффекту. Это позволяет независимо измерять дальность и радиальную скорость, определяемую по сдвигу несущей.

Сигнал ТГЧМ описывается выражением

$$s(t) = \mathrm{rect}\,(t/T) \cos[2\pi f_1 t - 2\pi F\, 1/k \ln(1 - kt)] \qquad (2.105)$$

Закон изменения мгновенной частоты зондирующего и отраженного сигнала показан на рис. 2.6, *б*. Кривые конгруэнтны и совпадают при смещении по времени и частоте. Очевидно, что величина доплеровской „расстройки" соответствует

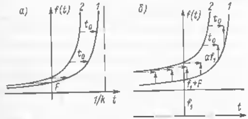


Рис. 2.6. Закон изменения мгновенной частоты сигнала ИГЧМ (*а*), ТГЧМ (*б*)

1 – зондирующий, *2* – отраженный сигналы

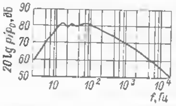


Рис. 2.7. Энергетический спектр взрыва заряда массой 0,45 кг на глубине 36,5 м [67] (p_0 = 1 Па)

доплеровскому сдвигу несущей частоты f_1. Прием сигнала требует обычно поиска доплеровского сдвига несущей, который выполняется, например, с помощью набора фильтров, имеющих различные средние частоты.

Сигналы взрывных источников звука находят применение в эхолокации подводных целей, а также при исследованиях закономерностей распространения сигналов в реальных средах [67]. При взрывах в водной среде возникают ударные волны, давление в которых в зависимости от времени аппроксимируется функцией

$$p(t) = p_0 \exp(-t/t_0), \tag{2.106}$$

где p – мгновенное значение давления через промежуток времени t после возникновения фронта ударной волны.

Спектральная плотность потока энергии $E_0(f)$ в Дж/м^2 . Гц для импульса экспоненциальной формы с пиковым давлением p_0 и постоянной времени t_0 описывается выражением

$$E_0(f) = 2p_0^2\,[\rho c\,(1/t_0^2 + 4\pi^2 f^2)]^{-1}. \tag{2.107}$$

На рис. 2.7 показана кривая спектральной плотности энергии взрывов различных зарядов, приведенных к массе 0,45 кг.

По сравнению с обычными электроакустическими излучателями взрывные источники имеют ряд преимуществ, к числу которых относится мобильность, т. е. для их применения не требуется дополнительной аппаратуры, а сам заряд может быть сброшен и взорван на любой глубине. Мощные короткие импульсы взрывных источников создают широкополосное излучение, что ценно для получения высокой разрешающей способности по дистанции, а также не требуют устройств формирования направленного излучения. К недостаткам взрывных источников относится невозможность их повторяемости (идентичности) и короткая длительность импульсов, осложняющая обработку принятых сигналов, а также вследствие большой излучаемой мощности и ненаправленности – наличие значительных реверберационных помех. Кроме того, сложность управления формой и спектром импульсов излучения не позволяет использовать особенности распространения и отражения их от реальных объектов с целью решения задач обнаружения и распознавания целей.

Помехи приему **гидроакустических сигналов**. Под гидроакустическими помехами подразумевают акустические колебания, воздействующие

на приемную АА, на фоне которых происходит прием полезного сигнала. По происхождению помехи могут быть преднамеренными (искусственными) и естественными, шумовыми и тональными. По источнику формирования они могут быть внешними (шумы окружающей среды, носителя ГАС и т. д.) и внутренними (шумы ГАС). Особый класс помех представляют собой реверберационные помехи, характерные для работы гидролокаторов в активном режиме. Основными статистическими характеристиками помех являются их корреляционные функции или спектры мощности (интенсивности), зная которые, оценивают уровень шума, воспринимаемый приемной АА.

Спектр мощности (интенсивности) характеризует распределение мощности помехи по частоте и определяется величиной, имеющей размерность Вт/м^2 Гц:

$$S_I(f) = dI/df. \tag{2.108}$$

Интенсивность шума в полосе частот от f_1 до f_2 при этом определяется как

$$I_{\Delta f} = \int_{f_1}^{f_2} S_I(f)\,df, \tag{2.109}$$

где $S_I(f)$ – спектральная плотность интенсивности.

Наряду со спектральной плотностью интенсивности оперируют также спектральной плотностью квадрата акустического давления

$$S_p(f) = \frac{d\overline{p^2(t)}}{df} \tag{2.110}$$

и квадрат акустического давления в полосе частот находят из выражения

$$\overline{p^2(t)} = \int_{f_1}^{f_2} S_p(f)\,df.$$

Эти две характеристики общего уровня помех связаны соотношением

$$I = p^2/\rho c,$$

где p – давление, Па; ρc – волновое сопротивление среды.

График зависимости спектральной плотности мощности помех от частоты строят в логарифмическом масштабе, используя величину $N = 10\lg S_p(f)/p_0^2$, где p_0 – начальный (эталонный) уровень давления. При расчетах функцию $S_p(f)$ обычно аппроксимируют зависимостью af^{-n}, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, где n – положительное целое или дробное число (показатель скорости спада спектра помех), a – размерная постоянная. Тогда

$$N = (10\lg a - 10\,n\lg f - 20\lg p_0)\ \text{дБ}. \tag{2.111}$$

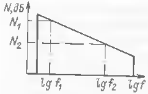


Рис. 2.8. Спектрограмма шума в двойном логарифмическом масштабе

В двойном логарифмическом масштабе уравнение (2.111) имеет вид прямой линии, откуда легко получить численные значения a и n (рис. 2.8).

Используя формулу (2.111) и рис. 2.8, определяем величины n и a:

$$n = \frac{N_1 - N_2}{10(\lg f_2 - \lg f_1)} \qquad (2.112)$$

$$\lg a = \frac{N_1 \lg f_2 - N_2 \lg f_1}{10(\lg f_2 - \lg f_1)} \qquad (2.113)$$

Зная $S_p(f)$, можно определить средний квадрат давления по формуле (2.110), откуда

$$\overline{p^2(t)} = \frac{a}{n-1} \; \frac{f_2^{n-1} - f_1^{n-1}}{f_2^{n-1} f_1^{n-1}} \qquad (2.114)$$

Эффективное значение давления в полосе частот от f_1 до f_2 находят по формуле

$$p_{эф} = \sqrt{\frac{a}{n-1} \; \frac{f_2^{n-1} - f_1^{n-1}}{f_2^{n-1} f_1^{n-1}}} \qquad (2.115)$$

Часто убывающий с частотой спектр заменяют эквивалентным по энергии равномерным спектром со спектральной плотностью $S_p(f) = af_э^{-n}$, где $f_э$ – эквивалентная частота, определяемая из выражения

$$f_э = \sqrt{\frac{(n-1)(f_2 - f_1) f_2^{n-1} f_1^{n-1}}{f_2^{n-1} - f_1^{n-1}}} \qquad (2.116)$$

В случае, если $n = 2$, т. е. когда спад спектра равен 6 дБ на октаву (принимается в большинстве практических применений), эквивалентная частота является средней геометрической, что следует из (2.116):

$$f_э = \sqrt{f_1 f_2} \qquad (2.117)$$

В инженерных расчетах широко используется следующая из (2.115) формула для оценки уровня помех на выходе АА, имеющей коэффициент концентрации γ_2:

$$p_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = \frac{p_п(1, 1, 1)\sqrt{\Delta f}}{f_э^{n/2}\sqrt{\gamma_2}} \qquad (2.118)$$

или в терминах интенсивности

$$I_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = \frac{I_п(1, 1, 1)\,\Delta f}{f_э^{n}\gamma_2}, \qquad (2.119)$$

где $p_п(1, 1, 1)$, $I_п(1, 1, 1)$ – стандартное (приведенное) значение давления (интенсивности) помех в полосе 1 Гц на частоте 1 кГц при ненаправленном приеме ($\gamma_2 = 1$): Δf – в Гц; $f_э$ – в кГц.

Если помеха имеет дискретный спектр (ДС), а прием происходит в полосе частот, охватывающей ряд ДС, то полное эффективное давление помех определяется как

$$p_{эф} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} p_{i\,эф}^2}, \qquad (2.120)$$

где $p_{i\,эф}$ – эффективное давление i-й ДС.

При сплошном равномерном спектре интенсивность помехи пропорциональна полосе частот $\Delta f = f_2 - f_1$, а эффективное давление пропорционально $\sqrt{\Delta f}$. Если обнаружение цели происходит по ДС в спектре ее шумоизлучения и в полосе частот дискреты $\Delta f_д$, то сплошная составляющая спектра на частоте $f_д$ дискреты $p_п(f_д, \Delta f_д)$ в уровнях обозначается, как $20\lg p_п(f_д\,\Delta f_д) = N_п(f_д, \Delta f_д)$.

Внутренние шумы гидролокатора включают в себя собственный шум преобразователя (тепловой шум) и собственный шум приемника или шумфактор. Напряжение шумов, соответствующих собственному шуму преобразователя, определяется формулой Найквиста:

$$u_ш = \sqrt{4R_{изл}\,kT\Delta f}, \qquad (2.121)$$

где $R_{изл}$ – сопротивление излучения; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура сопротивления и Δf – ширина полосы пропускания.

В инженерных расчетах пользуются также упрощенной формулой

$$u_ш\ мкВ = 4\sqrt{R\ (МОМ)\ \Delta f\ (кГц)}. \qquad (2.122)$$

Тепловой шум является по интенсивности самым малым и наблюдается только в отсутствие всех других шумов. Собственный шум приемника учитывается шум-фактором или коэффициентом шума $K_{пр}$, который умножается на мощность шума, определяемую формулой (2.122). Коэффициент шума группы приемник-гидрофон будет при этом равен $K_{пр.г} = K_{пр}/\eta$, где η – коэффициент полезного действия гидрофона $\eta = R_{изл}/(R_{изл} + R_{пот})$, ($R_{пот}$ – сопротивление потерь).

Обычно оперируют результирующим коэффициентом шума ГАС, как частным от деления суммарной мощности всех источников помех на мощность теплового шума $P_т$ [26]:

$$K_{рез} = \frac{P_т + P_{пр.г} + P_{вн}}{P_т}, \qquad (2.123)$$

где $P_{вн}$ – мощность внешних источников помех.

Формулу (2.123) записывают также в виде

$$K_{\text{рез}} = K_{\text{вн}} + \frac{K_{\text{пр}}}{\eta} - 1. \tag{2.124}$$

При инженерных расчетах чаще всего приходится решать задачу оценки соотношения результирующего коэффициента шума и коэффициента шума, обусловленного внешними источниками помех, чтобы определить разумный предел снижения шум-фактора ГАС, устанавливаемой на различных носителях. Тогда

$$\frac{K_{\text{рез}}}{K_{\text{вн}}} = 1 + \frac{1}{K_{\text{вн}}} \left(\frac{K_{\text{пр}}}{\eta} - 1\right). \tag{2.125}$$

Шумы моря, обусловленные тепловым движением частиц воды, являются нижним пределом собственных шумов окружающей среды почти на всех частотах вплоть до частоты 50 кГц. На частотах от 50 до 200 кГц этот шум в зависимости от состояния моря может стать доминирующим. Уровень тепловых шумов (в дБ относительно 1 н/м²) при температуре 15 °С и частоте f, Гц в полосе 1 Гц определяется зависимостью

$$L_{\text{дБ}} = -195 + 20 \lg f. \tag{2.126}$$

Шум, обусловленный волнением моря и зависящий от скорости ветра, имеет наиболее существенное значение на частотах примерно от 1 до 50 кГц. Спектральные уровни шумов при всех состояниях моря спадают со скоростью 5 дБ/октава.

Биологические шумы, вызванные деятельностью позвоночных животных и ракообразных, могут создавать фон в диапазоне звуковых частот от −30 до 20 дБ [25], отдельные животные издают звуки с низкими частотами или импульсные сигналы, например крики косаток – что-то вроде мяуканья, модулированного по частоте в рабочем диапазоне частот шумопеленгаторов (от нескольких кГц до нескольких десятков кГц).

Шумы от движения судов создают значительные уровни в инфразвуковом диапазоне частот, зависящие от интенсивности судоходства в данном районе. В нижней части инфразвукового диапазона уровень шумов определяется давлением поверхностных волн, землетрясениями и так называемым сейсмическим фоном [2].

В арктических и антарктических районах значительный уровень помехи создается подледными шумами, вызываемыми процессами разрушения ледового покрова. Отличительной особенностью этих шумов является локальность источников, т. е. поле подледных шумов существенно анизотропно.

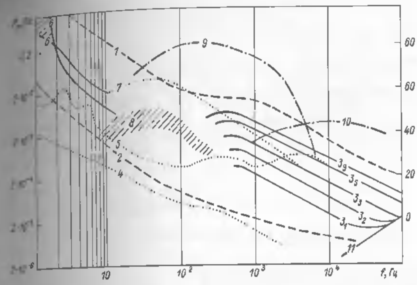


Рис. 2.9. Спектральные характеристики источников помех работе ГАС

1, 2 – максимальный и минимальный уровни шумов моря; 3 – шум волнения моря (подстроечные индексы – баллы скорости ветра); 4, 5 – подледные шумы; 6 – сейсмический фонд; 7 – шумы судоходства; 8 – шумы судоходных трасс; 9, 10 – шумы креветок и рыб семейства горбылевых; 11 – тепловой шум моря

На рис. 2.9 представлены спектральные характеристики шумов моря [2], являющихся источниками помех приему гидроакустических сигналов, которые могут быть использованы в инженерных расчетах.

На рис. 2.9 по левой оси ординат отложены абсолютные уровни акустического давления, а по правой – уровни в дБ относительно $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ н/м².

Источниками помех, обусловленных движением носителей ГАС, являются шумы механизмов и машин, шумы гребных винтов и гидродинамические шумы. Шум механизмов и машин преобладает на малых скоростях хода (до 10 ... 12 уз) и имеет широкий сплошной спектр с ДС на резонансных частотах отдельных механизмов. Гидродинамический шум преобладает на средних скоростях хода и имеет сплошной спектр в широкой полосе частот. На больших скоростях (20 ... 22 уз) существенный вклад в поле помех вносят гребные винты, которые порождают шум сплошного спектра в широкой полосе частот и ДС на частоте вращения гребного вала, ее гармониках, а также лопастные ДС на частотах

$$f_{\text{Гц}} = \frac{nz}{60}\, i, \tag{2.127}$$

Рис 2.10 Спектральные характеристики шумов носителя на входе ГАС

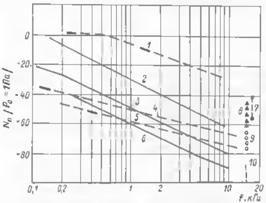


Рис 2.10 Спектральные характеристики шумов носителя на входе ГАС

1 – спектр шума подводной лодки; *2, 3, 6* – спектры помех подводной лодки большой, средней и малой шумности соответственно; *4* – шум моря при волнении пять баллов; *5* – шум моря при волнении два балла; *7, 8, 9* – уровень помех на частоте 15 кГц для сторожевого корабля при скорости 18, 22 и 10 уз соответственно; *10* – минимальный уровень помех подводной лодки

где n – число оборотов гребного вала в минуту; z – число лопастей гребного винта, $i = 1, 2, 3, \ldots$ При практических расчетах поле помех полагают изотропным, а его спектральный уровень со спадом примерно 6 дБ на октаву (спад интенсивности $\sim f^2$), как показано на рис. 2.10.

На рис. 2.10 показаны спектральные характеристики поля помех различных носителей ГАС. Для сравнения показан спектральный уровень шумового поля подводной лодки, откуда следует, что уровни первичных полей объектов – носителей ГАС на 40 ... 45 дБ превышают уровни полей помех.

В зависимости от скорости хода различные составляющие поля помех изменяются по-разному, однако результирующий уровень помех растет примерно пропорционально третьей степени скорости, что учитывается дополнительным множителем в формулах (2.118) и (2.119):

$$P_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = \frac{p_п(1,1,1)\sqrt{\Delta f}}{f_э^{n/2}\sqrt{\gamma_2}}\left(\frac{v}{v_0}\right)^3$$

$$I_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = \frac{I_п(1,1,1)\,\Delta f}{f_э^{n}\,\gamma_2}\left(\frac{v}{v_0}\right)^6 \qquad (2.128)$$

где v_0 – скорость, на которой измерена величина $p_п(1,1,1)$, $I_п(1,1,1)$. Изменение уровня помех на входе ГАС в зависимости от скорости сторожевого корабля [20] представлено на рис. 2.11 (в дБ относительно $p_0 = 1$ Па).

Хотя на практике поле помех полагают изотропным, часто это приближение имеет неудовлетворительную точность, поэтому в выражения (2.128) вводят поправочный коэффициент, учитывающий анизотропию поля. Более точным является учет направленности поля помех при оценке помехоустойчивости АА в соответствии с выражением

$$K = \frac{\int_{4\pi} s(\alpha,\varphi) R(\alpha,\varphi)\, d\Omega \,/ \int_{4\pi} N(\alpha,\varphi) R(\alpha,\varphi)\, d\Omega}{\int_{4\pi} s(\alpha,\varphi)\, d\Omega \,/ \int_{4\pi} N(\alpha,\varphi)\, d\Omega} \qquad (2.129)$$

где $s(\alpha, \varphi)$ и $N(\alpha, \varphi)$ – функции, описывающие поля сигнала и помех соответственно; K – коэффициент помехоустойчивости АА.

Очевидно, что в случае сигнала, представляющего собой плоскую волну, и изотропной помехи выражение (2.129) переходит в (1.9), описывающее коэффициент концентрации АА при приеме. Если в качестве источника помех выступает поверхностный шум, то функция $N(\alpha)$, описывается выражением

$$N(\alpha) = N_0 \cos^{2m}(\alpha), \qquad (2.130)$$

где N_0 – интенсивность шума при $\alpha = 0$; α – угол отсчитываемый от нормали к поверхности.

На практике в зависимости от условий и методов измерений были получены значения $m = 1 \ldots 3$.

В реальных условиях угловое распределение помех имеет явно выраженную частотную зависимость. На низких частотах (сотни Гц) с горизонтальных направлений интенсивность шума может быть на 16 ... 20 дБ выше, чем с вертикальных, и эта разница уменьшается при усилении ветрового волнения. На высоких частотах (более 1 кГц) наблюдается обратная закономерность, т. е. с вертикальных направлений интенсивность шума может быть на 6 ... 8 дБ выше, чем с горизонтальных, а при усилении ветра эта разница увеличивается [67].

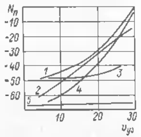


Рис. 2.11. Типовая зависимость составляющих поля помех от скорости

1 – результирующий уровень помех; *2* – гидродинамический шум; *3* – шум машин и вспомогательных механизмов; *4* – шум гребных винтов; *5* – шум моря при трех баллах

Реверберационная помеха является характерной для работы ГАС в активных режимах и ее можно рассматривать как результат наложения в точке приема множества независимых случайных возмущений в виде элементарных акустических сигналов, рассеянных неоднородностями окружающей среды. Дискретную каноническую модель ближней морской реверберации, представляющую результирующий реверберационный сигнал, представляют в виде

$$u_p(t) = \sum_{i=1}^{N} a_i M(t_i)\, u_c(t - t_i), \qquad (2.131)$$

где a_i – случайный коэффициент рассеяния для i-го рассеивателя; t_i – момент прихода в точку приема i-го элементарного сигнала; $u_c(t - t_i)$ – функция, описывающая зондирующий (излученный) сигнал; $M(t_i)$ – некоторая функция, описывающая убывание сигнала в процессе распространения в среде; N – число элементарных сигналов, рассеянных неоднородностями. Дискретная модель, определяемая формулой (2.131), при решении практических задач может быть представлена в различном виде, например в комплексном и т. д.

§ 2.3. Оптимальные гидроакустические обнаружители

Под обнаружением понимают процесс принятия решения о наличии объекта поиска в зоне действия ГАС путем установления с ним прямого энергетического контакта [1]. Условия, при которых производится обработка сигналов, могут быть различными, например: прием сигнала с известными параметрами на фоне шума, сигналов с неизвестными параметрами на фоне шума и случайных сигналов на фоне шума. В качестве помехи могут быть как гауссовый, так и негауссовый шумы. Суть решения задачи состоит в выработке алгоритма, на основании которого синтезируется обнаружитель, оптимальный для выбранных условий.

В зависимости от наличия априорных сведений о параметрах входного процесса различают параметрические и непараметрические методы обработки. *Параметрические* методы применимы, когда априорные сведения ограничиваются знанием вида закона распределения входного процесса без знания параметров закона, а *непараметрические* – когда имеются лишь самые общие сведения относительно допустимых видов распределения. Непараметрические методы реализуются путем преобразования исходных данных в знаковую или ранговую информацию. Под рангом понимают номер элемента x_i в вариационном ряду упорядоченной выборки измеряемой величины. Процедура вычисления ранга представляется в виде [42]:

$$r_i = \sum_{j=1}^{n} 0{,}5\,[u(x_i - x_j) + 1], \qquad (2.132)$$

где $u(z) = 1$ при $z > 0$, $u(z) = 0$ при $z \leqslant 0$.

Совокупность рангов всех элементов выборки называется ранговым вектором $\{r_i\}$, реализация которого равновероятна, если элементы исходной выборки независимы и одинаково распределены. Эта независимость рангового вектора от конкретного вида распределения выборки обеспечивает инвариантность $P_{\text{л.т}}$. Обнаружение сигнала возможно на основании изменения закона распределения пространства рангов, которое известно при отсутствии сигналов.

На рис. 2.12 показана структура рангового обнаружителя, в котором осуществляется переход из пространства наблюдений с произвольной функцией распределения к пространству рангов, имеющих при отсутствии сигналов известное распределение. Ценное свойство ранговых обнаружителей – простая реализуемость с использованием цифровой техники

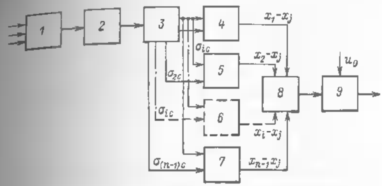


Рис. 2.12 Структура непараметрического обнаружителя

1 – линейный тракт приема сигнала; 2 – линейный детектор; 3 – линия задержки; 4 ... 7 – схемы сравнения; 8 – накопитель; 9 – решающее устройство

В параметрических обнаружителях закон распределения предполагается известным и неизменным в течение времени реализации сигнала и помехи. В этом случае алгоритм обработки сигналов зависит от выбранного критерия принятия решения. Практически все критерии, реализуемые в ГАС, исходящие из байесовского, приводят к вычислению отношения правдоподобия, которое для пространственно-временных сигналов имеет вид

$$\lambda[u(t, \vec{r})] = \frac{F^s[u(t, \vec{r})]}{F^0[u(t, \vec{r})]}, \qquad (2.133)$$

где F^s, F^0 – функционал плотности вероятности анализируемого процесса.

Устройство, осуществляющее обработку процесса, включает в себя два блока: вычисления λ и сравнения его с порогом. Синтез алгоритма и структура тракта, осуществляющего вычисление λ, состоит в следующем:

– поля сигнала $u_c(t, \vec{r})$ и помехи представляются в виде разложений по собственным функциям $u_п(t, \vec{r})$ пространственно-временного корреляционного ядра $R_N(t_1, t_2; \vec{r}_1, \vec{r}_2)$, где функции $\varphi_k(t, \vec{r})$ образуют полную ортонормированную систему и удовлетворяют уравнению

$$\int_{\vec{\Omega}} \int_{t_0(\vec{r})}^{t_0(\vec{r}) + T} R_N(t_1, t_2; \vec{r}_1, \vec{r}_2)\, \varphi_k(t_2, \vec{r}_2)\, dt_2\, d\vec{r}_2 = \rho_k \varphi_k(t, \vec{r}) \qquad (2.134)$$

Здесь $\vec{\Omega}$ и $t_0(\vec{r})$, $t_0(\vec{r}) + T$ – соответственно пространственные и временные интервалы наблюдения,

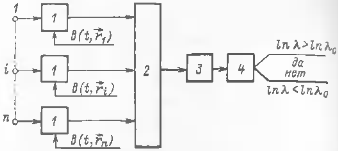


Рис. 2.13. Структура оптимального обнаружителя для известного сигнала

1 – умножитель; *2* – сумматор; *3* – интегратор; *4* – пороговое устройство

– выражение (2.134) представляется в виде

$$\int\limits_{\Omega}\int\limits_{T} R_N(t_1, t_2; \vec{r}_1, \vec{r}_2)\, b(t_2, \vec{r}_2)\, dt_2 d\vec{r}_2 = s(t, \vec{r}), \qquad (2.135)$$

где $s(t, \vec{r})$ – функция, описывающая поле сигнала.

Тогда алгоритм оптимальной обработки определяется соотношением

$$u_{\text{вых}} = \int\limits_{\Omega}\int\limits_{T} b(t, \vec{r})\, u_{\text{вх}}(t, \vec{r})\, dt\, d\vec{r}, \qquad (2.136)$$

где $b(t, \vec{r})$ определяет структуру оптимального обнаружителя и является решением интегрального уравнения (2.135).

Примером решения уравнения (2.135) может служить определение оптимальной структуры обнаружителя для точно известного сигнала [42], когда для дискретной антенны уравнение представляют в виде системы интегральных уравнений для малых непересекающихся областей:

$$\sum_{i=1}^{n} \int\limits_{t_0(\vec{r}_i)}^{t_0(\vec{r}_i)+T} R_N(t_1, t_2; \vec{r}_j, \vec{r}_i)\, B(t_1, \vec{r}_i)\, dt_1 = s(t, \vec{r}_j).$$

Из этой системы определяется структура оптимального обнаружителя $B(t_1, \vec{r}_i)$ и соответственно оптимальный алгоритм обработки:

$$u_{\text{вых}} = \sum_{i=1}^{n} \int\limits_{t_0(\vec{r}_i)}^{t_0(\vec{r}_i)+T} u(t, \vec{r}_i)\, B(t, \vec{r}_i)\, dt. \qquad (2.137)$$

Структура оптимального обнаружителя, определяемая этим выражением, представлена на рис. 2.13. Линейность операций суммирования и интегрирования позволяют в этой структуре осуществлять их в любой последовательности. Физической основой *пространственной обработки*

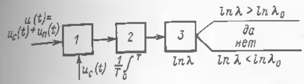


Рис. 2.14. Структура корреляционного приемника

1 – умножитель; *2* – интегратор; *3* – пороговое устройство

акустических полей является когерентное суммирование (с учетом фазы полезного сигнала с заданного направления всеми элементами АА и энергетическое суммирование некоррелированных или слабо коррелированных помех от элемента к элементу АА.

Под пространственной обработкой (ПО) понимают действия по получению оптимальной выборки в пространстве поля сигнал/помехи и амплитудно-фазовые преобразования сигналов с целью представления информации в виде, удобном для принятия решения. В результате ПО выделяется процесс, характеризующий поле полезного сигнала.

Под **временной обработкой** (ВО) понимают совокупность преобразований входного процесса с целью максимизации отношения сигнал/помеха по заданному параметру.

Если сходны временные корреляционные функции помехи и сигнала, то ВО неэффективна (при этом сохраняется эффективность временного усреднения после нелинейного элемента) и основным инструментом решения задачи является ПО. При построении приемных трактов ГАС, как правило, ориентируются на некоторые вполне определенные корреляционные свойства сигналов и помех, поэтому при их отличии имеется возможность выделения сигнала при отсутствии ПО. Тогда из выражения (2.137) получаем для процедуры одноканальной ВО

$$u_{\text{вых}} = \int\limits_{t_0}^{t_0+T} u_{\text{вх}}(t)\, B(t)\, dt, \qquad (2.138)$$

где $B(t)$ – решение интегрального уравнения,

$$\int\limits_{t_0}^{t_0+T} R_N(t, t_1)\, B(t)\, dt_1 = s(t). \qquad (2.139)$$

Простейшим случаем ПО является формирование ДН и управление ею. ВО практически реализуется в виде устройств корреляции, фильтрации (спектрального анализа), усреднения (накопления). Так, в оптимальном обнаружителе точно известного сигнала функция $B(t)$ в выражении (2.138) является копией сигнала $s(t)$ и структура обнаружителя представляет собой **корреляционный приемник**, показанный на рис. 2.14. Такой приемник вычисляет взаимную корреляционную функцию между принимаемым процессом и копией сигнала. Эту функцию можно

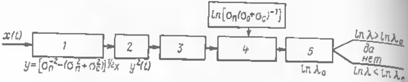


Рис. 2.15. Структура оптимального обнаружителя шумового сигнала на фоне гауссовской помехи

1 – линейно-преобразующее устройство; *2* – квадратор; *3* – интегратор; *4* – сумматор; *5* – пороговое устройство

получить также при помощи **согласованного фильтра**, рассматриваемого в следующем параграфе.

Структура оптимального одноканального гидроакустического обнаружителя при обнаружении гауссовского стационарного шумового сигнала на фоне стационарной гауссовской шумовой помехи (случай шумопеленгования) определяется параметрами плотностей распределения вероятностей процессов на входе тракта обработки и видом критерия принятия решения. В этом случае алгоритм вычисления отношения правдоподобия определяет структуру оптимального обнаружителя в составе линейно-преобразующего устройства, подключенного к сумматору, формирующему логарифм отношения правдоподобия. Структура такого обнаружителя представлена на рис. 2.15. Эта структура видоизменяется при приеме слабых сигналов, что имеет место на практике в большинстве случаев путем изменения функций, выполняемых линейно-преобразующим устройством.

§ 2.4. Оптимальная фильтрация гидроакустических сигналов

Формулировка задачи фильтрации случайных функций состоит в том, что требуется произвести оценку сигнальной функции $\hat{s}(t)$ по наблюдаемой функции $z(t)$, статистически связанной с $s(t)$. Наиболее разработанной является теория *линейной* фильтрации, которую часто называют винеровской или интегральной, поскольку здесь оптимальный фильтр представляется в виде интегрального оператора, а исходная задача сводится к решению интегрального уравнения Винера–Хопфа:

$$K_{sz}(t,\tau) = \int_{T_i}^{t} h_0(t,u) K_{zz}(u,\tau)\,du, \quad T_i < \tau < t, \qquad (2.140)$$

где $K_{sz}(t, \tau)$ – взаимная коварнационная функция между принятым и выделяемым сигналом: $K_{zz}(u, \tau)$ – ковариационная функция принимаемого сигнала; $h_0(t, u)$ – импульсная характеристика оптимального фильтра.

Такой оптимальный линейный фильтр во временной области полностью характеризуется функцией $h_0(t, u)$ или в частотной области комплексной передаточной функцией

$$H_0(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h_0(\tau)\,e^{-j\omega\tau}\,d\tau,$$

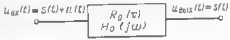


Рис. 2.16. Оптимальный линейный фильтр

как показано на рис. 2.16. Синтез фильтра состоит в отыскании этих функций и оценке их технической реализуемости.

Динамическая фильтрация развита в работах Р. Калмана и Р. Бьюси. В основе калмановского подхода лежит структурная модель случайного процесса (поля) как выхода динамической системы, возбуждаемой белым шумом. Оптимальный фильтр представляется в виде системы дифференциальных уравнений, управляемой наблюдаемым процессом. Преимуществом в этом случае является то, что если даже уравнения не решаются аналитически, их всегда можно решить при помощи аналоговой или ЦВМ. В качестве простого примера можно привести *RC*-фильтр и его модель, представленные на рис. 2.17, где в качестве переменной состояния выступает напряжение на конденсаторе, являющееся оценкой выделяемого сигнала $\hat{s}(t)$ в соответствии с уравнением $(RC)\,\dot{s}(t) + s(t) = u_{вх}(t)$, а начальное условие $s(t_0)$ выступает в качестве смещения на выходе интегратора.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением задач линейной фильтрации, предполагая аддитивное взаимодействие сигнала с шумом, т. е. $u(t) = s(t) + n(t)$.

Оптимальная фильтрация по **критерию минимума среднеквадратичной ошибки** (СКО) заключается в определении системы, которая из принимаемой смеси с минимальной СКО выделяет полезный сигнал, иначе говоря, системы, минимизирующей величину

$$\epsilon^2 = M\,[\hat{s}(t) - s(t+\tau)]^2. \qquad (2.141)$$

Введение в это выражение временного сдвига τ означает, что при $\tau > 0$ оценка $\hat{s}(t)$ на выходе системы должна предсказывать значение входного сигнала на время τ вперед, при $\tau = 0$ задача сводится к выделению

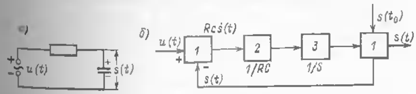


Рис. 2.17. Динамический *RC*-фильтр (*а*) и его аналоговая модель (*б*)

1 – сумматор; *2* – усилитель; *3* – интегратор (сглаживанию) сигнала $s(t)$ из колебания $u(t)$. В этом случае импульсная характеристика фильтра должна удовлетворить уравнению Винера-Хопфа.

Практические методы решения, удовлетворяющие главным образом требованию физической реализуемости оптимального фильтра, приводятся в [14]. В частном, но весьма важном с практической точки зрения случае дробно-рациональной спектральной плотности $S_4(\omega)$ входного процесса $u(t)$ из (2.140) можно получить следующее выражение для передаточной функции $H_0(j\omega)$ [27]:

$$H_0(j\omega) = \frac{1}{2\pi F(j\omega)} \int_0^{\infty} e^{-j\omega\tau} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_{su}(\Omega)}{F^*(j\Omega)} e^{j\Omega(\tau+\Delta)} d\Omega. \quad (2.142)$$

Здесь

$$\left.\begin{aligned} &F(j\omega) F^*(j\omega) = |F(j\omega)|^2 = S_4(\omega);\\ &S_u(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_u(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau;\\ &S_{su}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_{su}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau. \end{aligned}\right\} \quad (2.143)$$

При этом минимальная СКО фильтрации равна

$$\epsilon^2_{\min} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [S_s(\omega) - |H_0(j\omega)|^2 S_u(\omega)\, d\omega, \quad (2.144)$$

где

$$S_s(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_s(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau.$$

Важным практическим случаем в гидроакустике является сглаживание аддитивной смеси взаимно независимых стационарных случайного процесса $s(t)$ и белого шума $n(t)$ с функцией ковариации $K_n(\tau) = 0{,}5 N_0 \delta/\tau)$, поскольку для всех рациональных спектров можно подобрать реализуемый линейный фильтр с постоянными во времени параметрами, выход которого является белым процессом („выбеливающий" фильтр), когда на входе действует $u(t)$ и обратным которому является также реализуемый линейный фильтр [18]. В этом случае решение оказывается тривиальным. Если же „выбеливается" помеха, а сигнал представляет собой стационарный случайный процесс, то выражение (2.142) упрощается следующим образом [21]:

$$H_0(j\omega) = 1 - 0{,}5 N_0 [S_s(\omega) + 0{,}5 N_0]_+^{-1}, \quad (2.145)$$

где индекс "+" у выражения в квадратных скобках означает, что при его разложении на простые дроби должны быть оставлены только те из них,

которые соответствуют полюсам, расположенным в верхней полуплоскости. Минимальная СКО для рассматриваемого случая может быть вычислена по формуле [18]:

$$\epsilon^2_{\min} = 1/2 N_0 \int_{-\infty}^{\infty} \ln(1 + 2 S_s(\omega)/N_0)\, d\omega/2\pi. \quad (2.146)$$

Поскольку практические вычисления по формуле (2.142) оказываются довольно громоздкими, имеет смысл иногда не накладывать на оптимальный фильтр требования физической реализуемости, а полагать в формуле (2.140) нижний предел равным $-\infty$. Тогда решение этого уравнения приводит к выражению для передаточной функции физически нереализуемого оптимального фильтра в виде

$$H_0(j\omega) = \frac{S_{su}(\omega)}{S_u(\omega)} \exp(j\omega\Delta), \quad (2.147)$$

а минимальная СКО и в этом случае вычисляется по формуле (2.146). В частном случае статистически независимых сигналов $s(t)$ и шума $u(t)$, имеющих нулевые средние значения, формула (2.147) имеет вид

$$H_0(j\omega) = \frac{S_s(\omega)}{S_s(\omega) + S_{\text{п}}(\omega)} e^{j\omega\Delta} \quad (2.148)$$

Хотя формулы (2.147) и (2.148) соответствуют нереализуемым фильтрам, они полезны для практических случаев, так как позволяют оценить предельную точность реализуемых оптимальных фильтров.

Оптимальная линейная фильтрация по критерию максимума отношения сигнал/помеха состоит в определении устройства, максимизирующего на своем выходе величину

$$K_\delta^2 = \frac{|u_{\text{вых}}(t)|^2}{2N}, \quad (2.149)$$

где K_δ^2 – отношение сигнал/помеха по мощности на выходе фильтра; $u_{\text{вых}}(t)$ – значение комплексной огибающей сигнальной составляющей на выходе фильтра; N – средняя мощность помехи.

Раскрывая содержание входящих в (2.149) членов, имеем для выходного отношения сигнал/помеха на выходе фильтра в момент $t = T_s$:

$$K^2_{\delta}\Big|_{t=T_s} = \left|\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_0(j\omega) S_s(j\omega) e^{j\omega T_s} d\omega\right|^2 \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{п}}(\omega) |H(j\omega)|^2 d\omega\right]^{-1} \quad (2.150)$$

Оптимальным по критерию максимума отношения сигнал/помеха является линейный фильтр, максимизирующий отношение (2.150). Передаточная функция такого фильтра равна [21, 89]:

$$H_0(j\omega) = kS_s^*(j\omega)[S_п(\omega)]\exp(-j\omega T_s), \qquad (2.151)$$

где k – некоторая постоянная; $S_s^*(j\omega)$ – функция, комплексно-сопряженная со спектром $S_s(j\omega)$ входного сигнала $s(t)$; $S_п(\omega)$ – спектральная плотность помехи.

Оптимальный фильтр, коэффициент передачи которого определяется выражением (2.151), является фильтром, согласованным с комплексной огибающей принимаемого сигнала. Это согласование следует понимать следующим образом:

– амплитудно-частотная характеристика согласонанного фильтра должна быть пропорциональна отношению амплитудного спектра сигнала $S(j\omega)$ к спектральной плотности мощности помехи $S_п(\omega)$ на каждой данной частоте, т. е. модуль амплитудно-частотной характеристики оптимального фильтра с точностью до постоянной k должен быть равен

$$|H(j\omega)| = |S(j\omega)|[S_п(\omega)|^{-1}; \qquad (2.152)$$

– фазовый сдвиг оптимального фильтра на каждой частоте компенсирует начальную фазу элемента ожидаемого сигнала на этой частоте и, кроме того, вносит сдвиг фазы, линейно зависящий от частоты, эквивалентной задержке на время T_s, т. е. фазовая характеристика такого фильтра должна определяться выражением

$$\varphi(\omega) = -[\varphi_s(\omega) + \omega T_s], \qquad (2.153)$$

где $\varphi_s(\omega)$ – фазовый спектр сигнала.

Максимальная величина выходного отношения сигнал/помеха для согласованного фильтра определяется как

$$K^2_{\delta\, t=T_s} \leqslant \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |S_s(j\omega)|^2[S_п(\omega)]^{-1}d\omega. \qquad (2.154)$$

Если помеха представляет собой стационарный нормальный белый шум с энергетическим спектром $S_п(\omega) = N_0/2$, то формула (2.151) принимает вид

$$H_0(j\omega) = kS^*(j\omega)\exp[-j\omega T_s], \qquad (2.155)$$

а максимальное значение отношения сигнал/помеха в этом случае получается равным

$$K^2_{\delta\,\max} = \frac{1}{2\pi N_0} \int_{-\infty}^{\infty} |S(j\omega)|^2 d\omega. \qquad (2.156)$$

Согласно теореме Парсеваля выражение

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |S(j\omega)|^2 d\omega = E_c$$

представляет собой энергию принимаемого сигнала и с учетом этого равенства (2.156) можно представить в виде

$$K^2_{\delta\,\max} = \frac{P_s T \Delta f_s}{N_0 \Delta f_s}, \qquad (2.157)$$

где P_s – мощность сигнала на входе; T – длительность сигнала; Δf_s – ширина полосы частот сигнала.

Поскольку $N_0 \Delta f_s$ – есть мощность помехи в полосе Δf_s на входе фильтра, то выражение (2.157) можно переписать в виде

$$K^2_{\delta\max\, t=T_s} = (P_s/P_п)_{вх} \Delta f_s T_s, \qquad (2.158)$$

откуда видно, что максимально возможное значение отношения сигнал/помеха по мощности на выходе согласованного фильтра в $\Delta f\, T_s$ раз превышает значение этого отношения ни входе фильтра.

Импульсную переходную функцию можно определить из выражения

$$g_s(t) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} H_0(j\omega)\, e^{j\omega t} d\omega. \qquad (2.159)$$

Подставив сюда значение $H_0(j\omega)$ из равенства (2.155). Тогда

$$g_s(t) = ks(T_s - t), \qquad (2.160)$$

где k – некоторая постоянная величина, имеющая смысл коэффициента усиления.

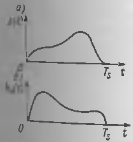


Рис. 2.18. Комплексная частотная реакция оптимального фильтра: а – принимаемый сигнал; б – импульсная переходная функция фильтра

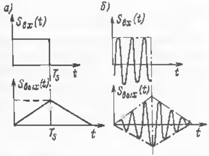


Рис. 2.19. Напряжения на выходе согласованного фильтра для видеоимпульса (а) и радиоимпульса (б)

Из выражения (2.160) видно, что комплексная импульсная реакция оптимального фильтра, согласованного с принимаемым сигналом, представляет собой зеркальное отображение комплексной огибающей сигнала, задержанное на время $t = T_s$, как показано на рис. 2.18. На рис. 2.19 приведены графики напряжений на выходе согласованных фильтров для прямоугольных видео- и радиоимпульсов, откуда видно, что максимум сигнала на выходе фильтра имеет место при $t = T_s$ (T_s – длительность сигнала). Физическая реализуемость согласованного фильтра оценивается по временному либо частотному критерию. Первый требует выполнения условия $h_0(t) = 0$ при $t < 0$, а также, чтобы при $t \to \infty$ функция $h_0(t)$ стремилась к нулю. Частотный критерий (критерий Пэли-Винера) [88] указывает на необходимость и достаточность выполнения условия

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\ln H_0(\omega)|}{1+\omega^2}\, d\omega < \infty$$

Для выполнения критерия Пэли-Винера амплитудно-частотная характеристика фильтра должна быть интегрируемой в квадрате, т. е.

$$\int_{-\infty}^{\infty} |H_0(\omega)|^2 d\omega < \infty. \qquad (2.161)$$

В практических акустических задачах приема сигналов часто вместо оптимальных (согласованных) применяются квазиоптимальные (субоптимальные) фильтры, когда при заданной форме частотной характеристики максимум отношения сигнал/помеха находят подбором ширины полосы пропускания фильтра. Известно, что при прохождении одиночного радиоимпульса с прямоугольной огибающей через идеальный полосовой фильтр с полосой пропускания Δf на фоне помехи типа „белого шума" максимум отношения сигнал/помеха по мощности на выходе фильтра получается при $\Delta f = 1{,}37/T_s$ (T_s – длительность импульса).

Практика приема акустических сигналов показывает, что в случае, когда фазовая характеристика фильтра не играет существенной роли, вполне допустимо ограничиваться квазиоптимальной фильтрацией.

Передаточная функция фильтра, максимизирующего отношение шумовой сигнал/помеха на выходе обобщенного приемного тракта, как показано в [24], имеет вид

$$|H(f)| = k\sqrt{S_s(f)}/S_п(f), \qquad (2.162)$$

где $S_s(f)$ и $S_п(f)$ – соответственно спектральные плотности сигнала и помехи на входе тракта.

Выражение (2.162) определяет модуль коэффициента передачи оптимального фильтра, такой фильтр в иностранной литературе принято называть фильтром Эккарта [41]. Однако этот фильтр принадлежит к классу физически нереализуемых, поскольку условие (2.161) для него

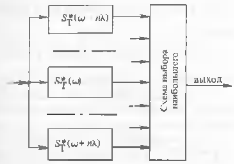


Рис. 2.20. Приемник из набора согласованных фильтров

не выполняется (интеграл расходится). Представив выражение (2.162) в виде

$$H(f) = [\sqrt{S_п(f)}]^{-1} \times$$
$$\times \sqrt{S_s(f)}[\sqrt{S_п(f)}]^{-1}, \qquad (2.163)$$

можно оптимальный фильтр представить в виде последовательного соединения „выбеливающего" спектр помехи фильтра и фильтра, частотная характеристика которого совпадает с формой преобразованного спектра сигнала [20], поскольку

$$S_s(f)H_1^2(f) = S_s(f)/S_п(f). \qquad (2.164)$$

Если спектры мощности сигнала и помехи совпадают, то оптимальный фильтр и субоптимальный „выбеливающий" фильтр практически совпадают, как это следует из (2.163). Отличие оптимального фильтра тем больше, чем больше различаются спектры мощности сигнала и помехи.

Оптимальный фильтр с частотной характеристикой вида (2.149) или (2.155) дает максимальное отношение сигнал/помеха при выходном сигнале, форма которого адэкватна корреляционной функции входного сигнала, т. е. оптимальный фильтр эквивалентен коррелятору, представленному на рис. 2.14. Здесь в соответствии с выражением

$$u_{вых}(t) = \int_0^T s(t-t_3)\, s(t-\tau)\, dt + \int_0^T n(t)\, s(t-\tau)\, dt, \qquad (2.165)$$

производится интегрирование за конечное время, формирующее на выходе коррелятора кратковременную функцию корреляции сигнала при $\tau = t_3$. Однако в случае подвижных целей гидролокаторы, использующие широкополосные сигналы, должны строиться с учетом равномерного сдвига всех составляющих спектра зондирующего сигнала на величину $\Omega_д$, обусловленную эффектом Доплера. Если спектр зондирующего сигнала есть $S_T(\omega)$, то спектр отраженного сигнала можно представить в виде

$$S(\omega) = AS_T(\omega - \Omega_д)\exp[-j(\omega\tau_3 - \theta)], \qquad (2.166)$$

где τ_3 – время запаздывания; A и θ – случайные амплитуда и начальная фаза.

Частотная характеристика приемника, выполняющего оптимальный прием эхо-сигнала, должна иметь вид

$$H(\omega) = A_a \exp[-j\theta] S_0^*(\omega - \Omega_д) \exp[-j\omega(\tau_s - \tau_з)] \qquad (2.167)$$

или

$$H(\omega) = a' S_0^*(\omega - \Omega_д) \exp[-j\omega\tau'],$$

где a' и τ' – новые произвольные постоянные.

Поскольку доплеровское смещение, определяемое радиальной скоростью движения цели, заранее неизвестно, приемная система состоит из набора согласованных фильтров, как показвно на рис. 2.20.

Согласованные фильтры сдвигаются по частоте на величину, кратную $\Omega_д \approx 2\pi T^{-1}$, а необходимое число фильтров выбирается равным произведению полного интервала доплеровских частот на длительность сигнала.

В случае постоянства радиальной скорости цели эхо-сигнал на входе гидролокационного приемника можно представить в виде

$$s_R(t) = S_T(at - 2r_0/c), \qquad (2.168)$$

где a – масштабный коэффициент, $a = 1 - \delta_v$; δ_v – показатель доплеровского сжатия (расширения), $\delta_v = 2v_r/c$; $2r_0/c$ – начальная задержка, соответствующая дальности до цели в момент $t = r_0/c$.

При воздействии на вход приемной гидролокационной системы сигнала, описываемого выражением (2.168), и аддитивного стационарного шума доплеровская дисперсия оказывает влияние на ВХО и разрешающую способность согласованных фильтров.

§ 2.5. Помехоустойчивость приемных трактов ГАС

Схемы обнаружителей по своей структуре являются некоторым приближением к нереализуемым оптимальным структурам и их называют субоптимальными. Нереализуемость оптимальных структур определяется трудностью удовлетворения одной структурой нескольких требований одновременно по решаемым задачам, видам сигналов и помех, а также невозможностью построения с помощью радиоэлектронных элементов моделей, соответствующих математическим условиям оптимизации.

Обобщенный приемный тракт обнаружения с пороговым устройством называют типовым трактом обнаружения (ТТО), который включает преселектор (фильтр высоких частот), безынерционный квадратичный детектор, интегрирующее устройство (фильтр нижних частот) и пороговое устройство, как показано на рис. 2.21.

Задачей любого тракта обнаружения является, помимо представления полей сигнала и помехи в виде, удобном для принятия решения, преобразования смеси сигнала и помехи таким образом, чтобы заданное отношение сигнал/помеха на входе решающего звена (пороговый

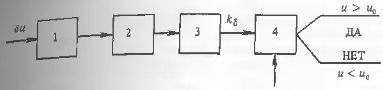


Рис. 2.21. Структура типового тракта обнаружения

1 – полосовой фильтр; *2* – детектор; *3* – интегратор; *4* – пороговое устройство

коэффициент) обеспечить при минимальном отношении сигнал/помеха на входе тракта (коэффициенте распознавания), поэтому качество тракта обработки характеризуется отношением этих коэффициентов

$$Q = K_\delta / \delta,$$

которое называют *коэффициентом помехоустойчивости* обнаружителя. ВХО конкретного тракта обработки сигнала обычно строят исходя из формул (2.17), (2.27), (2.32), подставляя в них величину K_δ в виде аналитического выражения, связывающего величину δ (отношение сигнал/помеха) и параметры тракта обработки. Такие кривые называют рабочими характеристиками тракта обработки.

Например, в случае приема шумового сигнала в достаточно большой полосе частот общее выражение для ВХО определяется следующим образом [24]:

$$P_{п.о} = F\left\{\frac{\delta^2\sqrt{T}}{\sqrt{2}\sqrt{1+2\delta^3}\sqrt{\tau_{ks}}} - \frac{\operatorname{arc} F(1-P_{л.т})}{\sqrt{1+2\delta^2}\sqrt{\tau_{ks}/\tau_{k0}}}\right\}, \qquad (2.169)$$

где $\operatorname{arc} F(1-P_{п.т})$ есть функция, обратная функции $F(1-P_{п.т})$; τ_{ks}, τ_{k0} – интервалы корреляции низкочастотных флюктуаций процесса на выходе детектора при наличии и отсутствии полезного сигнала соответственно.

Применительно к конкретным частным случаям построения приемных трактов формула (2.169) несколько видоизменяется [36]:

– фильтр высокой частоты с прямоугольной частотной характеристикой (идеальный полосовой фильтр) приводит к выражению

$$P_{п.о} = F\left\{\frac{\delta^2\sqrt{\Delta f T}}{\sqrt{1+2\delta^2}} - \frac{1}{\sqrt{1+2\delta^2}} \operatorname{arc} F(1-P_{п.т})\right\}. \qquad (2.170)$$

Поскольку в этом случае можно полагать $\tau_{kc}/\tau_{k0} = 1/2\Delta f$, $\tau_{k0}/\tau_{k0} = 1$, где Δf – полоса пропускания фильтра.

Фильтр высокой частоты с частотной характеристикой колоколообразной формы приводит к выражению

$$P_{п.о} = F\left\{\frac{\sqrt[4]{2}\delta^2\sqrt{\Delta f T}}{\sqrt{1+2\sqrt{2}\delta^2}} - \frac{\arc F(1-P_{п.т})}{\sqrt{1+2\sqrt{2}\,\delta^2}}\right\}, \qquad (2.171)$$

поскольку в этом случае можно полагать

$$\tau_{kc} = \frac{1+2\sqrt{2}\delta^2}{2\sqrt{2}\,(1+2\delta^2\Delta f)}\;;\quad \tau_{k0} = \frac{1}{2\sqrt{2}\,\Delta f}\;.$$

– фильтр высокой частоты с частотной характеристикой в виде резонансной кривой одиночного колебательного контура приводит к выражению

$$P_{п.о} = F\left\{\frac{\sqrt{2}\delta^2\sqrt{\Delta f T}}{1+4\delta^2} - \frac{\arc F(1-P_{п.т})}{\sqrt{1+4\delta^2}}\right\} \qquad (2.172)$$

поскольку в этом случае можно полагать

$$\tau_{k0} = \frac{1}{4\Delta f}\;;\quad \frac{\tau_{kc}}{\tau_{k0}} = \frac{1+4\delta^2}{1+2\delta^2}\;.$$

Уравнения (2.170) ... (2.172) позволяют вычислить пороговое значение входного отношения сигнал/помеха, при котором обеспечивается заданная $P_{п.о}$ при заданной $P_{п.т}$.

При обнаружении модулированного сигнала вида $u(t) = A(t)\cos\omega_0 t$ аналитическое выражение для ВХО имеет вид

$$P_{п.о} = F\left\{\frac{\delta\sqrt{T}}{\sqrt{2}\sqrt{1+2\delta^2}\sqrt{\tau_{ks}}} - \frac{\sqrt{\tau_{k0}}}{\sqrt{\tau_{ks}}}\,\frac{\arc F(1-P_{п.т})}{\sqrt{1+2\delta^2}}\right\}, \qquad (2.173)$$

которое аналогично выражению (2.170) с той лишь разницей, что в ней вместо величины δ – усредненная величина $\tilde\delta$, а вместо величин τ_{k0} и τ_{ks} – усредненные величины $\tilde\tau_{k0}$ и $\tilde\tau_{ks}$:

$$\tilde\tau_{k0} = \int_0^T r_{0.ср}(\tau)\,d\tau;\quad \tilde\tau_{ks} = \int_0^T r_{s.ср}(\tau)\,d\tau.$$

ВХО тракта при приеме шумового сигнала, формирующего на выходе преселектора нормальный стационарный процесс с нулевым математическим ожиданием и дисперсией $\sigma_\Sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_п^2$, имеет вид [43]:

$$P_{п.о} = F\left\{\frac{\delta^2 Q}{1+\delta^2} - \frac{1}{1+\delta^2}\,\arc F(1-P_{п.т})\right\}, \qquad (2.174)$$

где Q – величина выигрыша, вычисляемая по формулам, относящимся к конкретным структурам трактов. В общем случае

$$Q = \left[2/T\int_0^T (1-\tau/T)\,\rho_п^2(\tau)\,d\tau\right]^{-1}, \qquad (2.175)$$

где $\rho_п(\tau)$ – огибающая нормированной корреляционной функции помехи на выходе преселектора. Если, например, в качестве преселектора используется идеальный полосовой фильтр, то $\rho_п(\tau) = \sin\Delta\omega\tau/2/\Delta\omega\tau/2$ и выигрыш в этом случае (при $\Delta f_э T \gg 1$) равен [24]:

$$Q \approx \sqrt{\Delta f_э T}.$$

Часто используются также на практике приближенные формулы оценки помехоустойчивости тракта обработки [60]:

$$а)\ \delta = \frac{\sqrt{k_\delta}}{\sqrt[4]{\Delta f T}}\;;\quad \Delta f T \gg 1;\qquad б)\ \frac{\sqrt{2K_\delta}}{\sqrt{\Delta f T}} = \delta,\quad \Delta f T \approx 1, \qquad (2.176)$$

что соответствует случаю шумопеленгования (а) и гидролокации (б).

Примеры к главе 2

Пример 2.1. Построить ФН прямоугольного импульса единичной энергии и длительности T, а также сечение ФН плоскостями $\omega_д = 0$; $\tau = 0$.

Решение. Аналитически временную функцию импульса длительностью T с заполнением ω_0 можно представить в виде

$$s(t) = \begin{cases} \dfrac{1}{\sqrt{T}}e^{j\omega_0 t} & \text{при } |t| < \dfrac{1}{2}T; \\ 0 & \text{при } |t| > \dfrac{1}{2}T. \end{cases}$$

Найдем частотно-временную корреляционную функцию сигнала, используя выражение (2.85):

$$\Phi(\tau,\omega) = \int_{\tau/2}^{T-\tau/2} s(t-\tau/2)\,s^*(t+\tau/2)\,e^{j\omega_д t}\,dt =$$

$$= e^{j\omega_0\tau}\,1/j\omega_д T\,\left[e^{j\omega_д T - j\omega_д\tau/2} - e^{j\omega_д\tau/2}\right],\ |\tau| \leqslant T.$$

Учитывая, что для ФН справедливо выражение

$$\Psi(\tau,\omega) = |\Phi(\tau,\omega)|^2 = \Phi(\tau,\omega)\,\overset{*}{\Phi}(\tau,\omega),$$

представим $\Phi(\tau,\omega)$ в виде

$$\Phi(\tau,\omega) = e^{j\omega_0\tau}\,\frac{1}{\omega_д T}\,\left[e^{j\omega_д T - j\omega_д\tau/2 - j\pi/2} - e^{j\omega_д\tau/2 - j\pi/2}\right].$$

Откуда

$$\Phi(\tau,\omega_д)\,\Phi^*(\tau,\omega_д)=\left(\frac{2}{\omega_д T}\right)^2\left\{\sin\left[\frac{\omega_д T}{2}\left(1-\frac{|\tau|}{T}\right)\right]\right\}^2$$

или окончательно

$$\theta(\tau,\omega_д)=\left\{\left(1-\frac{|\tau|}{T}\right)\frac{\sin\left[\frac{\omega_д T}{2}\left(1-\frac{|\tau|}{T}\right)\right]}{\frac{\omega_д T}{2}\left(1-\frac{|\tau|}{T}\right)}\right\}^2$$

Для построения ДН запишем ее выражения при сечении плоскостями $\omega_д=0$ и $\tau=0$:

$$|\Phi(\tau,0)|=|1-|\tau|/T|;\quad |\Phi(0,\omega_д)|=\left|\frac{\sin 0{,}5\,\omega_д T}{0{,}5\,\omega_д T}\right|$$

При $|\tau|=T$ значение $|\Phi(\tau,\omega_д)|=0$. На рис. 2.22 показана ДН прямоугольного импульса в сечениях плоскостями $\omega_д=0$ и $\tau=0$. При этом любые цели, попадающие внутрь эллипса, представляющего собой ДН, не могут быть разрешены.

Для нахождения уравнения кривой сечения тела неопределенности в области высокой корреляции необхопимо выражение ФН разложить в двойной ряд Тейлора.

Пример 2.2. В гидролокаторе применяется простой прямоугольный импульсный сигнал длительностью 100 мс при несущей частоте 15 кГц. Построить сечение ФН плоскостями $f_д=0$ и $\tau=0$, а также ДН на уровне $k^2=0{,}25$. Сравнить данные с применением в качестве сигнала импульса длительностью 30 мс при той же несущей частоте.

Решение. Как следует из примера 2.1, уравнение кривой сечения ФН плоскостью $f_д=0$ имеет вид $|\Phi(\tau,0)|=|1-|\tau|/T|$, а при $\tau=0$ $|\Phi(0,f_д)|=|\sin 2\pi f_д T/\pi f_д T|$. На рис. 2.23) построены искомые кривые для $T=100$ мс и $T=30$ мс при $f_0=15$ кГц.

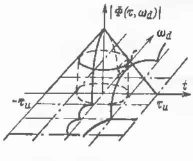


Рис. 2.22. ДН одиночного прямоугольного импульса

Для сечения тела неопределенности на уровне $k=0{,}5$ из выражения (2.97) имеем с учетом примера 2.1

$$0{,}5=\frac{1}{\pi f_д T}\sin\pi f_д(T-|\tau|)$$

и, учитывая, что при высоких уровнях фигура, описываемая этим выражением, представляет собой эллипс, отметим лишь точки его пересечения с осями f и τ. Так, при $\tau=0$ будем

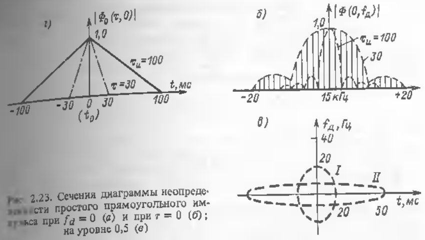


Рис. 2.23. Сечения диаграммы неопределенности простого прямоугольного импульса при $f_d=0$ (а) и при $\tau=0$ (б); на уровне 0,5 (в)

иметь $\pi f_д T=1{,}895$, откуда величина $f_д=1/\pi T\,1{,}895$ и при $T=100$ мс составляет ~6 Гц, а при $T=30$ мс соответственно ~20 Гц. Аналогично при $f_д=0$ будем иметь $0{,}5=1-|\tau|/T$, откуда $|\tau|=0{,}5\,T$, т. е. при $T=100$ мс $|\tau|=50$ мс, а при $T=30$ мс $|\tau|=15$ мс.

Вид ДН, представленный на рис. 2.23, показывает, что увеличение длительности сигнала ведет к сужению полосы частот в области высокой корреляции, т. е. улучшается разрешение такого тракта по частоте (радиальной составляющей скорости).

Пример 2.3. В гидролокационной станции используются прямоугольный ЛЧМ-импульс. Построить ДН импульса на уровне $k^2=0{,}25$ при параметрах $\Delta\omega=200$ Гц, $T=100$ мс, $\omega_0=30$ кГц.

Решение. ЛЧМ-импульс описывают выражением:

$$s(t)=\frac{1}{\sqrt{T}}\exp\left\{j\left[\omega_0 t+\frac{\Delta\omega}{2T}t^2\right]\right\}\ \text{при}\ |t|<1/2\,T;$$

$$s(t)=0\quad\text{при}\ |t|>1/2\,T.$$

Используя выражение (2.85), найдем частотно-временную корреляционную функцию сигнала

$$|\Phi(\tau,f_д)|=\frac{\sin[\pi(f_д)+\Delta f\tau/T)(T-|\tau|)}{\pi T(f_д+\Delta f\tau/T)},\quad |\tau|\leqslant T.$$

Анализ этого выражения показывает, что ДН на высоких уровнях корреляции представляют собой эллипсы, полуоси которых в отличие от немодулированного импульса наклонены к осям τ и $f_д$ под некоторым углом, который можно определить из выражения $\operatorname{tg}2\alpha=T/2\pi\Delta f$.

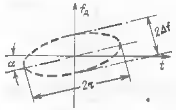


Рис. 2.24. Диаграмма неопределенности ЛЧМ-импульса

В данном случае $\alpha = 1/2 \operatorname{arctg} T/\Delta\omega$ имеет весьма малую величину, поэтому его существование показано лишь качественно на рис. 2.24.

Для оценки разрешения по τ и $f_д$ имеем при $k = 0{,}5$

$$0{,}5 = \left| \frac{\sin \pi(\Delta f \tau/T)(T - |\tau|)}{\pi \Delta f \tau/T} \right|,$$

где $\tau = 50$ мс. Аналогично при $\tau = 0$ $|\sin \pi f_д T (\pi f_д T)^{-1}| = 0{,}5$, откуда $f_д = 1{,}895/\pi T \approx 6$ Гц.

В случае, если импульс не имеет частотной модуляции, т. е. в выражении для $s(t)$ величина $\Delta\omega/2T = 0$, модуль частотно-временной корреляционной функции имеет такой же вид, как для одиночного монохроматического импульса. При этом $\tau = 100$ мс, $f_д = 10$ Гц, как и следовало ожидать, полоса ЛЧМ-импульса по оси $f_д$ меньше приблизительно в $\operatorname{tg} T/\Delta\omega$ раз.

Пример 2.4. Построить ДН на уровне $k^2 = 1/e$ импульсного сигнала с колоколообразной огибающей: $s(t) = (1/\sqrt{T}) e^{-\pi t^2/2T^2} e^{j\omega_0 t}$, где T – длительность импульса на уровне 0,67, равная 100 мс.

Решение. Используя выражение (2.85), получим

$$|\Phi(\tau, f_д)| = \exp\left[-\pi\left(\frac{\tau^2}{4T^2} + T^2 f_д^2\right)\right],$$

откуда видно, что проекция сечений тела неопределенности на плоскость $\{\tau, f_д\}$ представляют собой эллипсы с общим центром, главные оси которых совпадают с осями τ и $f_д$. При этом для полуоси τ при $f_д = 0$ имеем $|\Phi(\tau, 0)| = \exp[-\pi\tau^2/4T^2] = 0{,}607$, откуда разрешение по оси времени $\tau \approx 2T\sqrt{(-1/\pi)\ln 0{,}61}$. Для полуоси $f_д$ имеем $|\Phi(0, f_д)| = \exp[-\pi T^2 f_д^2] = 0{,}607$, откуда разрешение по оси частот $f_д = (1/T)[\sqrt{(-1/\pi)\ln 0{,}61}]$. В результате для полуосей получим $\tau = 0{,}8T$; $f_д = 0{,}4(1/T)$, т. е. $\tau = 80$ мс, $f_д = 4$ Гц. Интересно отметить, что для любого эллипса площадь не зависит от длительности импульса, так как, вычисляя ее по формуле $S_\infty = \pi\tau f_д$, имеем

$$S_\infty = \pi\, 2T\sqrt{(-1/\pi)\ln 0{,}61}\; 1/T\sqrt{(-1/\pi)\ln 0{,}61} = \text{const}.$$

Пример 2.5. В ГЛС используются колоколообразные ЛЧМ-импульсы. Такие импульсы, если их длительность берется на уровне 0,46 максимальной амплитуды, описываются выражением $s(t) = \exp[(-\pi/T^2)(1 + jn)t^2]$, где $n = \Delta f T$ произведение частотной девиации на длительность импульса. Построить ДН для $k^2 = 0{,}25$.

Решение. Используя выражение (2.85), получим

$$|\Phi(\tau, f_д)| = \exp\left[-\frac{\pi}{2}\left(\frac{1+n^2}{T^2}\tau^2 + 2n\tau f_д + f_д^2 T^2\right)\right].$$

Уравнение линий $\Phi(\tau, f_д) = 0{,}5$ представляет собой уравнение эллипса:

$$\frac{(1+n^2)}{T^2}\tau^2 + 2n\tau f_д + f_д^2 T^2 = \frac{2\ln 0{,}5}{\pi}.$$

Если $n = \Delta f T = 0$, то случай соответствует сигналу с синусоидальным заполнением, рассмотренному в примере 2.4. ДН колоколообразного ЛЧМ-импульса подобна ДН ЛЧМ-импульса с прямоугольной огибающей, изображенной на рис. 2.25.

Пример 2.6. В ГЛС используется **ГЧМ**-сигнал с модулирующей функцией, имеющей крутизну $k = 0{,}02$. Оценить, какое разрешение по дистанции можно реализовать в этой ГЛС при скорости $v_r = 18$ уз. Какой необходимо иметь крутизну модулирующей функции, чтобы при скорости $v_r = 12$ уз обеспечить разрешение не менее 300 м?

Решение. В соответствии с выражением (2.104) в ИГЧМ-сигнале закон изменения мгновенной частоты, как производной фазы, имеет вид $f_s(t) = F/(1 - kt)$, а для отраженного от цели сигнала этот закон будет иметь вид $f_c(t) = aF/(1 - k\tau a)$, где a – масштабный коэффициент, определяющий временное смещение $|\Delta t_0| \approx 2v_r/kc$, c – скорость распространения сигнала.

Такому временному сдвигу сигнала на выходе согласованного фильтра соответствует эквивалентное изменение дальности до цели на величину $|\Delta D| = 1/2c\,|\Delta t_0| \approx |v_r/k|$. Так как время, необходимое для изменения дистанции до цели на ΔD, равно $\Delta t = 1/f_c$ то момент появления выходного сигнала указывает истинную дальность до цели спустя Δt_0 после отражения сигнала от цели, а не в момент отражения. Следовательно, ГЛС с ТГЧМ-сигналом имеет элемент разрешения по дальности $\sim 2\Delta D$ (т. е. при положительном и отрицательном значениях v_r; если же знак v_r известен, то величина элемента разрешения по дистанции равна ΔD). Используя условие задачи, имеем

$$|\Delta D| = |v_r/k| \approx 9\ \text{мс}^{-1}/0{,}02\ \text{с}^{-1} = 450\ \text{м}.$$

Очевидно, что из соотношения $|k| = |v_r/\Delta D|$ легко определить крутизну модулирующей функции, обеспечивающей разрешение по дистанции не менее 300 м при скорости $v_r = 12$ уз, т. е. $k = 6\ \text{мс}^{-1}/300\ \text{м} = 0{,}02$. Это говорит об эффекте, который следовало ожидать: инвариантность к эффекту Доплера достигается ценой ухудшения разрешения по дистанции, увеличивающегося при неизменных параметрах сигнала с увеличением v_r.

Пример 2.7. Спектральная плотность мощности помех аппроксимируется выражением $S(f) = a/f^n$. Имеется энергетическая спектрограмма поля помех в двойном логарифмическом масштабе, как показано на рис. 2.8. Вывести формулы для нахождения n и a по данной спектрограмме.

Решение. На основании формулы (2.111) можно записать

$$N_1 = 10 \lg a - 10 n \lg f_2 - 20 \lg p_0;$$

$$N_2 = 10 \lg a - 10 n \lg f_2 - 20 \lg p_0.$$

Вычитая из первого уравнения второе, получим

$$n = \frac{N_1 - N_2}{10(\lg f_2 - \lg f_1)}$$

Домножим первое уравнение на $\lg f_2$, а второе на $\lg f_1$. Тогда, вычитая из первого уравнения второе, имеем

$$N_1 \lg f_2 - N_2 \lg f_1 = 10 \lg a (\lg f_2 - \lg f_1) - 20 \lg p_0 (\lg f_2 - \lg f_1)$$

или

$$\lg a = \frac{N_1 \lg f_2 - N_2 \lg f_1 + 20 \lg p_0 (\lg f_2 - \lg f_1)}{10 \lg f_2 - 10 \lg f_1}.$$

Как правило, в качестве эталонного выбирают единичное значение p_0, например 1 Па, МкПа. Тогда в последнем выражении числитель упростится и для нахождения a формула будет иметь вид

$$\lg a = \frac{N_1 \lg f_2 - N_2 \lg f_1}{10(\lg f_2 - \lg f_1)}$$

Пример 2.8. Определить, как изменяется уровень помех (в дБ) при изменении скорости корабля в два раза.

Решение. В соответствии с выражением (2.128) имеем

$$20 \lg p_п (f_э, \Delta f, \gamma_2) = 20 \lg p_п (1, 1, 1) + 10 \lg \Delta f - n\, 10 \lg f_э -$$

$$- 10 \lg \gamma_2 + 60 (\lg \nu - \lg \nu_0),$$

откуда

$$20 \lg p_п (f_э, \Delta f, \gamma_2) \Big|_{\nu = 2\nu_0} - 20 \lg p_п (f_э, \Delta f, \gamma_2) \Big|_{\nu = \nu_0} = 60 \lg \nu/\nu_0 = 18 \text{ дБ}.$$

Пример 2.9. Интенсивность помех в полосе частот определяется выражением $I_п (f_э, \Delta f, \gamma_2) = [(a \Delta f)/(f_э^n \gamma_2) \nu^6]$, где a – некоторый размерный коэффициент. Вывести формулу для расчета интенсивности

(давления) помех через стандартное значение $I_п(1.1.1)$; $p_п(1.1.1)$ и параметры ГАС.

Решение. Поскольку под стандартным значением интенсивности помех понимается их значение, измеренное ненаправленным приемником ($\gamma_0 = 1$) в полосе $\Delta f_0 = 1$ Гц на частоте $f_0 = 1$ кГц при некоторой фиксированной скорости носителя ГАС – ν_0, то для стандартного значения интенсивности помех можно записать

$$I_п (1.1.1) = \frac{a \Delta f_0}{f_0^n \gamma_0} \nu_0^6.$$

Разрешая последнее равенство относительно a и подставляя его значение в первоначальное выражение, получим

$$I_п (f_э, \Delta f, \gamma_2) = I_п (1.1.1)\, \Delta f / \Delta f_0 (f_0/f_э)^n (\gamma_0/\gamma) (\nu/\nu_0)^6$$

либо в терминах акустического давления

$$p_п (f_э, \Delta f, \gamma_2) = p_п (1.1.1) \sqrt{\Delta f / \Delta f_0} (f_0/f_э)^{n/2} \sqrt{\gamma_0/\gamma} (\nu/\nu_0)^3,$$

где члены с подстрочными индексами "0" не обязательно относятся к стандартному значению $I_п (1.1.1)$; $p_п (1.1.1)$, что очевидно, и могут выражать фиксированные значения системы параметров, объединенной общими условиями измерений.

Пример 2.10. Спектр помех, обусловленный волнением моря, аппроксимируется выражением Na/f^n. Пользуясь спектрограммой на рис. 2.9, найти величины a и n для помех, обусловленных волнением моря при двух баллах.

Решение. Как следует из спектрограммы, при $f_{01} = 1$ кГц $N_1 = -67$ дБ; при $f_{02} = 10$ кГц $N_2 = -84$ дБ. Следовательно, используя формулу для величины n, получим $n = (-67 + 84)/[(10(\lg 10 - \lg 1)] = 1{,}7$, т. е. приблизительно $n = 2$.

Используя выражение для a, полученное в примере 2.7, при $p_0 = 1$ Па имеем

$$\lg a = \frac{-67 \lg 10^4 + 84 \lg 10^3 + 10 \lg 1 (\lg 10^4 - \lg 10^3)}{10 \lg 10^4 - 10 \lg 10^3} = -1{,}6$$

Откуда величина $a = 0{,}25 \cdot 10^{-1}$ Па^2 Гц.

Пример 2.11. Вывести уравнение уровня теплового шума в дБ относительно $p_0 = 1$ Па (см. рис. 2.9).

Решение. Как следует из спектрограммы, при $f_{01} = 1$ кГц $N_1 = -67$ дБ; при $f_{02} = 10$ кГц $N_2 = -84$ дБ. Следовательно, используя формулу для ве-

Из аналитической геометрии известно, что уравнение прямой, проходящей через две заданные точки $(f_1, N_1;\ f_2, N_2)$, имеет вид

$$N - N_1/N_2 - N_1 = f - f_1/f_2 - f_1.$$

Из спектрограммы следует, что $N_1 = -114$ дБ, $N_2 = -94$ дБ; $f_1 = 10^4$ Гц, $f_2 = 10^5$ Гц, тогда

$$\frac{N + 114}{-94 + 114} = \frac{f - 10^4}{10^5 - 10^4}$$

откуда

$$N_{дБ} \Big|_{p_0 = 1\,Па} \approx -114 + 3{,}33 \cdot 10^{-4} (f - 10^4).$$

Пример 2.12. Пользуясь спектрограммой, приведенной на рис. 2.9, определить величины $p_п(1.1.1)$ и $I_п(1.1.1)$, соответствующие максимальному и минимальному уровням шума моря.

Решение. Используя спектрограмму на рис. 2.9, для максимального уровня имеем $p'_п(1.1.1) = 1{,}0 \cdot 10^{-2}$ Па, а для минимального $p''_п(1.1.1) = 2{,}0 \cdot 10^{-5}$ Па. В терминах интенсивности в соответствии с $I = p^2/\rho c$

$$J'_п(1.1.1) = 6{,}7 \cdot 10^{-11}\ Вт/м^2;$$

$$J''_п(1.1.1) = 2{,}7 \cdot 10^{-16}\ Вт/м^2.$$

В логарифмических единицах это будет соответственно $N_п(1.1.1) = -40$ дБ и $N''_п(1.1.1) = -94$ дБ относительно давления $p_0 = 1$ Па или интенсивности $I_0 = 6{,}7 \cdot 10^{-1}$ Вт/м^2.

Пример 2.13. Известно, что в инфразвуковом диапазоне частот одним из основных источников помех являются шумы судоходства.

Оценить значение помех на частоте 40 Гц, если прием ведется в рабочей полосе частот 0,2 Гц.

Решение. В соответствии со спектрограммой на рис. 2.9 в полосе $\Delta f = 1$ Гц на частоте 40 Гц давление помех, определяемых судоходством, составляет $\sim 0{,}68 \cdot 10^{-2}$ Па или относительно уровня 1 Па это составляет $N_п(40, 1, 1) = -43{,}3$ дБ. В соответствии с выражением (2.118) и учитывая, что искомое значение помех также относится к несущей частоте 40 Гц, получаем

$$p_п(40;\ 0{,}2;\ 1) = 0{,}68 \cdot 10^{-2}\sqrt{0{,}2} = 0{,}3 \cdot 10^{-2}\,Па.$$

Пример 2.14. Минимальный уровень помех на входе ГАС определяется шумами моря. В большинстве инженерных расчетов в качестве такого уровня принимают шум моря при состоянии поверхности 3 балла. Найти значение этого уровня помех.

Решение. В соответствии со спектрограммой на рис. 2.9 $p_п(1.1.1) = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Па (или 0,015 дин/см^2 в системе СГС). Относительно 1 Па это составляет $-56{,}5$ дБ. Относительно 1 дин/см^2 это составляет $N_п(1,1) = -36{,}5$ дБ.

Пример 2.15. Пользуясь спектрограммой на рис. 2.11, определить $p_п(1,1)$ и $I_п(1,1)$ для подводной лодки малой, средней и большой шумности.

Решение. В соответствии с рис. 2.1 уровни помех в относительных единицах на частоте 1 кГц составляют -62 дБ; -50 дБ; -31 дБ для подводной лодки малой, средней и большой шумности соответственно. В терминах акустического давления

$$p'_п(1.1.1) = 1\,Па\,[10^3 \cdot 1{,}26]^{-1} = 0{,}8 \cdot 10^{-3}\,Па;$$

$$p''_п(1.1.1) = 1\,Па\,[10^2 \cdot 2 \cdot 1{,}58]^{-1} = 3{,}16 \cdot 10^{-3}\,Па;$$

$$p'''_п(1.1.1) = 1\,Па\,[10 \cdot 3{,}16 \cdot 1{,}12]^{-1} = 2{,}8 \cdot 10^{-2}\,Па.$$

Интенсивность поля помех с учетом выражения (2.119) равна

$$I'_п(1.1.1) \approx 0{,}43 \cdot 10^{-12}\,Вт/м^2;$$

$$I''_п(1.1.1) \approx 6{,}7 \cdot 10^{-12}\,Вт/м^2;$$

$$I'''_п(1.1.1) \approx 5{,}2 \cdot 10^{-10}\,Вт/м^2$$

Пример 2.16. Спектр поля помех корабля описывается функцией, пропорциональной $\sim f^{-2}$. Рабочая частота ГАС, установленная на этом корабле, равна 20 кГц. Определить значение помехи на рабочей частоте ГАС, если на частоте 1 кГц $p_п(1.1) = 0{,}01$ Па.

Решение. В соответствии с выражением (2.118)

$$p_п(20, 1, 1) = 0{,}01\,Па \cdot 20^{-1} = 0{,}5 \cdot 10^{-3}\,Па.$$

Пример 2.17. Спектр поля помех корабля описывается функцией, пропорциональной $\sim f^{-2}$. ГЛС, установленная на корабле, имеет полосу пропускания, равную 400 Гц. Оценить значение помехи в рабочей полосе ГЛС, если $f_0 = 20$ кГц.

Решение. Используя данные предыдущего примера, получим

$$p_п(f_3, \Delta f, \gamma_2) = 0{,}5 \cdot 10^{-3}\,Па \cdot \sqrt{400} = 10^{-2}\,Па,$$

т. е. за счет расширения полосы частот приемного тракта ГАС, резко ухудшается помехоустойчивость.

Пример 2.18. Спектр помех, обусловленный шумами моря и шумами подводной лодки аппроксимируется выражением $\sim af^{-n}$. Пользуясь спектрограммой на рис. 2.10, определить величину n для этих случаев.

Решение. Как следует из рис. 2.10, величина n для спектра помех подводной лодки малой, средней и большой шумности одинакова (в логарифмическом масштабе огибающие спектра являются параллельными прямыми). В соответствии с (2.112) $f_1 = 1$ кГц, $N_1 = -30$ дБ; $f_2 = 10$ кГц, $N_2 = -63$ дБ.

$$n = \frac{-30+63}{10 \lg 10} = 3{,}3.$$

Аналогично для спектра помех, обусловленных шумами моря (кривые 4 и 5 на рис. 2.10), $f_1 = 1$ кГц, $N_1 = -50$ дБ, $f_2 = 10$ кГц, $N_2 = -66{,}7$ дБ, откуда $n = 1{,}7$.

Пример 2.19. Спектр помех ШПС содержит дискретные составляющие, имеющие спад по уровню для каждого последующего номера гармоники на 6 дБ. Первая гармоника имеет уровень – 12 дБ относительно 1 Па. Считая сплошную часть спектра в этом диапазоне равномерной, оценить соотношение между уровнем помех, определяемых сплошной частью, в диапазоне от 5 Гц до 65 Гц и дискретной частью, считая первой гармоникой частоту 6 Гц.

Решение. В соответствии со спектрограммой на рис. 2.10 в полосе $\Delta f = 1$ Гц на частоте 40 Гц давление помех, определяющее сплошную часть, составляет – 43,3 дБ относительно 1 Па или это составляет $0{,}68 \times 10^{-2}$ Па. В соответствия же с формулой (2.118) и учитывая, что искомое значение помех относится к полосе $\Delta f = 65$ Гц – 5 Гц = 60 Гц, имеем для общего уровня

$$p_п(f_3, \Delta f, \gamma) = 0{,}68 \cdot 10^{-2}\sqrt{60} \approx 5{,}3 \cdot 10^{-2} \text{ Па}.$$

$$N_п(f_3, \Delta f, \gamma) = -25{,}5 \text{ дБ}.$$

Исходя из условия задачи, определяем число гармоник, попадающих в заданную полосу частот:

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
f, Гц	6	12	18	24	30	36	42	48	54	60
N, дБ	–12	–18	24	30	–36	–42	-48	–54	60	–66

Интегральный уровень помех, определяемый дискретным спектром, можно подсчитать, используя выражение $p_{эф} = \sqrt{\sum_{i=1}^{10} p_{i\,эф}^2}$

Очевидно, что сумма членов в квадратных скобках представляет собой сумму десяти членов убывающей геометрической прогрессии, где первый член равен $p_{1эф}^2$ а $p_{nэф}^2 = p_{1эф}^2 \cdot q^{n-1}$, причем знаменатель прогрессии равен $q = 0{,}5^2$.

Известно, что сумма n членов геометрической прогрессии равна

$$s_n = \frac{a_1\,(q^n - 1)}{q - 1}.$$

Учитывая, что $p_{1\,эф} = 0{,}25$ Па (–12 дБ относительно $p_0 = 1$ Па) имеем

$$\sum_{i=1}^{10} p_{i\,эф}^2 = \frac{0{,}25^2\,(1 - 0{,}25^{10})}{1 - 0{,}25} = 0{,}083 \text{ Па}^2, \text{ т. е. } p_{эф} = 0{,}29 \text{ Па}.$$

Очевидно, что при таких условиях задачи, основной вклад в поле помех вносят дискретные составляющие. Необходимо отметить, что, начиная с гармоники $i = 4$, уровень ее значительно ниже уровня помех сплошного спектра (– 30 дБ четвертой гармоники по сравнению с 25,5 дБ сплошной части).

Пример 2.20. Стандартное значение помехи на ходу $\nu_0 = 8$ уз для корабля составляет $p_п(1.1) = 0{,}01$ Па.

На корабле установлена ГЛС, работающая на частоте $f_з = 20$ кГц при полосе пропускания $\Delta f = 600$ Гц. Определить уровень помех с учетом тракта обработки при скорости корабля $\nu = 20$ уз, если спектр помехи имеет спад 6 дБ на октаву ($n = 2$), а антенна имеет площадь 0,85 м².

Решение. Определим коэффициент концентрации антенны по формуле

$$\gamma_2 = 4\pi S f^2 c^2 = 4 \cdot 3 \cdot 14 \cdot 0{,}85 \cdot 20^2 \cdot 10^6 \cdot 1{,}5^{-2} \cdot 10^{-6}$$

Откуда $\gamma_2 = 1900$. В соответствия с выражением, полученным в примере 2.9, и учитывая, что в данном случае $n = 2$; $\Delta f_0 = 1$; $f_0 = 1$; $\gamma_0 = 1$, формулу для оценки давления помех в полосе имеем в виде

$$p_п(f_з, \Delta f, \gamma_2) = \frac{p_п(1.1.1)\sqrt{\Delta f}}{f\sqrt{\gamma_2}}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2 = \frac{0{,}01 \text{ Па}\sqrt{600}}{20 \cdot 43{,}6}\,15{,}7 \simeq 4{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$$

В логарифмических единицах $N(20, 600, 1900) = -46{,}9$ дБ.

Пример 2.21. При условиях предыдущего примера оценить, как изменится значение помех, если в тракте обработки применить узкополосную фильтрацию с полосой каждого фильтра $\Delta f_{упф} = 60$ Гц.

Решение. В соответствии с формулой, выведенной в примере 2.9, значение помех пропорционально отношению полос пропускания в степени 0,5. Поэтому для $p_п(20, 600, 1900)$:

$$p_п(f_з, \Delta f, \gamma_2) = p_п(20, 600, 1900) \cdot \sqrt{\frac{60}{600}} = 1{,}48 \cdot 10^{-3} \text{ Па}.$$

Пример 2.22. ШПС подводной лодки имеет рабочую полосу частот от 2 кГц до 10 кГц. Сравнить интегральные уровни помех при установке ШПС на подводной лодке малой шумности в соответствии со спектрограммой на рис. 2.10.

Решение. Для подводной лодки большой шумности стандартный уровень помех в соответствии с рис. 2.10 составляет – 30 дБ ($3{,}16 \cdot 10^{-2}$ Па Гц$^{-1/2}$). Для малошумной подводной лодки эта же величина составляет – 62 дБ ($\sim 0{,}80 \cdot 10^{-3}$ Па Гц$^{-1/2}$). Интегральный уровень помех в соответствии с (2.128) равен

$$N(f_э, \Delta f, \gamma_2) = N(1.1.1) + 10\lg\Delta f - n \cdot 10\lg f_э - 10\lg\gamma_2.$$

Тогда для подводной лодки большой шумности имеем

$$N(f_э, \Delta f, \gamma_2) = -30 + 10\lg 8 \cdot 10^3 - 3{,}3 \cdot 10\lg 4{,}46 = -12{,}4 \text{ дБ}$$

Здесь $n = 3{,}3$ из примера 2.18, $f_э = \sqrt{f_1 f_2} = 4{,}46$ кГц, $\gamma_2 = 1$. (Равенство приближенное, поскольку выражение (2.117) справедливо для $n = 2$ и для полосы не более двух октав). Величина акустического давления помех для подводной лодки большой шумности

$$p_п(4{,}5;\ 8000) = [2 \cdot 2 \cdot 1{,}05]^{-1} = 0{,}24 \text{ Па}.$$

Для малошумной подводной лодки интегральный уровень помех равен

$$N_п(-4{,}5;\ 8000) = -62 + 10\lg 8 \cdot 10^3 - 3{,}3 \cdot 10 \cdot \lg 4{,}46 = -44{,}6 \text{ дБ}$$

Величина акустического давления помех в этом случае составит

$$p_п(4{,}5;\ 8000) = 1{,}66 \cdot 10^{-2} \text{Па}.$$

Как следует из данного примера, значительные уровни помех определяются в первую очередь величиной полосы пропускания шумопеленгатора.

Пример 2.23. Рассчитать давление помех для ГЛС при скорости надводного корабля 12 уз, рабочей частоте $f = 16$ кГц, коэффициенте концентрации $\gamma_2 = 400$. Рабочая полоса частот оптимизирована к длительности сигнала $\tau = 20$ мс. Спектр помех аппроксимируется выражением $\sim af^{-2}$, а при скорости 4 уз стандартное давление помех на 9 дБ выше уровня шума моря при двух баллах.

Решение. Из спектрограммы на рис. 2.10 стандартный уровень помех шума моря при двух баллах составляет -67 дБ (относительно 1 Па). Тогда стандартный уровень помех, соответствующих условию примера, составляет $N_п(1.1.1)|_{v=4\,уз} = -58$ дБ. В терминах акустического давления $p_п(1.1.1)|_{v=4\,нзл} = 1{,}26 \cdot 10^{-3}$ Па.

При оптимизации полосы пропускания приемника к длительности импульса $\tau_и$, как это следует из п. 2.3, $\Delta f \approx 1/\tau_и$, т. е. $\Delta f = 20^{-1} \cdot 10^3\ c^{-1} = 50$ Гц. В соответствии с выражением (2.118) с учетом данных, полученных в примере 2.9, имеем

$$p_п(16, 50, 600) = 1{,}26 \cdot 10^{-3}\ \frac{\sqrt{50}}{16}\left(\frac{12}{4}\right)^3 \frac{1}{\sqrt{400}} = 0{,}75 \cdot 10^{-1}\text{Па}.$$

Пример 2.24. ШПС с полосой пропускания $\Delta f = 4$ кГц установлена на подводной лодке. Каким должно быть сопротивление излучения его антенны при чувствительности 100 МкВ/Па, чтобы собственный шум преобразователя был на порядок ниже шума моря при волнении в один балл?

Решение. Стандартный уровень шума моря при волнении в один балл из спектрограммы на рис. 2.9 равен -74 дБ или в терминах акустического давления $p_п(1.1.1) = 2{,}0 \cdot 10^{-4}$Па. При чувствительности антенны 100 МкВ/Па такое давление разовьет на выходе ее напряжение, равное $u_ш = 2 \cdot 10^{-4}$ Па $\cdot$ 100 МкВ/Па $= 2 \cdot 10^{-2}$ МкВ. Требования малости шум-фактора преобразователя

$$u_ш = 0{,}1 \cdot 2 \cdot 10^{-2} \text{ МкВ}.$$

Используя формулу (2.122), рассчитаем необходимое сопротивление излучения для этого случая:

$$R = \frac{u_ш^2}{\Delta f\, 4^2}\ \text{МОм} = 4 \cdot 10^{-6} \cdot 4^{-3} = 6{,}25 \cdot 10^{-8} \text{ МОм}.$$

Следовательно, должно быть обеспечено сопротивление излучении порядка 0,06 Ом.

Пример 2.25. Чувствительность антенны ГЛС составляет 50 МкВ/Па, сопротивление излучения равно 100 Ом.

Давление полезного сигнала на входе антенны составляет $2 \cdot 10^{-3}$ Па. Оценить изменение отношения сигнал/помеха по мощности на выходе тракта обработки по сравнению с его входом, если полоса частот преобразователя ~ 4 кГц, а тракта обработки – 400 Гц, и преобладает электрическая помеха.

Решение. Напряжение шумов антенны на входе тракта обработки определим по формуле (2.122):

$$u_ш = 4\sqrt{100 \cdot 10^{-6}} \cdot 4 = 8 \cdot 10^{-2} \text{ МкВ}.$$

Напряжение полезного сигнала, развиваемое на входе тракта обработки, составит $u_c = 50$ МкВ/Па $\cdot\ 2 \cdot 10^{-3}$ Па $= 10^{-1}$ МкВ.

Таким образом, отношение сигнал/помеха на входе тракта обработки по напряжению составляет $\delta = 1{,}25$, а по мощности $\delta^2 = 1{,}56$. Уменьшение полосы пропускания тракта обработки при одинаковых спектрах сигнала и помехи не ведет к изменению отношения сигнал/помеха. В случае же, если давление сигнала сосредоточено в узкой полосе, как это имеет место в гидролокации, уменьшение полосы пропускания дает выигрыш в отношении сигнал/помеха по напряжению в число $\sqrt{\Delta f/\ \Delta F}$, а по мощности в $\Delta f/\ \Delta F$ раз, где Δf – полоса частот на входе тракта обработки, ΔF – полоса частот на выходе тракта обработки. В данном примере это 3,16 раза и 10 раз соответственно.

Пример 2.26. ГЛС, установленная на эсминце, работает на частоте 10 кГц. Минимальный уровень акустических помех работе ГЛС соответствует шуму моря при четырех баллах. Определить максимальный коэффициент шума приемника ГЛС, при котором потери вследствие собственных шумов составили бы менее 0,1 дБ. Принять КПД преобразователя равным 0,5 (-6 дБ).

Решение. Используя спектрограмму на рис. 2.10, определяем уровень шума моря при четырех баллах на частоте 10 кГц. Он равен 74,… (относительно 1 Па). Тогда коэффициент шума внешних источников определится разностью между тепловым шумом моря, равным на частоте 10 кГц – 114 дБ (из спектрограммы на рис. 2.10), и составит ~39,8 дБ, т. е. $20\lg\sqrt{K_{вн}} = 39{,}8$ дБ, откуда $K_{вн} = 9500$. Условве, при котором потери ГЛС по энергетическому отношению сигнал/помеха составят 0,1 дБ, можно записать в виде

$$10\lg K_{рез}/K_{вн} = 0{,}1 \text{ дБ} \quad \text{или} \quad K_{рез}/K_{вн} = 1{,}26.$$

Используя выражение (2.125) определим $K_{пр}/\eta$:

$$1{,}26 > 1 + 1/9500 \cdot (K_{пр}/\eta - 1),$$

в результате получим $K_{пр}/\eta < 2500$, т. е. ~38 дБ. Это значит, что при КПД преобразователя, использующегося в данной ГЛС, коэффициент шума приемника должен быть менее 32 дБ (~1260). Такие значения коэффициента шума достаточно легко достигаются на практике.

Пример 2.27. Используя условия предыдущего примера оценить, как изменяется требования к коэффициенту шума приемника, если гидролокатор установить на подводной лодке.

Решение. Поскольку на подводной лодке минимальная величина шума окружающей среды значительно ниже, чем для надводного корабля (приблизительно на 15 дБ), то для уровня шума моря возьмем величину –90 дБ. Тогда коэффициент шума внешних источников определится следующим образом:

$$20\lg\sqrt{K_{вн}} = -90 \text{ дБ} + 114 \text{ дБ} = 24 \text{ дБ}; \quad K_{вн} = 126.$$

Тогда, в соответствии с (2.125) имеем

$$K_{рез}/K_{вн} = 1 + 1/126\ (K_{пр}/\eta - 1).$$

Или, так же, как в предыдушем примере, $K_{рез}/K_{вн} < 1{,}26$;

$$1{,}26 > 1 + \frac{1}{126}\ (K_{пр}/\eta - 1),$$

в результате получим $K_{пр}/\eta < 32$, т. е. 15,0 дБ. При КПД преобразователя, равном – 6 дБ, необходимо, чтобы коэффициент шума приемника был менее 8,0 (9,0 дБ). Такие значения коэффициента шума весьма сложно реализовать на практике. Данный пример указывает на то, что для различных типов ГАС могут предъявляться различные требования по шум-фактору приемно-усилительных каналов. Они тем жестче, чем ниже уровень внешнего акустического поля помех на входе ГАС (якорные, береговые ГАС и т. п.). При этом, чем внешний фон ниже, тем

… чувствительность … иметь преобразователь … для получения одного … же значения отношения сигнал/помеха.

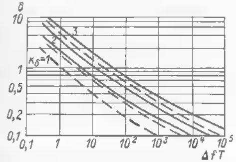


Рис. 2.25. Зависимость коэффициента распознавания δ от величины ΔfT для ШПС (– – –) и ГЛС (——)

Пример 2.28. В ШПС критерий обнаружения реализуется при отношении сигнал/помеха на входе решающего звена, равном 6 дБ. Каким необходимо выбрать время интегрирования в тракте обработки для реализации коэффициента распознавания $\delta = 0{,}2$, если полоса пропускания преселектора $\Delta f = 2{,}5$ кГц?

Решение. Используя формулу (2.176), где K_δ – отношение сигнал/помеха по напряжению и если $20\lg K_\delta = 6$ дБ, то имеем $K_\delta = 2$. Тогда время интегрирования равно 1 с.

Пример 2.29. Оценить величину порогового коэффициента для ГЛС с полосой преселектора $\Delta f = 10$ Гц и временем последетекторного интегрирования $T = 0{,}1$ с, если пороговый коэффициент на входе решающего звена $K_\delta = 2$ (по напряжению).

Решение. В соответствии с выражением (2.176) величина коэффициента распознавания $\delta = 2{,}8$ по давлению или $\delta^2 = 7{,}8$ по интенсивности.

Пример 2.30. Построить график зависимости коэффициента распознавания ШПС от соотношения полос преселектора и последетекторного фильтра $\delta_ш = f(\Delta f/\Delta F)$.

Решение. Очевидно, что время интегрирования в тракте низкой частоты связано с полосой пропускания последетекторного фильтра приближенным соотношением $T = 1/\Delta F$. Тогда в соответствии с формулой (2.176) можно записать $\delta_ш = K_\delta^{1/2}\,\Delta f^{-1/2}\,\Delta F^{1/4}$, т. е. величина коэффициента распознавания обратно пропорциональна корню четвертой степени из соотношения полос пропускания. Расчеты по формуле приведены на рис. 2.25.

Пример 2.31. Построить график зависимости коэффициента распознавания ГЛС от соотношения полос преселектора и последетекторного фильтра $\delta_{ГЛС} = f(\Delta f/\Delta F)$.

Решение. Очевидно, что время интегрирования в тракте низкой частоты связано с полосой пропускания последетекторного фильтра приближенным соотношением $T = 1/\Delta F$. Тогда в соответствии с формулой (2.176) можно записать $\delta_{ГЛС} = \sqrt{2}K_\delta\,\Delta f^{-1/2}\,\Delta F^{1/2}$, т. е. величина коэффициента распознавания обратно пропорциональна корню квадратному из соотношения полос пропускания. Расчеты по формуле отражены на рис. 2.26.

Пример 2.32. ШПС установлена на малошумной подводной ... имеет рабочую полосу пропускания 0,5 ... 6 кГц и реализует коэффициент распознавания на входе антенны −12 дБ при пороговом коэффициенте на входе решающего звена $K_\delta = 6$ дБ. Каким должно быть время интегрирования в тракте низкой частоты, если необходимо с заданной вероятностью обнаружить цель, создающую на входе антенны давление в $0{,}18 \cdot 10^{-2}$ Па? Как необходимо изменить время интегрирования, если тот же шумопеленгатор установить на подводной лодке большой шумности?

Решение. Определим давление помех, развиваемое на входе антенны ГАС, в соответствии со спектрограммой на рис. 2.10. На основании формулы (2.128) для интегрирования уровня помех можно записать выражение

$$N_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = N_п(1.1.1) + 10\lg \Delta f - n\lg f_э - 10\lg \gamma_2,$$

где величину n, определим из спектрограммы на рис. 2.10: $n=3,3$ (см. пример 2.11). Величина эквивалентной частоты в соответствии с формулой (2.117) равна

$$f_э = \left[\frac{2{,}3 \cdot 5{,}5 \cdot 6^{2,3} \cdot 0{,}5^{2,3}}{6^{2/3} - 0{,}5^{2,3}}\right], \quad f_э = 2{,}35 \text{ кГц}.$$

Следовательно $N_п$ (2,35; 5500; 1) = −62 дБ + 37,4 − 3,3 · 10 · 0,37 = −36,8 дБ. Коэффициент распознавания $\delta = 0{,}25$ (−12 дБ) по давлению ШПС реализуется, если в тракте низкой частоты время интегрирования равно $T = 5{,}4$ с, что следует из выражения (2.176). При этом абсолютное значение давления полезного сигнала на входе ГАС можно найти из соотношени...

$$20\lg\frac{p_c(f_э, \Delta f, \gamma_2)}{p_п(f_э, \Delta f, \gamma_2)} = -12 \text{ дБ} \quad \text{или} \quad \frac{p_c(f_э, \Delta f_1, \gamma_2)}{p_п(f_э, \Delta f_1, \gamma_2)} = 0{,}25;$$

– интегральное значение давления помех на входе антенны равн...

$$p_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = \text{antilog}\, 0{,}05 \cdot (-36{,}8) = 1{,}45 \cdot 10^{-2} \text{ Па}.$$

Следовательно, давление полезного сигнала, соответствующего времени интегрирования $T = 5{,}4$ с, равно $p_c(f_э, \Delta f) = 0{,}25 \cdot 1{,}45 \cdot 10^{-2}$ Па $= 0{,}36 \cdot 10^{-2}$ Па. Если давление полезного сигнала составляет $0{,}18 \times 10^{-2}$ Па, т. е. $\delta = 0{,}125$, то время интегрирования в соответствии с формулой (2.176) должно составить $T \approx 86$ с. Если данный шумопеленгатор установить на подводной лодке с большой шумностью, то интегральный уровень помех в соответствии со спектрограммой на рис. 2.11 составит $N_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = -30 + 37{,}4 - 1.22 = -4{,}8$ дБ или в терминах акустического давления это составляет

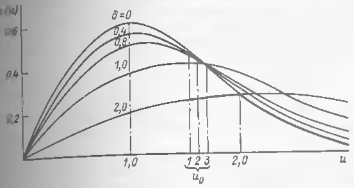


Рис. 2.26. К примеру 2.33

$$p_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = 0{,}5 \cdot 1{,}15 = 0{,}58 \text{ Па}.$$

В этом случае шумопеленгатор должен реализовать $\delta = 0.31 \cdot 10^2$. Если ...вать только временем интегрирования в тракте низкой частоты, то в соответствии с формулой (2.176) $T = 86 \cdot 83^4$ с, что само по себе представляет невыполнимую задачу.

Пример 2.33. Построить кривые распределений

$$f(u) = \frac{u}{1 + V_\delta^2}\, e^{-\frac{u^2}{2(1 + K_\delta^2)}}$$

при различных отношениях $K_\delta = u_c/u_п$, равных 0; 0,4; 0,6; 1; 2. Определить значения напряжений на выходе тракта обработки сигнала с таким распределением, когда $f(u) = \max$, и пороговые напряжения для критерия идеального наблюдателя.

Решение. Построим кривые, соответствующие различным значениям отношения сигнал/помеха. Эти кривые представлены на рис. 2.26. Для определения величин напряжений, соответствующих $f(u)_{\max}$, продифференцируем и приравняем нулю функцию $f(u)$:

$$\frac{\partial f(u)}{\partial u} = \frac{1}{1 + K_\delta^2} \exp\left[-\frac{u^2}{2(1 + K_\delta^2)}\right] +$$

$$+ \frac{u}{1 + K_\delta^2} \exp\left[\frac{u^2}{2(1 + K_\delta^2)}\right]\left[\frac{2u}{2(1 + K_\delta^2)}\right] = 0.$$

Откуда $u = \pm\sqrt{1 + K_\delta^2}$ и для различных значений K_δ соответственно равно

K_δ	0	0,4	0.6	1.0	2,0
U, В.	1	1,08	1,17	1,41	2.24

Для определения пороговых напряжений при реализации критерия идеального наблюдателя обратимся к рис. 2.27. Поскольку в этом случае минимизируется суммарная вероятность ошибочного решения, то, как это следует из рис. 2.27, для различных значений $K_б$ пороговое напряжение равно

$K_б$	0	0,4	0,6	1,0	2,0
$U_{пор}$, В	1	1,54	1,62	1,7	2.0

Заметим, что в случае реализации критерия Неймана–Пирсона, пороговое напряжение остается постоянным при любом значении $K_б$, как это следует из рис. 2.2, *б*.

Пример 2.34. Определить оптимальный пороговый уровень в решающем звене гидроакустического обнаружителя, реализующего критерий идеального наблюдателя и критерий Неймана–Пирсона в случае обнаружения шумовых сигналов на фоне шумовой помехи с огибающей, подчиняющейся релеевскому закону распределения.

Решение. Выражение для плотности распределения огибающей сигнал/помеха имеет вид

$$p(u_{с.п}) = \frac{u}{\sigma_п^2 + \sigma_с^2} \exp\left[-\frac{u^2}{2(\sigma_п^2 + \sigma_с^2)}\right].$$

Для плотности распределения огибающей помехи имеем

$$p(u_п) = \frac{u}{\sigma_п^2} \exp\left[-\frac{u^2}{2\sigma_п^2}\right].$$

При реализации критерия идеального наблюдателя при известных априорных вероятностях наличия и отсутствия сигнала P_1 и P_0 вероятность ложной тревоги и вероятность пропуска цели можно найти по формулам

$$P_{л.т} = P_0 \int\limits_{u_{пор}}^{\infty} \frac{u}{\sigma_п^2} \exp\left[-\frac{u^2}{2\sigma_п^2}\right] du = P_0 \exp\left[-\frac{u_{пор}^2}{2\sigma_п^2}\right];$$

$$P_{пр} = P_1 \int\limits_{-\infty}^{u_{пор}} \frac{u}{\sigma_п^2 + \sigma_с^2} \exp\left[-\frac{u^2}{2(\sigma_п^2 + \sigma_с^2)}\right] du = P_1 \left\{1 - \exp\left[-\frac{u_{пор}^2}{2(\sigma_п^2 + \sigma_с^2)}\right]\right\}.$$

Вероятность ошибочного решения равна $P_{ош} = P_{л.т} + P_{пр}$.

Поскольку при реализации критерия идеального наблюдателя минимизируется вероятность ошибочного принятия решения, необходимо продифференцировать $P_{ош}$ по пороговому уровню и приравнять производную нулю, считая, что при этом существует минимум суммарной ошибки $\partial P_{ош}/\partial u_{пор} = 0$. Вычисление дает оптимальное значение порогового уровня.

$$u_{opt} = \frac{1}{K_б} \sigma_п \sqrt{2} \times$$
$$\times \sqrt{[\ln(1 + K_б^2) - \ln P_1/P_0] \times}$$
$$\overline{\times [1 + K_б^2]},$$

где $K_б = \sigma_{сп}/\sigma_п$. Эта формула показывает, что оптимальный пороговый уровень зависит как от отношения сигнал/помеха, так и от соотношения между априорными вероятностями P_1 и P_0, наличия и отсутствия цели.

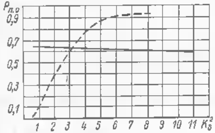


Рис. 2.27. Зависимость $p_{п.о}$ от отношения сигнал/помеха для критериев идеального наблюдателя (——) и Неймана–Пирсона (– – –)

При реализации критерия Неймана–Пирсона вероятность ложной тревоги определяется формулой

$$P_{л.т} = \int\limits_{u_{пор}}^{\infty} \frac{u}{\sigma_п^2} \exp\left[-\frac{u^2}{2\sigma_п^2}\right] du = \exp\left[-\frac{u_{пор}^2}{2\sigma_п^2}\right].$$

Поскольку в этом случае вероятность ложной тревоги задается, из последнего уравнения можно определить $u_{opt}: u_{opt}^2 = -2\sigma_п^2 \ln P_{л.т}$, где $P_{л.т}$ – заданная вероятность ложной тревоги.

Пример 2.35. Произвести сравнение требуемых значений отношения сигнал/помеха (по мощности) для достижения одинаковой вероятности правильного обнаружения при реализации критерия Неймана–Пирсона и идеального наблюдателя. Для идеального наблюдателя принять $P_1 = P_0 = 0{,}5$. Для наблюдателя Неймана–Пирсона принять $P_{л.т} = 10^{-2}$;

Решение. Напишем выражение для условной вероятности пропуска сигнала:

$$P_{пр} = \int\limits_0^{u_{opt}} \frac{u}{\sigma_п^2 + \sigma_с^2} \exp\left[-\frac{u^2}{2(\sigma_с^2 + \sigma_п^2)}\right] du = 1 - \exp\left[-\frac{u_{opt}^2}{2(\sigma_п^2 + \sigma_с^2)}\right]$$

Величина $1 - P_{пр}$ имеет смысл вероятности правильного обнаружения при фиксированной $P_{л.т}$. Из последнего выражения можно определить пороговый уровень:

$$u_{opt}^2 = -2(\sigma_п^2 + \sigma_с^2) \ln(1 - P_{п.о}).$$

Приравнивая правые части последнего выражения и полученного для оптимального порога в предыдущем примере, получаем

$$K_б^2 = \ln P_{л.т}[\ln(1 - P_{пр})]^{-1} - 1.$$

В случае идеального наблюдателя:

$$P_{п.о} = 1 - \left\{ P_0 \exp\left[-\frac{u^2_{opt}}{2\sigma^2_п}\right] + P_1\left[1 - \exp\left(-\frac{u^2_{opt}}{2(\sigma^2_п + \sigma^2_c)}\right)\right]\right\}$$

Подставим сюда значение u^2_{opt} из предыдущего примера. Тогда при $P_1 = P_0 = 0{,}5$ имеем

$$P_{п.о} = 1 - \left\{ 0{,}5 \exp\left[-\frac{1}{K^2_\delta} \ln (1 + K^2_\delta)(1 + V^2_\delta)\right] + \right.$$
$$\left. + 0{,}5 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{K^2_\delta} \ln (1 + K^2_\delta)\right)\right]\right\}$$

Для достижения вероятности правильного обнаружения $P_{п.о}$ = 0,6 требуемым значением K^2_δ соответственно будет $\sigma^2_c/\sigma^2_{c.п} = 6$ ... (см. рис. 2.28). Для достижения вероятности правильного обнаружения $P_{п.о} = 0{,}9$; 0,6; 0,1 при наблюдателе Неймана–Пирсона (значение $1 - P_{пр}$); если $P_{п.т} = 10^{-2}$, требуемые значения K^2_δ соответственно будут равны (рис. 2.27): $\sigma^2_c/\sigma^2_{c.п} = 5{,}8$; 3,0; 1,0;

Из рис. 2.27 следует, что для идеального наблюдателя вероятность правильного обнаружения мало изменяется при значительном изменении K^2_δ, а при наблюдателе Неймана–Пирсона эта зависимость очень сильно выражена. Это следует из физической сущности рассматриваемых критериев обнаружения.

Пример 2.36. Найти значение вероятности ложных тревог „в точке" для гидролокатора с числом элементов разрешения $M = 1000$, если вероятность того, что за время $T_0 = 10$ мин не произойдет ни одной ложной тревоги $P(0) = 0{,}8$, а интервал корреляции помехи $\tau_k = 0{,}5$ с.

Решение. Используя формулу (2.50), имеем для $P_{п.т}$ „в точке"

$$P_{п.т} = \frac{0{,}5 \text{ с}}{10 \cdot 1000 \cdot 10 \cdot 60 \text{ с}} [1 - 0{,}8] = 1{,}7 \cdot 10^{-8}.$$

Пример 2.37. В районе поиска подводных объектов находится n поисковых систем, которые могут обследовать район (например, рыболовного промысла) в течение $t_{ср}$ – среднего времени обследования каждым. Оценить необходимое значение вероятности ложной тревоги „в точке", если число пространственных каналов каждого ГАК равно 30, частотных – 10, временных – 10.

Решение. Используя формулу (2.37), вычислим вероятность того, что за время $t_{ср}$ появится ровно n тревог (тогда все тревоги будут обследованы n поисковыми системами за время $t_{ср}$). Тогда

$$P_n(t) = (\lambda t_{ср})^n \frac{1}{n!} e^{-\lambda t_{ср}}.$$

С другой стороны, поток ложных тревог может значительно превышать поисковые возможности гидроакустических систем в районе и вероятность того, что за время $t_{ср}$ произойдет не более m ложных тревог, можно подсчитать по формуле, следующей из первой:

$$P_{[0,\,m]} = \sum_{k=0}^{m-1} (\lambda t_{ср})^k \frac{1}{k!} e^{-\lambda t_{ср}}.$$

Соотношение между этими вероятностями, очевидно, определяет вероятность непрерывного гидроакустического обследования района промысла при соответствующей интенсивности ложных тревог и возможностях системы подводного поиска, т. е. количества поисковых систем n за время $t_{ср}$. Тогда для вероятности обследования всех ложных тревог можно записать

$$P_{обсл} = \frac{(\lambda t_{ср})^n (1/n!)}{\sum\limits_{m=0}^{n} (1/m!)(\lambda t_{ср})^m}$$

Если принять, что в районе промысла имеется лишь одна система подводного поиска при среднем времени обследования района $t_{ср}$, то из последнего выражения следует

$$n = 1: \quad \lambda(1 - P_{обсл}) - P_{обсл} \frac{1}{t_{ср}} = 0.$$

Отсюда, при заданной вероятности обследования всех ложных тревог можно найти допустимую интенсивность ложных тревог на цикл поиска, т. е. за время $t_{ср}$. Если $P_{обсл} = 0{,}9$, $t_{ср} = 10$ мин, то $\lambda(1 - 0{,}9) - 0{,}9 \times \times 1/600 = 0$; $\lambda = 1{,}5 \cdot 10^{-2}$ с$^{-1}$. Общее число элементов разрешения заданной поисковой системы составляет в соответствии с формулой $M = m_\theta m_f m_r = 3 \cdot 10^3$. Используя выражение (2.49), примем $\tau_k = 0{,}1$ с и получим для $P_{п.т.ц}$ за цикл (за время поиска – $t_{ср}$); $P_{п.т.ц} \approx 10^4$. В соответствии с упрощенной формулой вычисляем допустимую вероятность ложных тревог в точке $P_{п.т} = P_{п.т.ц} M^{-1} \approx 0{,}33 \cdot 10^{-7}$. Такая вероятность ложных тревог приводит к загрублению порога обнаружения и также к уменьшению вероятности правильного обнаружения в определенных случаях.

Пример 2.38. Тракт приема шумопеленгатора оптимизируется к выделению шума, представляющего собой стационарный случайный процесс со средним значением, равным нулю, и функцией коварнации $K_c(\tau) = \sigma^2_c e^{-\alpha|\tau|} \cos \omega_0 \tau$ на фоне помехи, представляющей собой стационарный нормальный „белый шум" со спектральной плотностью $1/2\, N_0$. Определить передаточную функцию $H_0(j\omega)$ нереализуемого сглаживающего линейного фильтра и вычислить соответствующую ему минимальную среднеквадратичную ошибку: $\epsilon^2 = M[\hat{s}(t) - s(t)]^2$.

Решение. Передаточную функцию в соответствии с выражением (2.40) можно записать в виде

$$H_0(j\omega) = \frac{S_c(\omega)}{S_c(\omega) + S_п(\omega)}$$

Определим энергетический спектр процесса $s(t)$ по соотношению Винера–Хинчина:

$$S_c(\omega) = \int_0^{\infty} K_c(\tau)\, e^{-j\omega\tau}\, d\tau = a\sigma_c^2 \left[\frac{1}{a^2 + (\omega - \omega_0)^2} + \frac{1}{a^2 + (\omega + \omega_0)^2}\right]$$

Подставляя выражения для спектров сигнала и помехи в формулу для $H_0(j\omega)$, имеем

$$H_0(j\omega) = [2a\sigma_c^2(A + B)][2a\sigma_c^2(A + B) + N_0 AB]$$

где $A = a^2 + (\omega - \omega_0)^2$, $B = a^2 + (\omega + \omega_0)^2$.

Для определения среднеквадратичной ошибки используем выражение (2.144), в соответствии с которым

$$\epsilon_{\min}^2 = \sigma_c^2 \sqrt{\frac{aN_0}{aN_0 + 2\sigma_c^2}}$$

Пример 2.39. Определить структуру оптимального фильтра прямоугольного на фоне аддитивной помехи со спектральной плотностью $S_п(\omega) = 1/2N_0$, $-\infty < \omega < \infty$ и вычислить отношение сигнал/помеха на выходе схемы.

Решение. Временную функцию прямоугольного видеоимпульса можно записать в виде

$$s(t) \quad \begin{cases} S_0 & \text{при} -T_c/2 \leqslant t \leqslant T_0/2; \\ 0 & \text{при} \quad T_c/2 < t < -T_c/2. \end{cases}$$

Вычислим спектр прямоугольного импульса, используя преобразование Фурье:

$$S_c(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t)\, e^{-j\omega t}\, dt.$$

Отсюда

$$S_c(j\omega) = \frac{S_0}{j\omega}\,(e^{j\omega T_c/2} - e^{-j\omega T_c/2}).$$

Следовательно, передаточная функция $H(j\omega)$ фильтра, согласованного с прямоугольным видеоимпульсом длительностью T_c, имеет вид

$$H_0(j\omega) = \frac{H_0}{j\omega}\,(e^{j\omega T_c/2} - e^{-j\omega T_c/2})\, e^{-j\omega T_0} = h\, S^*(j\omega)\, e^{-j\omega T_0}.$$

Если интервал наблюдения равен длительности импульса, т. е. $T_0 = T_c$,

$$H_0(j\omega) = (e^{-j\omega T_c/2} + e^{j\omega 3/2 T_c})\, H_0 / j\omega;$$

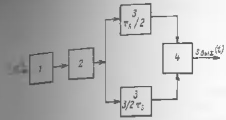


Рис. 2.28. Структура фильтра, согласованного с прямоугольным импульсным сигналом
... – интегратор; 3 – линии задержки; 4 – вычитающее устройство

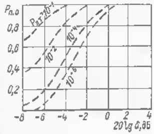


Рис 2.29. ВХО тракта с П-образной частотной характеристикой при приеме немодулированного сигнала

... устройства, реализующего данную процедуру, приведена на рис. 2.28.

Определим сигнал на выходе фильтра по формуле

$$s_{вых}(t) = \int_0^t h_0(\tau)\, s(t - \tau)\, d\tau = H_0 \int_0^t s(T_c - \tau)\, s(t - \tau)\, d\tau,$$

где h_0 – это импульсная переходная функция, определяемая выражением

$$h_0(t) = H_0\, s(T_0 - t) = H_0\, s(T_c - t).$$

Из этих выражений видно, что максимальное значение выходной сигнал имеет при $t = T_c$ и равен

$$[s_{вых}(t)]_{\max} = H_0 S_0^2 T_c = K_0 E.$$

где $E = S_0^2 T_c$ – энергия сигнала $s(t)$.

Для дисперсии помехи на выходе согласованного фильтра справедливо выражение

$$\sigma_{вых}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_c(\omega)\, |H(j\omega)|^2\, d\omega =$$

$$= \frac{H_0^2 N_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2}{\omega^2}\,(1 - \cos\omega T_c)\, d\omega = 1/2 H_0^2 N_0 E$$

и отношение сигнал/помеха по напряжению $\sigma_{opt} = \sqrt{2E/N_0}$.

Пример 2.40. Обнаружитель гидроакустических сигналов имеет фильтр высокой частоты с прямоугольной частотной характеристикой и полосой пропускания 1 кГц. При приеме немодулированного сигнала длительностью T_c в тракте низкой частоты осуществляется интегрирование

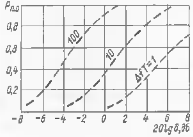


Рис. 2.30. ВХО тракта с П-образной частотной характеристикой для различных значений ΔfT

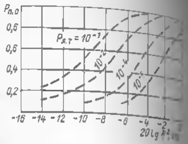


Рис. 2.31. ВХО тракта „высокочастотный фильтр–детектор–интегратор"

в течение времени существования сигнала, равного $T_с = 100$ мс. Построить ВХО для вероятности ложной тревоги $P_{л.т} = 10^{-6}$ . . . 10^{-1}. Определить, как изменится вероятность правильного обнаружения при неизменной $P_{л.т}$, если отношение сигнал/помеха на входе тракта изменится на 6 дБ.

Решение. В соответствии с выражением (2.169) построим ВХО обнаружителя, соответствующего данным условиям. Из рис. 2.29 видно, что увеличение отношения сигнал/помеха на 6 дБ в диапазоне значений -6 ... 0 дБ ведет к увеличению вероятности правильного обнаружения с 0,1 до 0,9 ($P_{л.т} = 10^{-6}$). В диапазоне от $-\infty$ до -8 дБ и от 2 до $+\infty$ вероятность правильного обнаружения постоянна и равна 0 и 1 соответственно ($P_{л.т} = 10^{-6}$).

Пример 2.41. Используя условие предыдущего примера, построить ВХО обнаружителя для различных значений ΔfT, равных 1; 10; 50; 100; 1000 при фиксированном значении $P_{л.т} = 10^{-4}$. Определить, как влияет изменение времени интегрирования на вероятность правильного обнаружения при одном и том же значении отношения сигнал/помеха.

Решение. Воспользуемся выражением (2.169) для построения ВХО. Результаты расчетов приведены на рис. 2.30. Из рисунка видно, что при изменения времени интегрирования в „К" раз и следующего за ним изменения параметра ΔfT во столько же раз в диапазоне отношения сигнал/помеха от -2 до $+6$ дБ T и $P_{п.о}$ связаны таким образом: уменьшение T в 10 раз ведет к уменьшению вероятности правильного обнаружения от 0,8 до 0,2 (при $\delta = -2$ дБ).

Пример 2.42. Тракт обработки гидролокационного сигнала включает высокочастотный фильтр – линейный детектор-интегратор. Амплитуда эхо-сигналов флюктуирует по релеевскому закону, а сигнал имеет синусоидальное заполнение. Построить ВХО при $P_{л.т} = 10^{-1}$; 10^{-2}; 10^{-3}; 10^{-5}.

Определить, при каком значении отношения сигнал/помеха вероятность правильного обнаружения практически не зависит от величины $P_{л.т}$ [43].

Решение. Для ВХО в данном случае справедливо аналитическое выражение (2.37):

$$P_{п.о} = \exp\left[\sigma_п^2/\sigma_{с.п}^2 \ln P_{л.т}\right]$$

Построенные по этой формуле ВХО представлены на рис. 2.31. Из этого рисунка видно, что при отношении сигнал/помеха 20 дБ и более практически во всем диапазоне реально встречающихся требований к $P_{л.т}$ вероятность правильного обнаружения лежит в пределах 0,9 ... 1,0. Здесь величина $K_\delta^2 = \sigma_с^2/\sigma_{с.п}^2$ представляет собой отношение дисперсии флюктуаций эхо-сигнала $\sigma_с^2$ к дисперсии сигнала и помехи $\sigma_{с.п}^2$.

Пример 2.43. Тракт обработки гидролокационного сигнала включает высокочастотный фильтр – линейный детектор-интегратор. Сигнал имеет постоянную амплитуду и синусоидальное заполнение. Построить ВХО при $P_{л.т} = 10^{-1}$; 10^{-2}; 10^{-3}; 10^{-6}. Определить, при каком значении отношения сигнал/помеха вероятность правильного обнаружения практически не зависит от величины $P_{л.т}$ [43].

Решение. Для ВХО в данном случае справедливо аналитическое выражение (2.32):

$$P_{п.о} = \theta\left(\sqrt{-2\ln P_{л.т}},\quad \sqrt{2K_{\delta_1}^2}\right), \qquad (*)$$

где $K_{\delta_1}^2 = u_0^2/2\sigma_п^2$ – отношение сигнал/помеха, $\sigma_п^2$ – дисперсия помехи в полосе высокочастотного фильтра. Поскольку при оптимальной фильтрации эффективная полоса пропускания фильтра выбирается равной $\Delta f_{эф} = 1/T_{эф}$, где $T_{эф}$ – эффективная длительность сигнала, то для дисперсии помехи в полосе имеем

$$\sigma_п^2 = S_п\, 2\pi\Delta f_{эф},$$

где $S_п$ – спектр мощности помехи на рабочей частоте фильтра. Окончательно $K_{\delta_1}^2 = E_{эф}/2\pi S_п$, $E_{эф} = 1/2u_0^2 T_{эф}$ – эффективная энергия сигнала.

ВХО, рассчитанные по формуле *, представлены на рис. 2.32. Из этого рисунка видно, что при отношении сигнал/помеха 10 дБ и более практически во всем диапазоне реально встречающихся требований к $P_{л.т}$ вероятность правильного обнаружения $P_{п.о} = 1$. При использовании ВХО, представленных в этом и предыдущем примерах, необходимо учитывать, что значения отношения сигнал/помеха в обоих случаях отличаются. При приеме сигнала с постоянной амплитудой значение K_{δ_1} рассчитывается по амплитуде u_0 сигнала и дисперсии помехи в полосе фильтра $\sigma_п^2$, а при приеме сигнала с флюктуирующей амплитудой значение K_δ рассчитывается по дисперсиям сигнала и помехи $\sigma_{с.п}^2$ и $\sigma_п^2$.

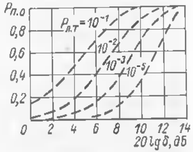


Рис. 2.32. К примеру 2.43.

Глава 3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ОКЕАНЕ

§ 3.1. Характеристика океана как звукопроводящей среды

Скорость звука в океане. Характер распространения акустических волн в океане определяется целым рядом факторов, обусловленных свойствами как самой среды, так и ее границ.

В однородной непоглощающей среде распространение звука описывается скалярным волновым уравнением

$$d^2 p/dt^2 = c^2 \nabla^2 p. \qquad (3.1)$$

Согласно формуле (3.1) при заданной начальной форме возмущения характер акустического поля на любом расстоянии от источника звука определяется параметром c, т. е. величиной скорости звука, для которой справедливо соотношение

$$c = \sqrt{\kappa/\rho}.$$

Здесь κ – модуль объемной упругости; ρ - равновесная плотность.

Величины κ и ρ, существенно влияющие на среду, зависят от температуры и солености морской воды.

Сложность непосредственного определения κ и ρ привели к разработке так называемых прямых и косвенных методов определения скорости звука.

Прямые методы предусматривают непосредственное измерение скорости звука в мора с помощью измерителей скорости [57].

Косвенные методы основаны на расчете скорости звука с помощью эмпирических зависимостей по данным о температуре и солености морской воды.

В настоящее время существует несколько эмпирических зависимостей для расчета скорости звука. Наиболее точной является формула Вильсона. По ней составлены таблицы значений скорости звука [64]. Для оперативных расчетов можно рекомендовать номограмму на рис. 3.1. При условии $4\,^\circ C < T^\circ < 30\,^\circ C$; 1 кг/см$^2 < P < 1000$; $0 < S < 37\,^\circ/_{oo}$ результаты расчета по этой формуле совпадают с экспериментально определенными значениями скорости звука с точностью $\pm 0{,}3$ м/с. Лерой [16, 69] предложил более простую формулу для определения скорости звука.

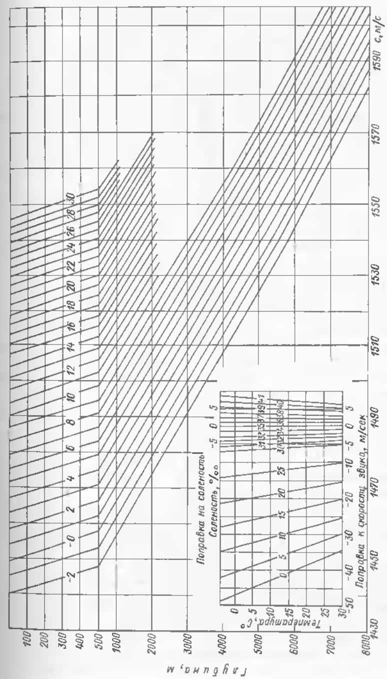


Рис. 3.1. Номограмма для расчета зависимости скорости звука от глубины с поправкой на соленость

$$c = 1492{,}9 + 3(T-10) - 6\cdot10^{-3}(T-10)^2 - 4\cdot10^{-2}(T-18)^2 +$$

$$+ 1{,}2(S-35) - 10^{2}(T-18)(S-35) + z/61 \qquad (3.2)$$

Здесь z – глубина в метрах.

Считается, что эта фпрмула обеспечивает точность 0,1 м/с для $T < 20\,^\circ$C и $z < 8000$ м.

Учитывая, что согласно (3.2) скорость звука является функцией температуры, солености и гидростатического градиента, для вертикального градиента $G_c = dc/dz$ можно записать

$$G_c = a_t G_t + a_S G_S + a_P G_P, \qquad (3.3)$$

где G_t, G_S, G_P – градиенты температуры, солености и давления; a_t, a_S, a_P – коэффициенты, характеризующие влияние отмеченных факторов на скорость звука.

Анализ номограммы показывает, что скорость звука возрастает с увеличением любого из трех отмеченных параметров T, S, P.

В самом общем случае значение скорости звука в море является функцией трех координат $c(x, y, z)$. Исследования показали, что изменения солености и температуры в горизонтальиой плоскости значительно меньше изменений в вертикальной плоскости, и в первом приближении ими можно пренебречь.

В настоящее время можно считать доказанным, что тип вертикального распределения скорости звука в первую очередь определяется термической структурой вод. Кроме того, существенную роль при этом играет глубина района, так как эффекты, связанные со статическим давлением, проявляются на больших глубинах.

Наибольшие изменения температуры отмечаются в верхнем слое океана. Значительно меньше изменеиия в более глубоких слоях, а ниже 1500 . . . 2000 м условия, близкие к гомотермии.

Такое распределение температуры с учетом солености, которая в первом приближении может считаться неизменной по глубине, определяет вертикальное распределение скорости звука.

В поверхностных слоях распределение скорости звука характеризуется отрицательными градиентами, значения которых будут определяться широтой места, сезоном года и глубиной. С увеличением глубины возрастает влияние гидростатического давления. Уменьшение скорости звука, обусловленное понижением температуры, будет компенсироваться ее увеличением за счет гидростатического давления. Совместное воздействие двух противоречивых факторов в глубоководных районах приводит к возникновению минимума скорости звука. Область глубин, содержащая минимум скорости звука, называется подводным звуковым каналом (ПЗК).

На рис. 3.2 представлены распределения скорости звука с глубиной в некоторых районах Мирового океана [2, 89]. При анализе распределе-

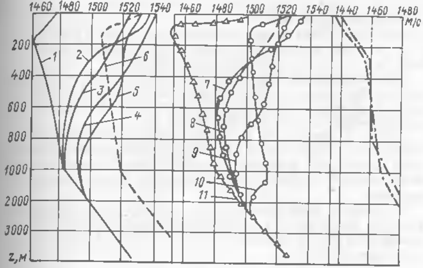


Рис. 3.2. Распределение скорости звука по глубине для некоторых районов Мирового океана —— Атлантический океан, разрез по долготе $\lambda = 50^\circ 30'$ з. д. (ноябрь); – – – Средиземное море (август); (—○—) Атлантический океан, разрез по широте $\varphi = 40^\circ 14'$ с. ш.; —△— северо-западная часть Тихого океана; –·– арктические районы (Канадская котловина)

1 – $\varphi = 42^\circ 28'$ с. ш.; 2 – $10^\circ 17'$ с. ш., 3 – $38^\circ 49'$ с. ш.; 4 – $20^\circ 46'$ с. ш.; 5 – $30^\circ 13'$ с. ш.; 6 – $40^\circ 15'$ с. ш.; 7 – $66^\circ 28'$ з. д.; 8 – $40^\circ 18'$ з. д.; 9 – $59^\circ 35'$ з. д.; 10 – $19^\circ 12'$ з. д

ний $c(z)$, содержащих минимум скорости звука, следует различать кривые $c(z)$, в котпрых скорость звука у поверхности моря меньше скорости звука у дна $c_п < c_д$. Ко второй группе распределений следует отнести те кривые, у которых $c_п > c_д$.

Ниже будет показано, что в первом случае для распространения звука в определенных условиях будет характерио возникновение дальних зон акустической освещенности (ДЗАО) у поверхности моря, во втором – глубинных зон акустической освещенности.

Поглощение и затухание звука в море. В процессе распространения интенсивность акустических волн убывает за счет расширения фронта волны, поглошения и рассеяния звука. Основными причинми поглощения акустических волн является вязкость морской воды, теплопроводность и релаксационные процессы, обусловленные наличием растворенных в воде солей. Кроме того, часть акустической энергии рассеивается различными неоднородностями.

Коэффициент поглощения, учитывающий вязкость и теплопроводность воды, имеет вид

$$\beta = \omega^2 [4\mu/3\rho + \nu(1 + 1/\gamma)]/2c^3,$$

где μ, ν – коэффициенты вязкости и теплопроводности; $\gamma = c_p/c_V$ – отношение теплоемкости.

Поскольку коэффициент теплопроводности для воды равен $\nu = 0{,}5$, а $c_p/c_V = 1{,}001$, то влияние теплопроводности на поглощение ничтожно мало.

Релаксационные процессы, обусловливающие дополнительное (сверхвязкое) поглощение, вызываются изменениями структур молекул (на частотах порядка 1 мГц) и степени диссоциации некоторых солей, в основном $MgSO_4$ (на частотах порядка 150 кГц).

Наряду с поглощением для среды характерно рассеяние акустических волн. Потери энергии при распространении являются аддитивными независимо от механизма их возникновения. В связи с этим возможна разработка единой формулы для коэффициента пространственного затухания.

В различное время разными авторами предлагались эмпирические формулы для вычисления коэффициента затухания. Наиболее достоверные данные, по-видимому, можно получить по формуле Марша и Шулькина (1962 г.):

$$\beta = \left[\frac{2{,}03 \cdot 10^{-2}\, S f_T f^2}{f_T^2 + f^2} + \frac{2{,}93 \cdot 10^{-2} f^2}{f_T}\right](1 - 6{,}54 \cdot 10^{-4} P), \qquad (3.4)$$

где β – коэффициент затухания; дБ/км; S – соленость, ‰; f – частота, кГц; P – статическое давление, атм; f_T – функция температуры, °С, $f_T = 21{,}9 \cdot 10^{6-1520/T+273}$. Для оценочных расчетов часто используют формулу Шихи и Хелли (1957 г.): $\beta = 0{,}036 f^{3/2}$, дБ/км.

Исследования показали, что большинство экспериментальных данных удовлетворительно согласуются с расчетами по формуле (3.4), если частоты колебаний превышают примерно 5 кГц. Но даже и при этих условиях отдельные экспериментальные значения отличаются от расчетных в 1,5 ... 2 раза.

На рис. 3.3 приведены зависимости $\beta = \beta_0(T, f)$, рассчитанные по формуле (3.4), при $P = 0$, $S = 35$‰ и 10‰ и различных температурах. Поправочный множитель, учитывающий гидростатическое давление $\beta(P)$, соответствует рис. 3.4, в.

Анализ графиков рис. 3.3 позволяет сделать следующие выводы. Значительное влияние на величину пространственного затухания оказывают температура и соленость воды. С увеличением температуры воды с 0 °С до 25 °С величина $\beta(f)$ уменьшается в 2,5 ... 3 раза. С уменьшением солености значения $\beta(f)$ также уменьшаются. В пресноводных районах океана значения β в диапазоне рабочих частот современных ГАС в несколько раз меньше, чем в открытых районах. Изменения солености в пределах 2 ... 3°/оо, характерные для открытого океана, незначительно влияют на величину $\beta(f)$. Изменение статического давления может быть легко учтено согласно графику рис. 3.3, б.

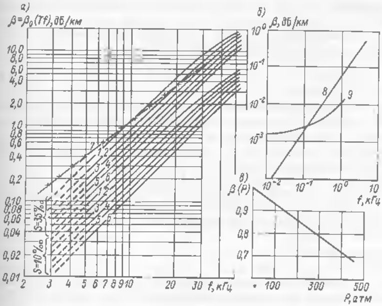


Рис 3.3. Частотная зависимость коэффициента затухания в морской воде: а – зависимость $\beta = \beta_0(T, f)$ при $P = 0$; б – затухание в низкочастотном диапазоне; в – поправочный множитель, учитывающий гидростатическое давление $\beta = \beta(P)$

1 ... 6 – соответствуют температуре воды 0; 5; 10; 15; 20; 25 °С соответственно; 7 – $\beta = 0{,}036 f^{3/2}$; 8 – $\beta = 5{,}95 \cdot 10^{-2}$ дБ/км; 9 – $\beta = (1{,}65 + 9f) \cdot 10^{-3}$ дБ/км [67]

Значения $\beta(f)$ на рис. 3.3, б рассчитаны только до частоты 5 кГц. Измерения в море на частотах $f < 5$ кГц дают значения β, отличающиеся от расчетных на порядок. В литературе отмечается наличие дополнительных релаксационных процессов на частотах $f = 1{,}0 \ldots 1{,}7$ кГц. Обобщенные данные Торпа [16, 87] вместе с последними работами позволили коэффициент $\beta(f)$ на частотах 0,1 ... 3,0 кГц аппроксимировать выражением $\beta = \beta_S + 0{,}11 f^2 k (1 + f^2)^{-1} + 0{,}11 f^2$, где $\beta_S = 2 \cdot 10^{-4} \ldots 4 \cdot 10^{-3}$ дБ/км; $k = 0{,}5 \ldots 1{,}1$.

Применительно к условиям приповерхностного звукового канала (ППЗК) Хелли предложил для коэффициента пространственного затухания формулу вида

$$\beta = (1{,}0{,}94)\left[\frac{1{,}776 f^{3/2}}{32{,}768 + f^3} + \frac{1}{1 + 32{,}768/f^3} \times \left(\frac{0{,}65 f^2 f_T}{f^2 + f_T^2} + \frac{0{,}026 f^2}{f_T}\right)\right] \qquad (3.5)$$

где β, дБ/км; f, кГц; частота f_T определяется так же, как и в формуле (3.4).

Для практических расчетов часто оказывается удобным использовать выражение для коэффициента затухания вида

$$\beta = \beta(n) f^n, \tag{3.6}$$

где n – показатель, выбираемый в пределах $1 \leqslant n < 2$; $\beta(n)$ – коэффициент определяемый значением выбранного показателя n. Вполне естественно, что для выбранного значения n величина $\beta(n)$ должна соответствовать наименьшему расхождению между аппроксимацией (3.6) и экспериментальной зависимостью.

В общем случае представляется возможным переход от одного вида аппроксимации к другому. Минимальная ошибка при переходе от аппроксимации с показателем n к аппроксимации с показателем k достигается при выборе коэффициента β по формуле

$$\beta(k) = \beta(n) f_2^{n-k},$$

где f_2 – верхняя граничная частота рассматриваемого диапазона частот.

В частности, если имеется экспериментальная зависимость β, то для линейной и квадратичной аппроксимаций получим

$$\beta(n=1) = \beta(3/2)\sqrt{f_2} \cong 0{,}036\sqrt{f_2};$$

$$\beta(n=2) = \beta(3/2) f_2^{-0,5} \cong 0{,}036 f_2^{-0,5}.$$

С учетом коэффициентов пространственного затухания для интенсивностей и давлений поля в однородной среде будет справедливо:

режим прямого сигнала

$$I(r) = \frac{P_a\gamma_1 10^{-0,1\beta r}}{4\pi r^2}; \quad p^2(r) = \frac{p_0^2 r_0^2 10^{-0,1\beta r}}{r^2}; \tag{3.7}$$

режим эхопеленгования

$$I_э(r) = \frac{P_a\gamma_1 R_э^2 10^{-0,2\beta r}}{16\pi r^4}; \quad p_э^2(r) = \frac{p_0^2 r_0^2 R_э^2 10^{-0,2\beta r}}{4r^4}. \tag{3.8}$$

Здесь P_a, γ_1 – акустическая мощность и коэффициент концентрации излучателя; $I(r)$; $p(r)$; $I_э(r)$, $p_э(r)$ – интенсивности и давления прямого сигнала и давления эхо-сигнала соответственно; $R_э$ – эквивалентный радиус цели; $r_0 = 1$ м.

Изменчивость акустических свойств океана. С акустической точки зрения океан изменчив: течения, внутренние волны, вихри, мелкомасштабная турбулентность изменяют горизонтально-слоистый характер

распределения скорости звука. Данные обстоятельства обусловливают в ряде случаев исключительно сложный характер акустического поля.

На границах крупномасштабных течений температура, соленость, плотность воды и скорость звука испытывают резкие перепады. Кроме того, данные характеристики изменяются по трассе распространения, в связи с чем изменяется профиль скорости звука.

Вблизи интенсивных течений отмечаются синоптические вихри, имеющие форму колец, с пространственными размерами до сотен километров и скоростью перемещения от 0,25 до 1,5 м/с. В зоне вихря образуется сложная пространственная структура поля скорости звука, вертикальный градиент скорости звука заметно повышается при приближении к центру вихря. Внутренние волны, представляющие собой колебания слоя скачка скорости звука с периодами от десятка минут до нескольких часов, вызывают флюктуации амплитуды и фазы сигналов, а также и горизонтальную рефракцию акустических лучей.

Сравнительно недавно в литературе появилось понятие „тонкой" вертикальной структуры воды [16]. Под тонкой структурой гидрофизических полей понимают устойчивую форму существования неоднородностей определенной толщины. Такие характеристики вод океана, как температура, соленость, плотность, скорость течения изменяются с глубиной не плавно, а скачками. Их толщина колеблется от долей до десятков метров, а горизонтальная протяженность до десятков километров. Тонкая структура вод может существенно изменить характер акустического поля, особенно на достаточно высоких частотах. Мелкомасштабная турбулентность с пространственными размерами от долей до десятков метров вызывает флюктуацию скорости звука, а следовательно, и рассеяние акустических волн.

Влияние поверхности. Наличие границ среды приводит к рассеянию, поглощению и отражению акустических волн.

Морская поверхность является границей раздела, на которой величина волнового сопротивления меняется скачком. Этот скачок настолько велик, что энергия, падающая снизу на поверхность, практически вся возвращается в воду.

Морская поверхность находится в непрерывном движении и является существенно неровной. Характер акустического поля будет зависеть от целого ряда факторов, основными из которых является соотношение размера неровности поверхности к длине падающей волны.

В общем случае акустическое поле состоит из двух компонентов: регулярного (когерентного) и случайного (некогерентного). Количественно соотношение между ними определяется параметром Релея [7]:

$$\Phi = 2k\sigma_п \sin\alpha; \quad k = 2\pi/\lambda, \tag{3.9}$$

где $\sigma_п$ – среднеквадратичное значение высоты неровностей. Нетрудно видеть, что параметр Релея определяется не только степенью неровности поверхности, но и частотой падающей волны и углом скольжения относительно некоторой средней плоскости.

Если $\Phi \leqslant 1,0$, поверхность принято считать слабошероховатой. В переизлученном поле преобладает когерентная составляющая. Если $\Phi \geqslant 1,0$, поверхность является существенно неровной. Основная доля переизлученного поля заключена в рассеянной составляющей. Для когерентной части, формируемой отражением звука от средней плоскости, можно ввести понятие коэффициента когерентного отражения:

$$W_{\text{ког}} = p_{\text{ког}}/p_0,$$

где p_0 и $p_{\text{ког}}$ – амплитуды давления в падающей и отраженных волнах соответственно.

В теории дифракции показано, что при нормальном распределении возвышений поверхности

$$W^2_{\text{ког}} = |W_0|^2 \exp(-\Phi^2), \tag{3.10}$$

где Φ_0 – коэффициент отражения от плоской границы раздела этих сред.

Для интенсивности отраженной волны, следовательно, будем иметь

$$I_{\text{ког}} = I_0 r_0^2 W^2_{\text{ког}}/(R_1 + R)^2; \quad r_0 = 1 \text{ м},$$

где R_1 и R – расстояния точки зеркального отражения от излучателя и приемника соответственно.

При малых Φ величина $\exp(-\Phi^2) \to 1$; $W_{\text{ког}} \cong |W_0|$. Практически вся переизлученная энергия сосредоточивается в отраженной волне. С увеличением параметра Релея величина $W_{\text{ког}}$ быстро падает. Так, при $\Phi \approx 1$ $W^2_{\text{ког}} \approx 0{,}4|W_0|^2$; при $\Phi = 2$ величина $W^2_{\text{ког}}$ составляет 2% от значения $|W_0|^2$, а при $\Phi = 3$ примерно $10^{-4}|W_0|^2$. Таким образом, при $\Phi \geqslant 1{,}5 \ldots 2$ почти вся энергия падающей волны переизлучается поверхностью в виде рассеянной волны. Отсутствие достаточно полных экспериментальных сведений для W вынуждает на практике использовать расчетные значения для коэффициентов отражения от статистически неровных поверхностей моря. В частности, формула Марша [67] имеет вид

$$W = 1 - 0{,}458\,\alpha\,(3fH)^{3/2}\,(3H)^{1/10}, \tag{3.11}$$

где α – угол скольжения, рад; f – частота, кГц; H – среднее значение высоты волны от подошвы до гребня. Выражение (3.11) справедливо для случая длинных по сравнению с размерами неровности акустических волн.

Влияние дна. Взаимодействие между акустическими волнами и дном – сложный процесс. Он включает зеркальное отражение от границы раздела вода – грунт, рассеяние от неровной границы и неоднородностей в грунте и поглощение.

Первой простейшей физической моделью дна является представление его в виде полубесконечного пространства с параметрами, характерными для жидкости. Для коэффициентов отражения плоской волны в этом случае справедлива формула

$$V = \frac{m\cos\theta_1 - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1}}{m\cos\theta_1 + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1}}, \tag{3.12}$$

где $m = \rho_2/\rho_1$ – отношение плотностей грунта и воды; $n = c_0/c_2$ – коэффициент преломления; c_0 – скорость звука в воде; θ_1 – угол падения. В общем случае коэффициент преломления является комплексным:

$$c_2^2 = c_{02}^2 (1 + j\eta),$$

где c_{02} – вещественная часть скорости звука; η – коэффициент потерь. Коэффициент потерь связан с коэффициентом поглощения $\beta_{\text{г}}$ в грунте $\eta = 0{,}23 c_2 \beta_{\text{г}}/\omega$; c_2 – скорость звука в грунте. С учетом c_2 выражение для V примет вид [7]:

$$V = A + jB; \quad |V| = \sqrt{A^2 + B^2}. \tag{3.13}$$

Здесь

$$A = \frac{m^2\cos^2\theta_1 - n^2\sqrt{\cos^2\theta_2 + \eta^2}}{m^2\cos^2\theta_1 + n^2\sqrt{\cos_2^4\theta_2 + \eta^2} + mn\sqrt{2}\cos\theta_1\sqrt{\sqrt{\cos^4\theta_2 + \eta^2} + \cos^2\theta_2}}, \tag{3.14}$$

$$B = \frac{mn\sqrt{2}\cos\theta_1\sqrt{\sqrt{\cos^4\theta_2 + \eta^2} - \cos^2\theta_2}}{m^2\cos^2\theta_1 + n^2\sqrt{\cos^4\theta_2 + \eta^2} + mn\sqrt{2}\cos\theta_1\sqrt{\sqrt{\cos\theta_2 + \eta} + \cos^2\theta_2}} \tag{3.15}$$

где θ_2 – угол преломления.

При падении звуковой волны на дно океана возникает положительный фазовый сдвиг, зависящий от угла падения и коэффициента потерь,

$$\varepsilon = \operatorname{arctg}(B/A).$$

Реальные грунты характеризуются слоистой структурой, причем свойствами жидкости может обладать только слой, примыкающий к воде. Остальные слои характеризуются свойствами твердого тела, в которых распространяются как продольные, так и поперечные волны.

Коэффициент отражения от тонкого однородного слоя осадков, расположенного над полубесконечной жидкой средой с более высоким акустическим сопротивлением, определится из соотношения [25]:

$$V = [k_{12} + k_{23}\exp(2j\vartheta_2 h)]/[1 + k_{12}k_{23}\exp(2j\vartheta_2 h)].$$

Здесь h — толщина осадочного слоя, а k_{12} и k_{23} — коэффициенты отражения для соответствующих поверхностей раздела; ϑ_2 — вертикальная составляющая волнового числа в слое.

Нетрудно видеть, что для данного h_2 коэффициент отражения зависит как от частоты, так и от угла скольжения. При поглощающем дне величина ϑ_2 будет комплексной $\vartheta_2 = \alpha + j\beta$, где α — вертикальная составляющая волнового числа в слое, β — коэффициент затухания. Поскольку поглощение пропорционально частоте, коэффициент ϑ при $\beta h_2 \gg 1$ будет достигать значений K_{12} для высоких частот.

При взаимодействии акустических сигналов с реальным дном моря практически никогда не происходит зеркального отражения.

В переизлученном дном сигнале следует ожидать наличия когерентной и случайной составляющих. Когерентная составляющая формируется плоской поверхностью. Направление когерантной составляющей близко к зеркальному направлению. Неровности дна и неоднородности грунта, формируют случайную составляющую, направления которой в верхней полусфере случайны.

Форма индикатриссы рассеяния звука дном существенно зависит от характера неровностей, частоты акустического поля и угла падения. В районах океана с ровным дном индикатрисса рассеяния в зеркальном направлении имеет сравнительно узкий максимум. В остальных направлениях уровни рассеяния резко падают. Узкий максимум индикатриссы формируется плавными пологими неровностями, горизонтальные размеры которых много больше, чем длина акустической волны. Эти неровности могут лежать как на поверхности, так и на дне. По оценке И. Б. Андреевой ширина максимума над участками ровного дна составляет 8 . . . 10°. Существование в индикатриссе рассеяния максимума позволяет так же, как и в случае рассеяния поверхностью моря, перейти к эффективному значению коэффициента отражения $V_{эф}$. Величина $V_{эф}$ определяется из экспериментальных данных.

Для аналитической оценки коэффициента отражения от многослойного дна могут быть использованы соответствующие выражения для коэффициентов V при отражении от системы плоскопараллельных слоев [25].

Учитывая сложность получения эффективных коэффициентов отражения от морского дна, для практических целей может быть рекомендована эмпирическая зависимость $V = V(\theta)$ (см. рис. 3.4).

Следует отметить, что наряду с коэффициентом отражения в литературе часто встречается понятие коэффициента потерь при отражении, под которым понимают величину

$$k_п = -10\lg|V_{эф}|^2. \qquad (3.16)$$

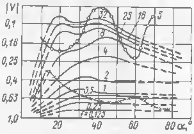


Рис. 3.4. Зависимость коэффициента отражения акустического сигнала дном от частоты и угла скольжения; —— данные Марша для выровненного дна с твердым грунтом; – – – область приближенных значений; –·–·– данные Волового и Житковского, сильно изрезанное дно: Х– –Х данные Марша, слабо изрезанное дно

f – измеряется в кГц.

Затухание звука в осадочной толще океана зависит от частоты, размеров частиц и пористости осадков (пористость – отношение объема, заполненного водой, к общему объему, занимаемому выделенным осадком). При переходе от мелкозернистых илов к крупному песку пористость осадков падает, а размер основных частиц возрастает. Типичные размеры частиц ила составляют 10^{-4} и 10^{-3} см и пористость 70 . . . 80%. Средний диаметр частиц песка достигает 0,05 см, а пористость при этом уменьшается до 35 . . . 40%.

Величина коэффициента (затухания) в грунте возрастает с частотой по закону, близкому к

$$\beta_г(f) = kf^n$$

где $\beta_г(f)$, дБ/км; f – частота, кГц. Значения коэффициентов k и n, зависящие от свойств грунта, являются эмпирическими постоянными. Как показали измерения в песчаных, илистых, глинистых и других типах грунтов, n практически равно единице; k зависит от пористости и равно примерно 0,5 для пористости 35 . . . 60%.

Акустические волны, рассеянные средой и ее границами в направлении к приемнику, формируют реверберационные сигналы. Реверберация – послезвучание среды, результат рассеяния звука неоднородностями среды и границ, свойственное только активным ГАС. Формируясь на частоте излучения и воспринимаемая приемником, реверберация является помехой, существенно снижающей эффективность активных ГАС.

В зависимости от характера неоднородностей различают объемную, слоевую и граничную реверберации.

Объемная реверберация порождается безграничной средой, слоевая – приповерхностным слоем рассеивателей, звукорассеивающими слоями, а также слоем донных осадков. Граничная ранерберация является результатом рассеяния звука поверхностью и дном моря при больших углах скольжения, когда приповерхностный и осадочный слои пронизываются падающими волнами.

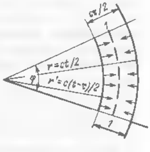


Рис. 3.5. К объяснению формирования уровня реверберации в морской среде

В точке приема реверберация фиксируется как флюктуирующий, спадающий во времени случайный процесс. В любой момент времени реверберация формируется слоем пространственной протяженностью $c\tau$. Это нетрудно доказать. Если длительность зондирующего импульса τ, то в пространстве распространяется волновой пакет протяженностью $c\tau$ (рис. 3.5).

В некоторый момент времени передний фронт посылает часть волн в обратном направлении. Через время $\tau/2$ эта часть волн встретится с задним фронтом, который переместится в положение $I-I$ и сформирует реверберационный сигнал. Для расчета уровней реверберации необходимо знание коэффициентов рассеяния в обратном направлении.

§ 3.2. Основы методов оценки поля в морской среде

Общая характеристика методов оценки поля. Строгое решение задачи распространения акустических волн в ограниченных средах возможно с использованием методов волновой акустики.

Основой волновых методов является решение волнового уравнения (3.1) для заданных начальных и граничных условий [2, 16]. Для безграничной однородной среды решение волнового уравнения затруднений не вызывает. В реальной среде скорость звука является функцией пространственных координат $x(x, y, z)$. В первом приближении изменением скорости звука в функции координат x и y можно пренебречь. Такая модель соответствует так называемой слоисто-неоднородной среде, в которой скорость звука является только функцией глубины.

Решение уравнения (3.1) с использованием метода Фурье при излучении гармонических волн с учетом цилиндрической симметрии задачи для среды с границами приводит к следующему результату

$$p(r, z) = \Sigma\, z_l(z) H_0^{(1)}(a_l r) + \psi(r, z_0), \tag{3.17}$$

где z_0 и z – координаты источника и приемника соответственно; r – горизонтальное расстояние: a_l – горизонтальные волновые числа; $H_0^{(1)}(a, r)$ – функция Ганкеля первого рода нулевого порядка; ψ – представляет вклад, даваемый неоднородными (экспоненциально затухающими с расстоянием) волнами и боковой волной. При $r \gg \lambda$ имеем асимптотику

$$H_0^{(1)}(a_l r) = \sqrt{2/\pi a_l r}\, \exp(a_l r - \pi/4). \tag{3.18}$$

Сумма в правой части (3.17) описывает совокупность нормальных волн, которые являются стоячими в направлении оси z и бегущими с фазовой скоростью $v = \omega/a$ в направлении оси. Такие волны называют нормальными волнами или модами, поскольку они соответствуют

движениям, при которых вся среда колеблется с одной частотой ω. Амплитуды нормальных волн на больших расстояниях убывают обратно пропорционально расстоянию (цилиндрический закон спада). Боковые волны распространяются вдоль границы среды со скоростью, равной скорости распространения волн в этих средах. Амплитуды боковых волн убывают с расстоянием по закону $1/r^2$.

Нормальные волны определяют величину акустической энергия, захваченной волноводом и имеют доминирующее значение на больших расстояниях от источника. При отсутствии волноводных эффектов, а также на небольших расстояниях в формировании поля играют важную роль боковые волны.

Таким образом, акустическое поле, являясь суперпозицией определенного числа нормальных волн, имеет сложную интерференционную структуру. Хотя определение амплитуды и фазы каждой нормальной волны не представляет принципиальной трудности, их суммирование может оказаться весьма сложной задачей. Количество нормальных волн определяется соотношением толщины слоя к длине волны H/λ. На больших расстояниях число нормальных волн может быть весьма велико, что создает трудности при вычислении.

Расчет поля с использованием волнового уравнения (3.17) правомерен в достаточно широком диапазоне частот, начиная от 1 Гц до десятков кГц. Однако в большинстве случаев решение волнового уравнения заканчивается интегральным представлением. Доведение решения до суммы нормальных волн оказывается возможным только для весьма ограниченного числа сравнительно простых профилей $c(z)$, не охватывающих всего многообразия встречающихся в практике распределений.

Задача несколько облегчается, если зависимость скорости звука от глубины аппроксимировать ступенчатой функцией. Ступенчатая аппроксимация профиля $c(z)$ является переходом к модели, состоящей из системы однородных слоев на однородном полупространстве [5, 6]. Расчеты показали, что если толщины слоев не превосходят длины волны, то такая аппроксимация позволяет получить достаточно точный результат.

Как интегральное представление, так и решение в виде суммы нормальных волн не позволяют довести задачу о поле точечного источника до разультатов, поддающихся анализу и наглядной физической интерпретации.

Отмеченные трудности математического и вычислительного плана, отсутствие возможности физической интерпретации результатов привели к разработке приближенных методов расчета полей в океанической среде, к числу которых в первую очередь следует отнести методы, основанные на лучевой (геометрической) теории.

Лучевая теория является асимптотическим решением волновой теории и дает удовлетворительные результаты только при $f \to \infty$, т. е. в области высоких частот.

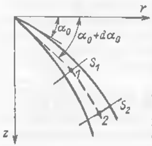


Рис. 3.6. Энергетическая трубка

Основными достоинствами лучевой теория является ее сравнительная простота, наглядность, возможность оценки поля практически для любых профилей скорости звука, неизменных в пространстве.

Создание вычислительных устройств увеличили сферу применения лучевой теории. Можно сказать, что лучевой анализ в прикладной гидроакустике в настоящее время преобладает над волновой теорией.

В то же время лучевая теория имеет целый ряд существенных недостатков. Она не дает правильного результата на каустиках, в фокальных точках, в зоне тени, при расположении источника и приемника звука вблизи дна. Лучевая теория не учитывает частотную зависимость параметров поля (фактора фокусировки), что противоречит физике явления.

Разрушение зональной структуры поля – поле в области тени может быть описано только с помощью волновой теории.

Учитывая большую практическую значимость лучевой теории для решения многих задач прикладной гидроакустики, рассмотрим ее более подробно.

Лучевая теория акустического поля в океане. Основой лучевой (геометрической теории) акустического поля является представление об акустических лучах, перпендикулярных волновой поверхности в каждый момент времени, вдоль которых осуществляется перенос акустической энергии.

Два луча, выходящие из источника звука с углами скольжения α_0 и $\alpha_0 + d\alpha_0$, образуют энергетическую трубку (рис. 3.6). В соответствии с законом сохранения энергии амплитуда давления в некоторой точке может быть определена из следующего очевидного соотношения:

$$p_2 = p_1 \sqrt{\rho_1 c_2 S_2 / \rho_2 c_2 S_1}, \tag{3.19}$$

где S_1, S_2 – площади поперечного сечения энергетической трубки в точках *1* и *2*; p_1, p_2 – давления в точках *1* и *2*; ρ_1, c_1, ρ_2, c_2 – параметры среды.

Нетрудно видеть, что подобным способом амплитуду волны на любом расстоянии в пределах энергетической трубки можно связать с начальной амплитудой точечного источника. Исключением являются фокальные точки *1*, *2* и окрестности каустик, где $S_2 \to 0$ (рис. 3.7).

Лучевая теория позволяет вычислить и фазу импульса, распространяющегося вдоль луча. Применительно к рис. 3.6 для набега фазы вдоль луча от точки *1* до точки *2* будет справедливо

Рис. 3.7. Фокальные точки и каустическая поверхность: *а* – распределение скорости звука; *б* – лучевая картина

$$\varphi = \int_{z_1}^{z_2} 2\pi\lambda^{-1}\, dl = \int \omega c^{-1}(z)\, dl = \omega\tau, \tag{3.20}$$

где τ – время пробега импульса вдоль луча.

Если луч имеет точку заворота, то при полном цикле луча будем иметь

$$2\varphi = 2\omega\tau - \pi/2.$$

Величина $\pi/2$ – результат потери фазы при полном внутреннем отражении в неоднородной среде.

Расчет поля в лучевом приближении может быть выполнен несколько иначе. Если известна мощность dP_a, излучаемая в элементарный телесный угол $d\Omega$, то интенсивность поля в любой точке будет определена как $I = dP_a/dS$. При многолучевом распространении интенсивность поля будет равна сумме интенсивностей в каждой энергетической трубке.

Таким образом, для расчета поля необходимо определение площади поперечного сечения элементарных энергетических трубок, что в свою очередь, требует расчета траекторий акустических лучей при заданном распределения скорости звука в функции пространственных координат.

В слоисто-неоднородной среде касательная к траектории луча должна удовлетворять закону Снеллиуса:

$$c(z_0)/\cos\alpha_0 = c(z_1)/\cos\alpha_1 = c(z_2)/\cos\alpha_2 = \ldots c(z_i)/\cos\alpha_i = c_{\text{г}}(z). \tag{3.21}$$

Величина $c_{\text{г}}$ является скоростью звука на горизонте, где луч горизонтален ($\alpha = 0$. Луч претерпевает полное внутреннее отражение). Выражение (3.21) показывает, что угол скольжения на некотором горизонте z_i определяется углом α_0 на горизонте z_0, отношением скоростей

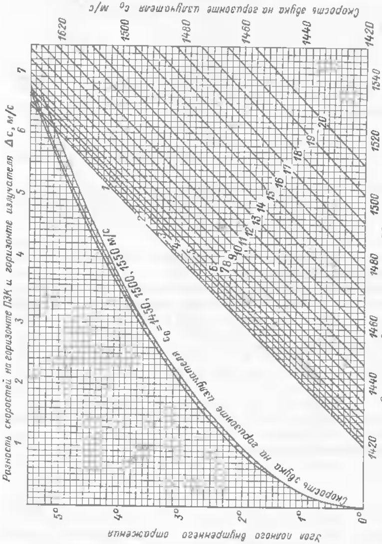


Рис. 3.8. Номограмма для расчета $a_i = f(\Delta c_i)$ при $c_г$ = const и $c_г = f(\Delta c)$ при $c(z_i)$ = const

$c(z_i)/c(z_0)$ и не зависит от значений скорости звука в промежуточных слоях

$$c(z_0)/\cos \alpha_0 = c_г(z).$$

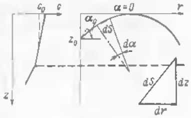


Рис. 3.9. Траектория акустического луча при постоянном градиенте скорости звука

Соотношение (3.21) позволяет решить две задачи, имеющие значительный практический интерес:

– при заданном $c_г$ определить угол скольжения на любом горизонте, где величина скорости звука $c(z_i)$ известна;

– при заданном $c(z_i)$ и угле скольжения на этом горизонте α_i определить величину скорости $c_г$, где луч притерпит полное внутреннее отражение ($\alpha_i = 0$)

На основании формулы (3.21) составлена номограмма (рис 3.8) [30], позволяющая решить данные задачи.

Номограмма действительна для значений углов $\alpha = 0 \,..\, 20°$ при сочетаниях c_0 и $c_г$, лежащих в пределах 1420 . . . 1550 м/с. В области малых углов 0 . . 5° номограмма представляет графическую зависимость $\alpha_г = f(c_г)$ при $\alpha_г$ = const. Для углов 2 . . . 20° номограмма изображается зависимостью $c_0 = f(c_г)$ при $\alpha_г$ = const.

Траектория акустического луча. Пусть скорость звука является линейно-убывающей функцией глубины (рис. 3.9):

$$c(z) = c_0[1 - a(z - z_0)], \tag{3.22}$$

где c_0 – скорость звука на глубине излучателя z_0; $a = \dfrac{1}{c_0}\left|\dfrac{dc}{dz}\right|$ – относительный градиент скорости звука.

В соответствии с законом Снеллиуса луч будет рефрагировать вниз. Из бесконечно малого элемента луча имеем

$$dr = |dz/\operatorname{tg}\alpha|.$$

Полное горизонтальное расстояние, проходимое лучом, равно

$$r = \left|\int_{z_0}^{z} \operatorname{ctg}\alpha\, dz\right|, \tag{3.23}$$

Так как текущий угол скольжения на горизонте z связан с углом входа луча в этот слой как $\cos\alpha = \cos\alpha_0/n$; $n = c_0/c(z)$, для расстояния r получим

$$r = \cos\alpha_0 \left|\int_{z_0}^{z} \frac{dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2\alpha_0}}\right| \tag{3.24}$$

Если луч между горизонтами z_0 и z не испытывает полного внутреннего отражения, то подставляя (3.22) в (3.24) найдем

$$r = \cos\alpha_0 \int\limits_{z_0}^{z} \frac{[1 - a(z - z_0)]\,dz}{\sqrt{1 - [1 - a(z - z_0)]^2 \cos^2\alpha_0}} . \qquad (3.25)$$

После замены переменной $\xi = [1 - a(z - z_0)]\cos\alpha_0$ и интегрирования имеем:

$$r = [\sin\alpha_0 + \sqrt{1 - [1 - a(z - z_0)^2]\cos^2\alpha_0}\,]/a\cos\alpha_0 . \qquad (3.26)$$

После некоторых преобразований

$$(r - \operatorname{tg}\alpha_0/a)^2 + [1/a - (z - z_0)]^2 = 1/a^2\cos^2\alpha_0 . \qquad (3.27)$$

Из (3.27) видно, что при $a = \mathrm{const}$ траекторией луча является дуга окружности радиуса $\rho = 1/a\cos\alpha_0$ с координатами центра в точке

$$r_{ц} = \operatorname{tg}\alpha_0/a ; \qquad z = z_0 + 1/a . \qquad (3.28)$$

С учетом формулы (3.21) уравнение (3.27) может быть записано в следующем виде:

$$r = [\sin\alpha(z) - \sin\alpha_0]/\cos\alpha_0 . \qquad (3.29)$$

В случае произвольного профиля скорости звука траектория луча может быть представлена как сопряжение дуг окружностей различных радиусов. Зависимость $c(z)$ при этом аппроксимируется линейными отрезками. Вся проекция луча на ось r в этом случае может быть представлена суммой

$$r = \sum_{i=1}^{n} h_i \operatorname{ctg}[(\alpha_{i-1} + \alpha_i)/2] . \qquad (3.30)$$

Здесь n – число слоев аппроксимации кривой $c(z)$; h_i – толщина слов. По формуле (3.30) с учетом малости углов скольжения составлена номограмма для определения расстояния r в слое толщиной h, рис. 3.10.

Аналогичным образом вычисляется и время пробега волны вдоль слоя. Согласно рис. 3.9 время пробега волной элемента луча равно

$$dt = dS/c(z) = |dz/c\sin\alpha(z)| \qquad (3.31)$$

Так как

$$dS = \rho\,d\alpha; \quad dt = \rho\,d\alpha/c(z) = d\alpha/G_c\cos\alpha$$

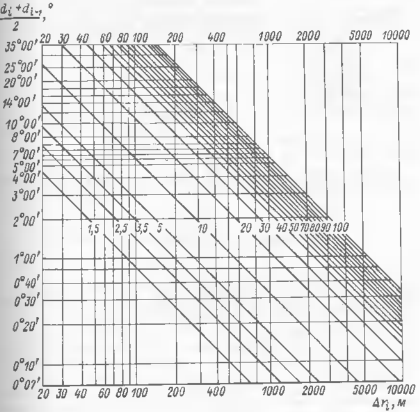


Рис. 3.10. Номограмма для построения траектории акустического луча

Время пробега волны от горизонта с углом скольжения до точки поворота луча (на горизонтальном расстоянии полуцикла луча):

$$t = \frac{1}{2ac_0} \ln \frac{1 + \sin\alpha_0}{1 - \sin\alpha_0} , \qquad (3.32)$$

Фактор фокусировки. В рамках лучевой теории интенсивность звука, развиваемая некоторым источником, определяется законом расширения лучевой трубки, если допустить, что энергия не выходит за ее границы (рис. 3.11).

Мощность, излучаемая источником в телесный угол $d\Omega$, составит

$$dP_a = \frac{P_a\, 2\pi\cos\alpha_0\, d\alpha_0}{4\pi}$$

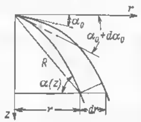


Рис. 3.11. К определению фактора фокусировки

Площадь волнового фронта, заключенная в пределах углов α_0 и $\alpha_0 + d\alpha_0$, в рефрагирующей среде с учетом цилиндрической симметрии задачи равна

$$dS = 2\pi r \Delta r \sin\alpha(z) =$$

$$= 2\pi r \sin\alpha(z)\, |\partial r/\partial\alpha_0|\, d\alpha_0.$$

Здесь $\Delta r = |\partial r/\partial\alpha_0| d\alpha_0$, поскольку $r = r(\alpha_0)$.

Таким образом, интенсивность звука в некоторой произвольной точке (r, z) выразится как

$$I(r,z) = \frac{dP_a}{dS} = \frac{P_a}{4\pi R^2}\,\frac{R^2\cos\alpha_0}{r\,|\partial r/\partial\alpha_0|\sin\alpha(z)} = \frac{P_a}{4\pi R^2} f(\alpha, r). \tag{3.33}$$

Из (3.33) следует определение фактора фокусировки как отношения силы звука в реальной среде к силе звука в однородной среде. На больших расстояниях $R \sim r$, следовательно:

$$f(\alpha, r) = \frac{R^2\cos\alpha_0}{r\,|\partial r/\partial\alpha_0|\sin\alpha(z)} \approx \frac{r\cos\alpha_0}{|\partial r/\partial\alpha_0|\sin\alpha(z)}. \tag{3.34}$$

Таким образом, акустическое поле источника будет определено, если известна аналитическая зависимость для горизонтального расстояния r и существует производная от него по углу выхода луча из источника.

Фактор фокусировки может быть больше и меньше единицы. При $f \gg 1$ или $f \ll 1$ лучевая теории неприменима.

Лучевая теория достаточно точно определяет траекторию звуковых лучей, если на длине акустической волны скорость звука может считаться неизменной. Количественно это выражается неравенством

$$a\lambda \ll 1, \tag{3.35}$$

где a – относительный градиент скорости звука.

Л. М. Бреховских для случая положительной рефракции получил еще одно условие применимости лучевой теории, ограничивающее значение угла скольжения на заданном горизонте в зависимости от градиента скорости звука и частоты:

$$\sin\alpha_0 \geqslant (a\lambda/2\pi)^{1/3}. \tag{3.36}$$

Выражения (3.35) и (3.36) являются условиями применимости лучевой теории. Из (3.24) также следует, что фактор фокусировки обращается

в бесконечность в точках заворота луча ($\alpha(r) = 0$) и в области каустик, где $\partial r/\partial\alpha_0 \to 0$.

Каустикой является огибающая семейства лучей (рис. 3.7). Уравнение каждого луча всегда может быть задано в виде

$$r = r(\alpha_0, z), \tag{3.37}$$

где α_0 – параметр семейства лучей, выходящих из источника звука. Огибающая семейства таких лучей находится исключением из $r(\alpha_0, z)$ углов α_0. Следовательно,

$$\partial r(\alpha_0, z)/\partial\alpha_0 = 0 \tag{3.38}$$

Из формулы (3.38) видно, что на каустике фактор фокусировки обращается в бесконечность.

§ 3.3. Распространение звука в „мелком море"

„Мелкое море" – понятие весьма условное, поскольку нет строгого критерия различия. С географической точки зрения это районы морей и океанов с глубинами менее 200 метров. С акустической точки зрения понятию „мелкой" воды в [2, 16] соотносят значения безразмерного параметра $\kappa h \leqslant 10$, где κ – горизонтальное волновое число; h – глубина места. В другой работе термину „мелкое" море относят море, в котором акустическое поле формируется за счет многократных отражений от поверхности и дна. [67]. Другими словами, мелкое море характеризуется распространением звука на расстояния, превышающие по крайней мере в несколько раз глубину.

Для процесса распространения звука в условиях мелкого моря характерно сложность теории и трудности математического описания акустических свойств как границ, так и среды, заключенной между ними. В настоящее время сложились два теоретических подхода к оценке акустического поля в мелком море. Оба используют функции, являющиеся решениями волнового уравнения и дополненные коэффициентами, позволяющими учесть акустические характеристики границ.

Основные выводы волновой теории распространения звука в „мелком море". Первые результаты с использованием волновой теории были получены в предположении независимости скорости звука от глубины в пределах некоторого водного слоя и плоскопараллельных границ. Для модели среды, состоящей из однородного слоя толщиной H, лежащего между абсолютно мягкой (верхней) и абсолютно жесткой (нижней) границами, получено следующее выражение для потенциала скорости на больших по сравнению с длиной волны расстояниях [2]:

$$\varphi(r,z) = \frac{2\exp(j\pi/4)}{H}\sqrt{\frac{2\pi}{r}}\sum_{l=1}^{\infty}\cos\left[\frac{\pi(l-1/2)z_0}{H}\right]\times$$

$$\times\cos\left[\frac{\pi(l-1/2)z}{H}\right]\frac{\exp(j\alpha_l r)}{\sqrt{\alpha_l}} \qquad (3.39)$$

Здесь α_l – горизонтальная компонента волнового вектора k; z_0 – координата источника звука (рис. 3.12), представляет сумму так называемых нормальных волн, амплитуды которых убывают по цилиндрическому закону. При расположении источника на поверхности мора амплитуды всех нормальных волн равны нулю. По мере заглубления источника звука поле, определяемое произведением множителей, находящихся под знаком суммы, будет отлично от нуля, но характеризоваться небольшими значениями. Это объясняется так называемым „дипольным эффектом", когда поле прямого источика гасится полем мнимого источника, работающего в противофазе. В рассматриваемом случае имеется одновременно много пар источников, находящихся в противофазе.

Волновое число каждой нормальной волны определяется выражением

$$\alpha_l = \omega/c_{\phi l} = \sqrt{(k_0H)^2 - (l-1/2)^2\pi^2/H}. \qquad (3.40)$$

Здесь k_0 – волновое число для безграничного пространства; $c_{\phi l}$ – фазовая скорость волны номера l.

При $k_0H < (l-1/2)\pi$ волновое число становится мнимым, что свидетельствует о дополнительном волновом затухании нормальных волн. Соответствующие этому случаю нормальные волны представляют неоднородные волны с амплитудой, убывающей при увеличении r по экспоненциальному закону. Частота для нормальной волны с индексом $l = 1$, для которой $k_0H = \pi/2$, называется критической.

Волны с частотами ниже критической практически не распространяются. Этой причиной и объясняется затухание инфразвуковых волн, для которых километрическое поглощение пренебрежимо мало.

Реальные границы морской среды являются частично отражающими. Для модели, включающей однородный слой со скоростью звука c_1, верхней средой, плотность которой $\rho \ll 1$, нижней средой с парамеграми c_2, ρ_2, $(\rho_2 > \rho_1)$, $c_2 > c_1$, критическая частота первой нормальной волны определяется выражением

Рис. 3.12. К выражению (3.39)

$$f_{\text{кр}} = c_1/4H\sqrt{1-n_1^2}. \qquad (3.41)$$

Здесь $n_1 = c_1/c_2$.

Выражение (3.41) получено в предположении отсутствия деформации сдвига. С помощью (3.41) оказывается возможным определение скорости звука в грунте при условии экспериментального определения критической частоты волновода. Необходнмым условием при этом является возбуждение в слое только одной нормальной волны.

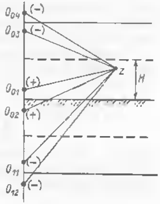


Рис. 3.13. Картина мнимых источников

Выражение (3.39) справедливо для упрощенной модели среды. В более полной модели используется представление дна в виде совокупности плоскопараллельных слоев с различными скоростями c_i, плотностями ρ_i и толщинами H_i, лежащих на упругом полупространстве. Исследования показали, что степень совпадения результатов экспериментальных исследований с теорией существенным образом зависит от правильного выбора параметров c_i, ρ_i, H_i.

В ряде случаев для оценки эффективности ГАС оказывается достаточным использование усредненных законов спадания интенсивности поля с расстоянием.

Усредненные законы спадания звука в мелком море. Акустическое поле в мелком море на больших расстояниях представляет собой набор нормальных волн и имеет сложную интерференционную структуру.

Флюктуации параметров среды и излучателя позволяют перейти к усредненным законам спадания интенсивности и давления, имеющих большое практическое значение.

При расчете поля в лучевой трактовке пользуются методом мнимых источников, нашедшим широкое применение в акустике [2, 16].

В случае расположения источника звука в точках $(0, z)$ слоя толщиной H_i (рис. 3.13). Поле в произвольных точках (r, z) будет суперпозицией прямой волны и волн, отраженных границами. Волны, отраженные от гравиц, можно рассматривать как волны, излученные мнимыми источниками, являющимися зеркальными отображениями действительных источников в плоскости соответственно $z = H$ и $z = 0$. Ординаты источников первой четверки лучей составляют O_{01}, O_{02}, O_{03}, O_{04}.

Продолжая таким образом построение мнимых источников, можно получить выражение для суммариого поля. При этом каждая пара мнимых источников будет все более удалена от гравиц среды.

В удаленной точке с координатами (r, z) акустическое давление представляет сумму волн

$$p = p_0\sum_{l=0}^{\infty}\frac{R_l\exp(jkr_l)}{r_l} \qquad (3.42)$$

где p_0 – давление источника на единичном расстоянии; R_l – амплитудный коэффициент отражения, соответствующий l мнимому источнику; $\exp(jkrl)$ – фазовый множитель $(k = 2\pi/\lambda)$.

Переходя к энергетическому суммированию волн и учитывая потери при отражении волн нв границах для усредненного закона спадания, получим [2]:

$$p^2(r) = \frac{p_0^2 r_0^2}{r^{3/2}} \sqrt{\frac{\pi}{2H(\sigma_1 + \sigma_2)}}, \qquad (3.43)$$

где $\sigma_{1(2)}$ – параметр коэффициентов отражения от границ.

Коэффициенты отражения от поверхности и дна мори при этом записываются в виде

$$W(\alpha) = \exp(-4\sigma_2 \alpha_l); \qquad Y(\alpha) = \exp(-4\sigma_1 \alpha_l), \qquad (3.44)$$

где α_l – угол скольжения луча у границы.

Значения параметра $\sigma_{1,2}$ определяются так:

$$\sigma = \operatorname{Re} m \sqrt{n^2 - 1},$$

где $m = \rho_2/\rho_1$; $n_1 = c_1/c_2$; $m_2 = \rho_3/\rho_1$; $n_2 = c_1/c_3$, ρ, c – плотность и скорость звука (индекс 1 пренадлежит водному слою, а индексы 2 и 3 – грунту и воздуху соответственно).

Выражение (3.43) представляет собой закон „3/2" для усредненного закона спадания в мелком море. По оценке Л. М. Бреховских оно справедливо при условии

$$1 \ll \sigma r/H \ll (kH/\pi)^2; \quad \sigma = \sigma_1 + \sigma_2.$$

После логарифмирования (3.43) и учета пространственного затухания

$$20 \lg P(r) = 20 \lg P_0 - 20 \lg r - \beta r + 5 \lg r + A = 20 \lg P_0 - \text{ПР}, \qquad (3.46)$$

где ПР – потери на распространение, обусловленные расширением фронта волны, пространственным затуханием и акустическими свойствами границ; $A = 10 \lg \sqrt{\pi/2H(\sigma_1 + \sigma_2)}$.

Следует подчеркнуть, что вопросу расчета потерь на распространение в гидроакустике уделяется большое значение, поскольку только после этого возможна оценка эффективности ГАС при решении свойственных им задач. Лучевая теория для мелкого моря разработана Л. М. Бреховских. Для поля в условиях отрицательной рефракции и больших расстояний получено следующее выражение [2.16]:

$$p^2 = \frac{2}{r^{3/2}} \sqrt{\frac{\pi}{f''(0)}} \left[D(\alpha_{\text{д}} \min) \operatorname{tg} \alpha_{\min} \right]^{-1} \exp[-2 r f(0)] \qquad (3.47)$$

где

$$f(\alpha_0) - D^{-1} \alpha_{\text{д}} \ln |V(\alpha_{\text{д}})|; \quad f(0) = -D^{-1}(\alpha_{\text{д} \min}) \ln |V(\alpha_{\text{д}} \min)|],$$

$$f'(\alpha_0) = -\frac{\partial}{\partial \alpha_{\text{д}}} \left[\frac{\ln |V(\alpha_{\text{д}})|}{D(\alpha_{\text{д}})} \right] \frac{c_{\text{д}} \sin \alpha_0}{c_0 \sin \alpha_{\text{д}}}; \quad f'(0) = 0,$$

$$f''(0) = \left\{ \frac{\partial}{\partial \alpha_{\text{д}}} \left[\frac{\ln |V(\alpha_{\text{д}})}{D(\alpha_{\text{д}})} \right] \operatorname{ctg} \alpha_{\text{д}} \right\}_{\alpha_{\text{д}}}$$

$D(\alpha_{\text{д}}$ – длина цикла луча; α_0, c_0, $\alpha_{\text{д}}$, $c_{\text{д}}$, $a(z)$, $c(z)$ – углы скольжения и скорости звука на горизонтах источника звука, дна и приемника соответственно. Мощность источника нормирована таким образом, что в однородной среде $p^2 = 1/r^2$.

Таким образом, соотношение (3.43) может быть использовано для оценки поля в однородном слое воды, а (3.47) – в слое при отрицательной рефракции акустических лучей.

Урик [67], отмечая сложность оценки поля в мелком море, предлагает следующие усредненные законы спадания, полученные Маршем и Шулькиным:

$$p^2(r) = \frac{p_0^2 r_0^2}{r^2} 10^{-0,1\beta r} A_L; \qquad (3.48)$$

$$p^2(r) = \frac{p_0^2 r_0^2 A_2}{r^{3/2} D^{1/2}} 10^{-0,1\beta r} 10^{-0,1 a_t (r/D - 1)}; \qquad (3.49)$$

$$p^2(r) = \frac{2{,}82 \cdot p_0^2 r_0^2 A_L}{r} 10^{-0,1\beta r} 10^{-a_t (r/D - 1)} \qquad (3.50)$$

Здесь F_L – фактор аномалии в ближнем поле, определяемый в зависмости от частоты по данным табл. 4; r – расстояние, м; a_t – коэффициент затухания в мелком море; D – параметр, определяемый $D = 0{,}58 (H + L)^{1/2}$. Расстояние r, входящее в множители затухания, км.

В выражении для D входит H – глубина моря, м; L – толщина изотермического (если он имеется) слоя, прямыкающего к поверхности, м. Параметр D определяется в км. Соответственио выражениям (3.48) ... (3.50) справедливы для значений параметра D:

$$r < D; \quad D \leqslant r \leqslant 8D; \quad r > 8D.$$

Последний случай соответствует большим расстояниям. Потери на распространение при этом, аналогично (3.46), составят

$$\text{ПР} = -10 \lg r - \beta r - a_t (r/D - 1) - 10 \lg H - 64{,}5 + A_L.$$

Таблица 4. **Факторы, определяющие потери при распространении звука в мелком море**

Частота, кГц	Состояние моря, баллы									
	1		2		3		4		5	
	Песок	Ил	Песок	Ил	Песок	Ил	Песок	Ил	Песок	Ил
	I. Значение фактора аномалии A_L, дБ									
0,2	6,2	6,1	6,2	6,1	6,2	6,1	6,2	6,0	6,2	6,0
0,4	6,1	5,8	6,1	5,8	6,1	5,8	6,1	5,8	4,7	4,5
0,8	6,0	5,7	5,9	5,6	5,3	5,0	4,3	3,9	3,9	3,6
1,0	5,9	5,5	5,7	5,3	4,6	4,2	4,1	3,7	3,8	3,4
2,0	5,3	4,9	4,2	3,8	3,8	3,4	3,5	3,1	3,1	2,8
4,0	3,9	3,5	3,6	3,1	3,2	2,8	2,9	2,4	2,6	2,2
8,0	3,3	2,8	2,9	2,5	2,6	2,2	2,3	1,9	2,1	1,7
10,0	3,1	2,6	2,7	2,2	2,4	2,0	2,2	1,7	2,0	1.6
	II Коэффициент затухания в мелком море, b									
0,2	1,3	1,7	1,3	1,7	1,3	1,7	1,3	1,7	1,3	1,7
0,4	1,6	2,2	1,6	2,2	1,6	2,2	1,7	2,4	2,2	3,0
0,8	1,8	2,5	1,9	2,6	2,2	3,0	2,4	3,8	2,9	4,0
1,0	1,9	2,7	2,1	2,9	2,6	3,7	2,9	4,1	3,1	4,3
2,0	2,4	3,5	3,1	4,4	3,3	4,7	3,5	5,0	3,7	5,2
4,0	3,5	5,2	3,7	5,5	3,9	5,8	4,1	6,2	4,3	6,4
8,0	4,3	6,3	4,5	6,7	4,7	6,9	5,0	7,0	5,1	7,5
10,0	4,5	6,8	4,8	7,2	5,0	7,5	5,2	7,8	5,3	8,0

Реверберация в „мелком море". В мелком море на формирование реверберации существенное влияние оказывает поверхность моря с приповерхностным слоем воздушных пузырьков, шероховатости и неровности дна. Другими словами суммарная реверберация явится суперпозицией слоевой и граничной реверберации. Соотношение между ними будет определятьсв характером акустических свойств границ. Рассмотрим элементарную теорию реверберации. Поместим источник звука на поверхности моря. По поверхности и дну моря при импульсном излучении будет распространяться кольцевое возмущение шириной $c\tau/2$ и $c\tau/2\cos\vartheta$ соответственно (рис. 3.14). Пусть к поверхности примыкает слой рассеивателей толщиной h. Тогда элементы объема dv и площади dS будут выступать как вторичные излучатели с элементарной интенсивностью:

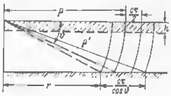


Рис. 3.14. К выводу выражений для слоевой и граничной реверберации

$$dI_{\text{сл.р}} = \frac{kI_1\,dv}{4\pi\rho^2}; \quad dI_{\text{гр.р}} = \frac{kI_1 \sin\vartheta\, dS}{2\pi\rho^2}.$$

Здесь k_0, $k_\text{г}$ – коэффициент, рассеяния слоя и дна в пространство соответственно; ρ' – наклонное расстояние; I_1 – интенсивность падающей волны.

На больших расстояниях $\rho' = \rho$, $v = H/\rho$. Тогда с учетом пространственного затухания для интенсивностей реверберации будем иметь

$$I_{\text{сл.р}} = \int\limits_{(v)} \frac{k_0 I_1}{4\pi\rho^2} \exp(-4\beta'\rho)\, dv;$$

$$I_{\text{гр.р}} = \int \frac{k_\text{г} I_1 H}{4\pi\rho^3} \exp(-4\beta'\rho)\, dS, \tag{3.52}$$

где H – глубина мори, м.

Для элементов объема и площади в полярной системе координат справедливо $dv = \rho\, d\rho\, d\varphi\, dz$; $dS = \rho\, d\rho\, d\varphi$. После интегрирования получим

$$I_{\text{сл.р}} = \frac{P_\text{а}\gamma_1}{16\pi^2 r^3} \int\limits_0^z k_0\, dz \int\limits_0^{2\pi} R_1^2(\alpha,\varphi) R_2^2(\alpha,\varphi)\, d\varphi \times$$

$$\times \frac{[1-\exp(-2\rho' c\tau)]}{4\beta'}, \tag{3.53}$$

$$I_{\text{гр.р}} = \frac{P_\text{а}\gamma_1 H k_\text{г}}{8\pi^2 r^4} \int\limits_0^{2\pi} R_1^2(\alpha,\varphi) R_2^2(\alpha,\varphi)\, d\varphi\, \frac{[1-\exp(-2\beta' c\tau)]}{4\beta'}, \tag{3.54}$$

где $R_1(\alpha' \varphi)$, $R_2(\alpha, \varphi)$ – функция диаграммы направленности излучающей и приемной антенн.

Для коротких импульсов $2\beta' c\tau < 0{,}1$

$$I_{\text{сл.р}} = \frac{P_\text{а}\gamma_1 c\tau \int_0^H k_0\, dz \int_0^{2\pi} R_1^2(\alpha,\varphi) R_2^2(\alpha,\varphi)\, d\varphi}{32\pi^2 r^3}\, e^{-4\beta' r}; \tag{3.55}$$

$$I_{\text{гр.р}} = \frac{P_\text{а}\gamma_1 k_\text{г} H c\tau \int_0^{2\pi} R_1^2(\alpha,\varphi) R_2^2(\alpha,\varphi)\, d\varphi}{16\pi^2 r^4}\, e^{-4\beta' r}. \tag{3.56}$$

Таким образом, интенсивность слоевой и граничной реверберации пропорциональны длительности импульсов и обратно пропорциональны расстоянию в третьей и четвертой степени соответственно. Экспериментально установлено, что значения коэффициентов k_0 для слоя и $k_г$ для грунта лежат в пределах 10^{-4} ... 10^{-7} $м^{-1}$ и 10^{-2} ... 10^{-3} соответственно. Отметим, что в литературе при описании эффектов акустического рассеяния в пространство и полупространство широко используют понятие коэффициентов рассеяния в единичный телесный угол m_V, M_S. Последние связаны с коэффициентами k_0 и $k_г$ соответственно:

$$k_0 = 4\pi m_V; \quad k_г = 2\pi M_S.$$

Для перехода в выражениях (3.55), (3.56) к терминам давления необходимо учесть, что $I = p^2/\rho c$; $P_a = 4\pi r_0^2 p_0^2/\rho c\gamma_1$, где p_0 – приведенное давление; γ_1 – коэффициент осевой концентрации; $r_0 = 1$ м.

§ 3.4. Распространение звука в глубоком море

На больших глубинах распределение скорости звука разнообразно, в связи с чем при анализе акустического поля следует различать два противоположных случая распространения звука – волноводное (канальное) и антиволноводное.

В первом случае значительная часть излученной энергии удерживается каналом и распространяется на большие расстояния. Во втором случае отмечается интенсивный отбор части энергии в нижележащие слои. При этом существенное влияние на долю отобранной энергии оказывает распределение скорости звука с глубиной.

Приповерхностный звуковой канал (ППЗК). Толщина слоя с положительными градиентами определяется сезоном года и широтой места. Зимой в высоких широтах положительные градиенты простираются от поверхности до дна с максимальным значением до $a = 5 \cdot 10^{-5}$ $м^{-1}$. В умеренных и низких широтах величины градиентов меньше, а толщины слоев не превосходят десятков, редко сотни метров. В частности, средние глубины слоя в Северной Атлантике (40 ... 50° с. ш.) составляют: 60 м (январь–март), 27 м (апрель–июнь); 21 м (июнь–сентябрь); 45 м (октябрь – декабрь).

Для существования ППЗК отрицательный градиент не должен превышать установленного значения, определяемого влиянием гидростатического давления на значение скорости звука. В изотермическом слое гидростатическое давление формирует градиент скорости звука 0,017 $с^{-1}$. При $T = 15°$ C, которая создает этот градиент скорости звука. Перепад скорости звука должен быть на 1° C на 180 м. Если отрицательный градиент меньше, чем этот, то образуется канал.

Характерной особенностью ППЗК является многолучевость распространения и канализация энергии. Рассмотрим эти особенности подробнее.

Примем верхнюю границу плоской с коэффициентом отражения $|V| = 1,0$. Это эквивалентно условию, что высоты неровностей поверхности малы по сравнению с длиной волны. Этому условию удовлетворяют акустические волны с частотами не выше сотен герц, а при благоприятных условиях до 5 ... 6 кГц.

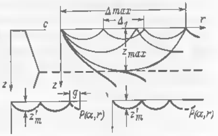


Рис. 3.15. Лучевая картина в условиях ППЗК

Поскольку лучевая трактовка справедлива при $\lambda \ll z_{гр}$ ($z_{гр}$ – нижняя граница ППЗК), минимальные частоты допустимости лучевой трактовки для высоких широт ($z_{гр} = 5 \cdot 10^3$ м) составят единицы герц; в мелководных северных морях и в теплых водах океана из-за малости $z_{гр}$ нижней границей следует считать 100 ... 150 Гц.

Пусть скорость звука описывается функцией глубины

$$c(z) = c_0(1 + az), \tag{3.57}$$

c_0 – скорость звука на горизонте источника, т. е. при $z = 0$.

Лучевая картина, соответствующая данному распределению, представлена на рис. 3.15.

Лучи, выходя из источника, рефрагируют в сторону поверхности. Длина цикла луча с углом выхода α_0 будет равна

$$\Delta = 2\sin\alpha_0/a\cos\alpha_0 = 2\,\mathrm{tg}\,\alpha_0/a; \quad a = G_0/c_0. \tag{3.58}$$

Максимальная длина цикла определится толщиной слоя

$$\Delta_{max} = 2\,\mathrm{tg}\,\alpha_{min}/a. \tag{3.59}$$

Угол α_{0m} является предельным для ППЗК. Его величина может быть связана с толщиной слоя z_m. Согласно (3.21)

$$\cos\alpha_0 = c_0/c_г = c_0/(c_0 + \Delta c), \tag{3.60}$$

$c_г$ – скорость звука на нижней границе слоя.

Разлагая левую и правую части (3.60) в ряд, получим

$$\alpha_{0m} \approx \sqrt{2\Delta c/c_0}. \tag{3.61}$$

с учетом (3.57)

$$\alpha_{0m} = \sqrt{2a z_m} \tag{3.62}$$

Величина предельного угла определяет диапазон лучей, захваченных волноводом. Лучи, выходящие из источника звука при $\alpha_0 > \alpha_{0m}$, либо отражаются от дна, когда нижней границей волновода является дно, либо уходят в область отрицательных градиентов.

В глубоком море лучами, отраженными от дна, можно пренебречь. Акустическое поле будет формироваться только лучами, отраженными от поверхности моря.

В каждую точку поверхности попадают только те лучи, для которых длина цикла укладывается в расстояние до нее целое число раз:

$$r = N\Delta. \tag{3.63}$$

Для горизонтального расстояния имеем $r = N\Delta + g$ или $r = (N+1)\Delta - g$; $N = 0, 1, 2, \ldots$

Первое равенство соответствует случаю, когда точка наблюдения лежит на нисходящей ветви, а второе – на восходящей ветви луча. Величину g можно найти согласно рис. 3.15. Число лучей, приходящих в точку наблюдения, определится как

$$n = N_{max} - N_{min} + 1,$$

где N_{max}, N_{min} – максимальное и минимальное число циклов, определяемые соответственно минимальным (из условий применимости лучевой акустики) и максимальным (толщиной ППЗК) углами скольжения:

$$r = \Delta N; \quad \mathrm{tg}\,\alpha_{0\max} = ar/2N_{min}; \quad \mathrm{tg}\,\alpha_{0\min} = ar/2N_{max}. \tag{3.64}$$

Время пробега волной цикла Δ в ППЗК с учетом полного внутреннего отражения найдем из выражения (3.32). Следовательно, для полного времени распространения волны в ППЗК будет справедливо

$$T(\alpha_0, r) = 2tN = N\ln[(1 + \sin\alpha_0)(1 - \sin\alpha_0)]/ac_0. \tag{3.65}$$

Для малых углов $\ln[(1+\sin\alpha_0)/(1-\sin\alpha_0)] \approx 2\alpha_0(1 + \alpha_0^2/3 + \alpha_0^4/5\ldots)$. Следовательно,

$$T(\alpha_0, r) = 2N\alpha_0(1 + \alpha_0^2/3)/ac_0. \tag{3.66}$$

Угол α_0, согласно (3,61), равен $\alpha_0 = \mathrm{arctg}(ar/2N)$. Разлагая α_0 в ряд по степеням $ar/2N$, удерживая первые два члена и подставляя в (3.66), окончательно получим

$$T(\alpha_0, r) = \frac{r}{c_0}\left[1 - \frac{a^2r^2}{24N^2}\right] \tag{3.67}$$

Откуда видно, что наименьшим временем пробега будет обладать луч, имеющий наименьшее число циклов N_{min} и удовлетворяющий условию

(3.62). По мере уменьшения угла α_0 число циклов и время пробега увеличиваются, а промежутки времени между соседними импульсами уменьшаются. Последним придет импульс, распространяющийся по горизонтали. Уменьшение интервалов времени между сменными импульсами приводит к формированию крутого заднего фронта. Величина интервала между двумя последовательно приходящими импульсами на основании будет равна

$$\Delta t(N) = T(r, N+1) - T(r, N) = (r/c_0)[-a^2r^2/24(N+1)^2 + a^2r^2/24N^2] = a^2r^3(2N+1)/24c_0(N+1)^2N^2. \tag{3.68}$$

Сигнал в точке приема является суперпозицией сигналов, распространяющихся по разным лучам с различными временами запаздывания. При импульсном излучении и коротких посылках приходящие сигналы вначале разделяются во времени, а затем начинают перекрываться и суммироваться. Время затягивания сигнала может быть определено с помощью (3.68) после подстановки туда значений N_{min} и N_{max}:

$$\Delta T = T(r, N_{max}) - T(r, N_{min}) = [a^2r^3/24c_0][1/N_{min}^2 - 1/N_{max}^2]. \tag{3.69}$$

На больших расстояниях $1/N_{min}^2 \gg 1/N_{max}^2$, кроме того, $N_{min} \approx \approx ar/2\sqrt{2az_m}$. Тогда (3.69) примет вид

$$\Delta T \approx az_m r/3c_0. \tag{3.70}$$

Можно видеть, что время затягивания сигнала пропорционально расстоянию.

Явление фокусировки энергии каналом может быть показано с помощью следующих рассуждений. Поток энергии, развиваемый ненаправленным излучателем с ординатой $z = 0$ в единичный телесный угол, равен

$$dP_a = P_a/4\pi.$$

Элементарный телесный угол равен $d\Omega = 2\pi\cos\alpha_0 d\alpha_0$. Следовательно, для мощности, удерживаемой каналом в интервале углов $0 - \alpha_0$, будет справедливо

$$P_{a,k} = P_a\int_0^{\alpha_{0m}}\cos\alpha_0\,d\alpha_0 = P_a\sin\alpha_{0m}. \tag{3.71}$$

При малых углах $P_{a,k} = P_a\alpha_0$. С учетом (3.61) для $P_{a,k}$ получим

$$P_{a,k} = P_a\sqrt{2\Delta c/c_0}. \tag{3.72}$$

Таким образом, доля канализируемой энергии определяется перепадом скоростей звука у поверхности и дна (нижней границы канала). Поскольку канализируемая энергия пропорциональна углу α_0, а толщина слоя z_m, охватываемая углом α_{0m}, равна $z_m \approx \alpha_0^2/2a$, для плотности энергии в этом слое получим

$$P_{a,k}/z_m = 2a P_a / \alpha_{0m} . \qquad (3.73)$$

У самой поверхности $\alpha_0 \to 0$ плотность акустической энергии в лучевом приближении стремится к бесконечности. Это обстоятельство является недостатком лучевой теории, поскольку при $\alpha = 0$ она неприменима (см. (3.34)). Кроме того, на звукомягкой границе давление всегда равно нулю.

Интерференция акустических лучей в каждой точке канала обусловливает весьма сложный характер поля. На больших расстояниях интерференционная картина частично смазывается за счет флюктуаций параметров среды. Предполагая, что энергия распределяется по толщине канала сравнительно равномерно, для усредненного закона спадания будем иметь

$$I = P_{a,k}/2\pi r z_m = P_a \sqrt{2\Delta c/c_0}/2\pi r z_m . \qquad (3.74)$$

Мы получили цилиндрический закон спада интенсивности с расстоянием.

Следует отметить, что полученные в лучевой трактовке выводы относительно канализации энергии справедливы для достаточно высоких частот ($z_m \lambda \gg 1$).

По мере понижения частоты часть энергии покидает волновод и лучевая акустика становится неприменимой. Согласно [67] критическая длина волны, удерживаемая волноводом, равна

$$\lambda_{кр} = 8{,}53 \cdot 10^{-3} H^{3/2} . \qquad (3.75)$$

Здесь H – толщина ППЗК, м.

Учитывая многолучевой характер формирования акустического поля в условиях ППЗК, потери каждым лучом части энергии при отражении от поверхности и направленность излучателя для интенсивности поля на любом расстоянии, можно написать

$$I(r) = [P_a \gamma_1 10^{-0{,}1\beta r}/4\pi r^2] \sum_{i=1}^{N} f_i(\alpha) R_i^2(\alpha,\varphi) W^{2n}(\alpha) , \qquad (3.76)$$

N – число лучей, приходящих в точку наблюдения r; W, n – коэффициент и число отражений лучей от поверхности моря; R_i – значение диаграммы направленности на i-м луче.

Заметим, что аналогичным образом может быть найдено выражение для интенсивности поля в условиях многолучевого распространения при произвольном распределении скорости звука. В выражение (3.76) при этом следует дополнительно ввести коэффициент отражения от дна моря $V(\alpha)$ и число отражений m.

Сумма в выражении (3.76) называется фактором аномалии (аномалией распространения):

$$A_f = \sum_{i=1}^{N} f_i(\alpha) R_i^2(\alpha,\varphi) W^{2n}(\alpha) .$$

Из теории антенн известно, что если направленность в какой-либо плоскости достаточно узка, то функция пространственной диаграммы направленности $R(\alpha,\varphi)$ может быть представлена в виде произведения $R(\alpha'\varphi) = R(\alpha) R(\varphi)$. В этом случае выражение (3.76) примет вид

$$I(r) = \left[\frac{P_a \gamma_1 R^2(\varphi)}{4\pi r^2} 10^{-0{,}1\beta r}\right] \sum_{i=1}^{N} f_i(\alpha) R_i^2(\alpha) W^{2n}(\alpha) . \qquad (3.78)$$

Р. Д. Урик применительно к ППЗК дает следующее выражение для усредненного закона спадания:

$$I = \frac{P_a \gamma_1}{4\pi r^2} 10^{-0{,}1\beta r} \frac{r}{r_0} 10^{-0{,}1 a_L r} , \qquad (3.79)$$

где $A_f(r) = r r_0^{-1} 10^{-0{,}1 a_L r}$ – фактор аномалии; r_0 – расстояние начала формирования цилиндрического закона спадания; α_l – коэффициент утечки энергии из канала.

Переходное расстояние r_0 определяется так:

$$r_0 = \frac{\Delta_{max}}{4} \sqrt{\frac{H}{H - h_и}} , \qquad (3.80)$$

где Δ_{max} – максимальная величина цикла луча в канале толщиной H; $h_и$ – глубина источника.

Для коэффициента утечки существует соотношение

$$\alpha_l = 1{,}1\, b (f/H)^{1/2} , \qquad (3.81)$$

где b – состояние поверхности моря, баллы; f – частота, кГц.

Выражение (3.81) справедливо при выполнения неравенства

$$0{,}9 < f h_в < 21 \text{ кГц} \cdot \text{м}, \qquad (3.82)$$

где $h_в$ – высота волнения, связанная с состоянием поверхности моря соотношением

$$h_в = 0{,}4 b^2 .$$

В работе [89] отмечается, что на расстояниях порядка 10 . . . 30 км потери на распространение не зависят от частоты, толщины канала и

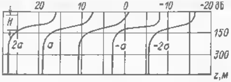


Рис. 3.16. Влияние глубины источника (приемника) на потери при распространении в условиях ППЗК

H – глубина слоя скачка

состояния поверхности моря. В случае размещения источника и приемника звука вблизи поверхности моря потери на распространение составляют

$$ПР = -20\lg r - 0{,}25 r \cdot 10^{-3}. \tag{3.83}$$

Точность расчета оценивается величиной $\sigma = 4{,}5$ дБ. Влияние глубины источника или приемника может быть оценено с помощью графика рис. 3.16.

Подводный звуковой канал (ПЗК). Типичная для ПЗК лучевая картина приведена на рис. 3.17.

Характер лучевой картины существенно зависит от положения излучателя относительно оси ПЗК. При размещении излучателя вблизи оси ПЗК образуется группа лучей, вдоль которых акустическая энергия распространяется на большие расстояния без потерь на границах среды. При расположении источника звука на оси ПЗК каждый луч пересекает ее на всем протяжении его траектории под углом, равным углу выхода из излучателя. Глубины проникновения лучей в области отрицательных и положительных градиентов z_m и величины полуциклов Δ определены значениями этих градиентов и остаются неизменными на всем протяжении. Поскольку значения градиентов в слое выше оси ПЗК составляют в среднем $(3 \ldots 6) \cdot 10^{-3}$ м$^{-1}$, а ниже оси – $1{,}2 \cdot 10^{-5}$ м$^{-1}$, нижние циклы лучей длиннее и дальше отходят от оси, чем верхние. Значения верхнего $\alpha_{01,m}$ и нижнего $\alpha_{02,m}$ предельных лучей при постоянных градиентах скорости звука выше и ниже оси ПЗК определятся как

$$\alpha_{01,m} = \sqrt{2a_1 z_m}; \quad \alpha_{02,m} = \sqrt{2a_2(H - z_0)},$$

где H – глубина моря, м; z_0 – глубина погружения источника звука.

Для полуциклов Δ_1 и Δ_2 будет справедливо

$$\Delta_1 = 2\operatorname{tg}\alpha_0 / a_1; \quad \Delta_2 = 2\operatorname{tg}\alpha_0 / a_2.$$

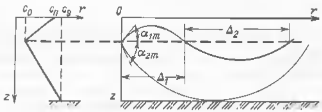


Рис. 3.17. Лучевая картина ПЗК. Источник на оси ПЗК

Все рассуждения относительно времени пробега и концентрации энергии, сделанные для ППЗК, оказываются справедливыми и для ПЗК.

В частности, полное время пробега импульса от источника до точки наблюдения вдоль луча, совершившего N' циклов в верхней и нижней средах, будет

$$T(\alpha_0, r) = N'(t_1 + t_2) = \frac{2N'}{c_0} \ln \frac{1 + \sin\alpha_0}{1 - \sin\alpha_0} \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}\right) \tag{3.84}$$

Для симметричного ПЭК $a_1 = a_2$ и выражение (3.84) совпадает с (3.32). Для мощности, удерживаемой каналом, и плотности энергии аналогично (3.72), (3.73) получим

$$P_{a,k} = P_a \sin\alpha_{0m}; \quad P_{a,k}/2z_{гр} = aPa/\alpha_{0m} \tag{3.85}$$

прв $\alpha_0 \to 0$, $P_{a,k}/z_{гр} \to \infty$.

Все приведенные рассуждения справедливы для излучателя, расположенного на оси ПЗК. По мере ухода горизонта источника с оси канала в ту или другую сторону появляется группа лучей, пересекающих ось ПЗК и претерпевающих полное внутреннее отражение на горизонтах, где скорость звука определяется выражением

$$c_г = c_0/\cos\alpha_0.$$

Здесь c_0 – скорость звука на горизонте источника звука. Изменение горизонта излучателя приводит к формированию на оси ПЗК зон акустической тени.

Удаление излучателя от оси ПЭК сопровождается уменьшением углового раствора канальных лучей. Это видно из (3.61), поскольку по мера смещения излучателя в стороны от оси ПЗК $c_0 \to c_п$ или $c_0 \to c_д$.

Для практических целей значительный интерес представляет усредненный закон спадания интенсивности.

Лучевая трактовка поля применительно к условиям ПЗК разработана Л. М. Бреховских [2]. Закон спадания интенсивности звука в ПЗК на больших расстояниях имеет вид

$$I = \frac{P_a}{4\pi r_0 r} 10^{-0{,}1\beta r}, \tag{3.86}$$

где r_0 – переходное расстояние, начиная с которого сферический закон слада интенсивности смеияется цилиндрическим. Параметр определяется формулой

$$\frac{1}{r_0} = \frac{2c_0 c}{c_k^2} \int\limits_{\alpha_{k,\min}}^{\alpha_{k,\max}} \frac{\sin 2\alpha_k d\alpha_k}{\sin\alpha_0 \sin\alpha(z) D(\alpha_k)} \tag{3.87}$$

где α_k – угол скольжения луча по оси ПЗК; c_0, c и c_k – скорости звука на горизонтах источника звука z_0, z и оси ПЗК z_k соответственно. Верхний предел интегрирования $\alpha_{k\max}$ соответствует граничному лучу, удерживаемому каналом; нижний предел $\alpha_{k,\min}$ является минимальным углом скольжения на оси канала, при котором луч попадает как на горизонт излучения, так и на горизонт приема. $D(\alpha_k)$ – длина цикла луча, пересекающего ось канала под углом.

Нетрудно видеть, что величина r_0 и зависимость $r_0(z)$ могут быть вычислены, если известны профиль скорости звука и глубина излучателя z_0. Зная зависимость $r_0(z)$ и воспользовавшись формулой, можно вычислить силу звука на любом горизонте на больших расстояниях от источника. Определив отношение $r_0/r_{0\,\min}$, можно найти относительное вертикальное распределение силы звука в канале вдали от источника:

$$I(z)/I_{\max} = r_{0,\min}/r_0(z).$$

Зоны конвергенции в океане. Их вырождение. Анализ лучевых картин применительно к ПЗК показывает, что при условии $c_п > c_д$ и размещении источника выше оси канала образуется группа лучей, периодически выходящая к поверхности. Образующиеся при этом вторичные освещенные области называются дальними зонами акустической освещенности (ДЗАО) или зонами конвергенции. Условия формирования этих зон и их основные параметры представляют значительный практический интерес.

На рис. 3.18 представлена зависимость $c(z)$ и лучевая картина при расположении источника звука вблизи поверхности. Лучи, ограниченные сверху значением $\alpha_{01\max}$ и внизу $\alpha_{02\max}$, образуют трубку в пределах которой акустическая энергия переносится без потерь при отражении на границах среды.

Для акустического поля в этом случае характерна зональная структура поля. Ненаправленный источник звука находится в центре ближней зоны акустической освещенности (БЗАО), за которой находится протяженная зона акустической тени; за ней размещается первая зона конвергенции (1-я ДЗАО). Затем снова зона тени, вторая зона конвергенции и т. д. Схематически характер поля в условиях зональной структуры при ненаправленном источнике звука изображен на рис. 3.19. Подчеркнем, что при неизменных профиле $c(z)$ и глубине океана подобное чередование зон будет перемещаться в пространстве со скоростью источника звука. При направленном источнике звука непрерывного излучения акустическое поле характеризуется энергетической трубкой определенного углового размера, вырезающей на поверхности кольцо. Элементами зон конвергенции для фиксированного горизонта наблюдения являются расстояние до зоны, протяженность и толщина.

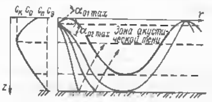


Рис. 3.18. Лучевая картина ПЗК. Источник вблизи поверхности

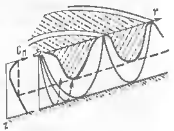


Рис. 3.19. Схематический пространственный характер поля в условиях зональной структуры поля у поверхности

Значения элементов зон конвергенции зависят от целого ряда факторов: глубины оси ПЗК и величины $\Delta c = c_д - c_п$. Для типичных условий открытого океана расстояние до первой зоны конвергенции составляет 55 . . . 70 км, до второй – 110 . . . 140 км и т. д.

Протяженность первой зоны может быть порядка 10 . . 15 км, второй порядка 20 км. Толщина первой зоны достигает нескольких сот метров. При значительном удалении горизонта наблюдения от поверхности океана зона конвергенции разделится на две части, что соответствует восходящей и нисходящей частям пучка водных лучей. Размеры зон освещенности и тени с увеличением номера зоны постепенно изменяются – горизонтальная протяженность освещенных зон увеличивается, а протяженность и толщина зон тени сокращается. В благоприятных условиях удавалось зарегистрировать до 10 . . . 11 зон конвергенции. В дальнейшем зоны конвергенции перекрываются, образуя сплошную зону акустической освещенности.

Увеличение глубины погружения излучателя приводит к расширению зон конвергенции и соответствующему уменьшению зон тени. При размещении излучателя на оси ПЗК вся область канала оказывается засвеченной лучами.

В ряде случаев зоны конвергенции могут формироваться на некоторой глубине, не выходя к поверхности океана (глубинные зоны конвергенции). Подобное явление возникает в районах океана, где скорость звука у поверхности больше скорости звука у дна $c_п > c_д$. При этом излучатель располагается на горизонтах, где скорость звука меньше скорости звука у дна.

Обязательным условием формирования вторичных освещенных зон на некоторой глубине также является наличие подводного звукового канала. Потери на распространение в условиях зональной структуры поля определяются в соответствии с выражением $ПР = -20\lg r - \beta r + 10\lg A_f$, где фактор аномалии A_f рассчитывается с пуском всего многообразия лучей, приходящих в точку наблюдения.

Применительно в Атлантическому океану оценить возможность выхода дальних зон к поверхности и расстояние до первой зоны освещенности можно с помощью рис. 3.20 [67]. Входными параметрами этих графиков является температура воды на поверхности и глубина места.

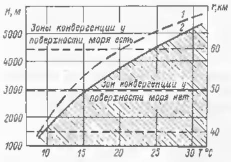


Рис. 3.20. Оценка возможности выхода первой зоны конвергенции к поверхности и зависимость расстояния до нее от температуры воды

$1 - r = F(T)$; 2 – возможность выхода зоны к поверхности моря

Рассмотренные выше характеристики, свойственные подводному звуковому каналу, так же как и для приповерхностного канала, справедливы при достаточно высоких частотах. По мере понижения частоты усиливаются эффекты дифракции, зоны тени оказываются засвеченными, зональная структура поля размывается. Сравнение расчетов поля для распределения скорости звука, свойственного глубокому морю, по волновой и лучевой теории показали, что с зональной структурой следует считаться до частот порядка 32 Гц [6].

В заключение отметим, что для ПЗК также характерна утечка энергии. Выражение, позволяющее оценить критическую длину волны, имеет вид

$$\lambda_{max} = 16/9\,(2)^{1/2}\,(\Delta c/c)^{1/2} H_k, \qquad (3.88)$$

где H_k – глубина оси ПЗК; Δc – перепад скорости звука, определяющий мощность канала [89].

Реверберация в глубоком море. Рассмотрим выражение (3.51), которое с учетом направленности приемоизлучающей антенны $R_1 = R_2$ и сферической системы координат примет вид

$$I_p = \frac{P_a k_0 \int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{\pi} R_1^2 R_2^2 \sin\vartheta \, d\vartheta}{4\pi \int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{\pi} R_1^2 \sin\vartheta \, d\vartheta} \int\limits_r^{r+c\tau/2} \frac{\exp(-4\beta' \rho)}{\rho^2}\, d\rho, \qquad (3.89)$$

где ρ – расстояние до внутренней поверхности возбужденного слоя; ϑ, φ – углы в вертикальной и горизонтальной плоскости соответственно (рис. 3.21).

После интегрирования (3.89) получаем

$$I_p = \frac{P_a k_0 \eta}{4\pi r^2}\, e^{-4\beta'\rho}\, \frac{1 - \exp(2\beta' c\tau)}{4\beta'}, \qquad (3.90)$$

где η – коэффициент, учитывающий влияние направленности приемоизлучающей антенны на уровень реверберации,

$$\eta = \frac{\int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{\pi} R_8^2 R_2^2 \sin\vartheta \, d\vartheta}{\int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{\pi} R_1^2 \sin\vartheta \, d\vartheta}$$

Для ненаправленной антенны $\eta = 1$. При направленной приемоизлучающей антенне $\eta = 1{,}0$. В частности, при $R_1^* = R_2$, $\eta = 0{,}7$. При выполнении условия $2\beta' c\tau \leqslant 0{,}1$; $1 - \exp(-2\beta' c\tau) \approx 2\beta' c\tau$.

$$I_p = P_a k_0 \eta \exp(-4\beta' c\tau)/8\pi r^2 \qquad (3.91)$$

Интенсивность объемной реверберации прямо пропорциональна длительности импульса и обратно пропорциональна квадрату расстояния. Величина коэффициента k_0 зависит от частоты и для глубокого моря в диапазоне частот 1 ... 20 кГц лежит в пределах $k_0 = 10^{-5} \ldots 10^{-9}$ м$^{-1}$.

Многочисленные исследования показали, что рассеивающие свойства океана существенно неоднородны по пространству. Наличие дискретных неоднородностей, к которым относятся живые организмы, пузырьки воздуха, биологические скопления, акустические свойства которых отличаются от акустических свойств воды, приводят к существенному отклонению закона спада силы реверберации от сферического $(1/r^2)$. Отмеченные неоднородности в большинстве случаев стратифицированы по глубине. В связи с этим для описания процесса формирования реверберации в среде, рассеивающие свойства которой изменяются с глубиной, целесообразно воспользоваться выражением для слоевой реверберации.

Значительный вклад в формирование слоевой реверберации вносят звукорассеивающие слои (ЗРС), представляющие собой горизонтально-протяженные скопления различных мелких организмов.

ЗРС распространены в океане в умеренных и низких широтах. Большинство ЗРС залегают днем на глубинах в несколько сот метров. С наступлением темноты слои мигрируют в поверхностные воды, а с наступлением светлого времени снова в глубинные слои.

Безразмерный интеграл $\int k dz$, входящий в выражение для слоевой реверберации, представляет собой силу слоя M_S^1.

Подчеркнем при этом, что, согласно (3.51), коэффициент характеризует мощность, рассеиваемую элементом dv в пространство.

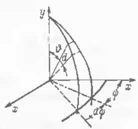


Рис. 3.21. К выводу выражения (3.90)

Значения коэффициентов рассеяния (силы слоя) существенно зависят от частоты, времени суток и широты места. Максимум рассеяния днем отмечается на частотах 5 . . . 7 кГц и глубинах в несколько сот метров. Уровни рассеяния выше и ниже слоя на 1 . . . 2 порядка ниже. На частотах в десятки кГц уровень рассеяния либо сохраняется неизменным, либо несколько выше, чем на частотах 5 . . . 7 кГц.

Подъем рассеивателей к поверхности в ночное время сопровождается увеличением уровня рассеяния. Наиболее заметно это увеличение на частотах 2 . . . 3 кГц, где уровень рассеяния повышается на 8 . . . 10 дБ; в области 10 . . . 12 кГц повышение уровня составляет 3 . . . 5 дБ.

Основной причиной изменения уровня и смещения максимума коэффициента k_0 является резонансное рассеяние на плавательных пузырях рыб, находящихся в пределах слоев. При миграция за зоопланктоном изменяются размеры плавательных пузырей, что и сопровождается соответствующим сдвигом максимума рассеяния и изменением его уровня.

Пренебрежение рефракцией акустических лучей при расчете реверберации допустимо только в случае крутых углов и небольших расстояний. В реальных условиях на уровни реверберации существенное влияние оказывают условия распространения акустической энергии, вызывая в ряде случаев существенное их повышение. Таким образом, наряду с шумовой помехой реверберация выступает в качестве помехв работе активных ГАС, снижая их эффективность.

Поскольку интенсивность прямого сигнала в реальной среде пропорциональна фактору аномалии, являющемуся в первую очередь функцией частоты и расстояния, выражение для интенсивности реверберации примет вид [66]:

$$I_p = \frac{P_a \gamma_1 k_0}{6\pi^2} \int\limits_{(V)} \frac{R_1^2 R_2^2 A_f^2(r,f)}{\rho^4}\, dv\,, \qquad (3.92)$$

$A_f(r,f)$ – фактор аномалии в элементе объема dv.

Поскольку среда является слоисто-неоднородной при $c\tau/2 \ll r$, $2\beta' c\tau < 0{,}1$, то фактор аномалии можно считать в пределах слоя $\Delta r = c\tau/2$ величиной постоянной. Тогда в цилиндрической системе координат

$$I_{\text{сл.р}} = \frac{P_a\ \gamma_1 c\,\tau}{32\pi^2 r^3} \int\limits_0^Z K_0 A_f^2(r,f)\,dz \int\limits_0^{2\pi} R_1^2 R_2^2\, d\varphi\, e^{-4\beta' r}\,. \qquad (3.93)$$

Выражение (3.93) описывает слоевую раверберацию в реальной среде. Рассуждая аналогичным образом, можно получить выражения для интенсивности граничной реверберации.

В глубоком море при импульсном излучении положение зондирующего импульса определяется лучевой картиной. При зональной структуре поля в начальные моменты времени реверберации является суперпозицией чисто объемной, слоевой от поверхности и звукорассеи-

вающих слоев, а затем по мере опускания в глубинные слои – граничной. В дальнейшем при подъеме импульса к поверхности граничная реверберация сменяется снова объемной, слоевой и т. д. На расстояниях зон конвергенции акустические лучи имеют малые углы скольжения ($\alpha_0 < 12 \ldots 16^\circ$) и основной вклад в раверберацию приходится на приповерхностные слои рассеивателей. Поскольку акустическое поле на этих расстояниях вблизи поверхности характеризуется положительными значениями фактора аномалии, уровни реверберации резко увеличиваются. Реверберация, формируемая с расстояний дальних зон, называется дальней.

На рис. 3.22 приведены разультаты обработки записей дальней реверберации, полученные в условиях глубокого моря для различных длительностей импульсов [64, 67]. На записях четко фиксируются превышения уровней реверберации на расстояниях вторичного выхода лучей к поверхности океана. Увеличение деятельности зондирующих импульсов приводит к расширению максимумов раверберации и некоторому их повышению. Согласно работе [67] сигнал от отражающего объекта регистрировался на фоне раверберационной помехи, уровень которой превышал уровень собственных шумовых помех на 8 . . . 20 дБ.

Антиволноводное распространение звука. Антиволноводному распространению соответствует уменьшение скорости звука с глубиной, обусловленное понижением температуры (рис. 3.23). Абсолютные значения градиентов в слое скачка достигают $3 \ldots 4 \cdot 10^{-3}$ м$^{-1}$.

На глубинах в больших слоях скачка величины градиентов постепенно уменьшаются вплоть до дна или оси ПЗК.

Для лучевой картины при размещении источника на глубине z_0 характерно наличие верхнего предельного луча α_{0m}, разделяющего ближнюю зону освещенности от зоны тени. Лучи с углами $\alpha > \alpha_{0m}$ отражаются от поверхности моря. Протяженность ближней зоны (БЗАО) определяется величиной градиента a и ординатами источника звука z_0 и точки наблюдения z. Величина радиуса БЗАО определяет геометри-

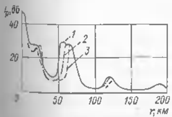


Рис. 3.22. Результаты статистической обработки характеристик дальней реверберации
1 – τ = 20 с; 2 – τ = 10 с; 3 – τ = 5 с

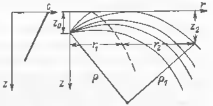


Рис. 3.23. Лучевая картина в условиях отрицательной рефракции

ческую дальность действия ГАС и легко может быть определена из рис. 3.23:

$$D_{гп} = r_1 + r_2 \approx \sqrt{2\rho z_0} + \sqrt{2\rho z} = \sqrt{2/a}\,(\sqrt{z_0} + \sqrt{z}),$$

где $\rho = 1/a \cos \alpha_0$.

Следует отметить, что понятие резкой границы между освещенной зоной и зоной тени является весьма условным. В зоне тени существует слабое акустическое поле, сформированное рассеянием волн на неоднородностях среды и отражением от дна моря. Кроме того, всегда присутствуют дифракционные явления и волны, рассеянные неровной поверхностью моря.

Интенсивное перемешивание воды в верхнем слое может свести градиент к нулю. Образуется однородный слой некоторой толщины h, лежащий на слое с отрицательными градиентами.

При размещении излучателя в пределах однородного слоя интенсивность поля в нем спадает по сферическому закону $I \sim 1/r^2$ до некоторого условного расстояния r_0, начиная с которого сказывается действие неоднородной среды, вызывающей отбор части энергии. С позиции лучевой акустики это объясняется расплыванием лучей, поэтому на больших удалениях сила звука оказывается весьма малой. С точки зрения волновой теории поле источника в пределах этого слоя представляет сумму нормальных волн [2, 16].

На малых расстояниях в формировании поля принимает участие большое число нормальных волн, мало разнящихся по амплитуде. В этом случае оценка поля по лучевой теории совпадает с волновой. На больших расстояниях поле определяется несколькими наименее затухающими волнами. Амплитуды волн при этом значительно меньше амплитуд волн, развиваемых источником в безграничной среде, в связи с чем эту зону пониженной интенсивности можно назвать зоной „эффективной" тени.

По оценке Л. М. Бреховских величина r_0 определяется из условий

$$r_0 \ll h^2/\lambda S\,; \quad S = (1/3)\,kh\,(3a/k)^{1/3} \tag{3.94}$$

Параметр S является важнейшим параметром поля в однородном слое с позиций волновой теории. Чем больше параметр S, тем на больших расстояниях сказывается справедливой лучевая теория.

Все рассмотренные выше случаи распространения звука учитывали только вертикальную рефракцию акустических лучей. Изменение же скорости звука дополнительно в горизонтальной плоскости приведет к общей пространственной деформации поля, смещению траекторий лучей, фазовым искажениям и изменению законов спадания поля с расстоянием.

Особенности распространения звука в Арктических морях. За счет низких значений температур положительная рефракция в полярных

районах отмечается по всей толщине водного слоя. Данное обстоятельство вызывает распространение звука на достаточно большие расстояния из-за многократного отражения звука от верхней границы.

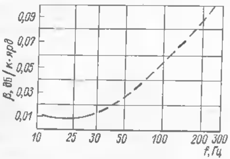


Рис. 3.24. Зависимость коэффициента пространственного затухания от частоты для Арктического района

Комбинация положительной рефракции с отражением звука от неровной поверхности льда, обусловливающей затухание высоких частот, с утечкой акустической энергии из волновода на низких частотах по своей физической сущности аналогична прохождению сигнала через полосовой фильтр.

Исследования показали, что наилучшие условия для распространения сигналов имеют место в октавной полосе от 15 до 30 Гц. Затухание растет при увеличении частоты выше 30 Гц, а также на частоте 10 Гц (нижний предел диапазона) по сравнению с потерями на частоте 20 Гц. Зависимость коэффициента пространственного затухания звука от частоты представлена на рис. 3.24.

В заключение отметим, что точность прогнозирования дальности действия ГАС зависит от точности задания параметров станции, так и от погрешности оценки потерь на распространение. Из-за множества факторов, определяющих характер акустического поля в существенно неоднородной среде оценка величины потерь на распространение для использования в решении практических задач представляет собой достаточно сложную проблему.

Особенности распространения звука таковы, что несмотря на достаточную изученность акустических характеристик среды, следует иметь в виду, что отклонения прогнозируемых уровней потерь на распространение являются скорее правилом, а не исключением. Значения уровней ±5..6 дБ достаточно характеризуют ожидаемый разброс расчетных величин.

Примеры к главе 3.

Пример 3.1. Определить значение скорости звука у поверхности моря ($T = 12,10°$; $S = 36,05°/_{oo}$), на глубине 1000 м ($T = 3,2°$; $S = 35,05°/_{oo}$) и у дна $z = 4000$ м ($T = 2,5°$; $S = 34,91°/_{oo}$) по формуле Лероя.

Результаты расчета сравнить с данными рис. 3.1.

Решение. Расчет по формуле (3.2) дает:

$z = 0$ м; $\qquad c = 1499,1$ м/с;

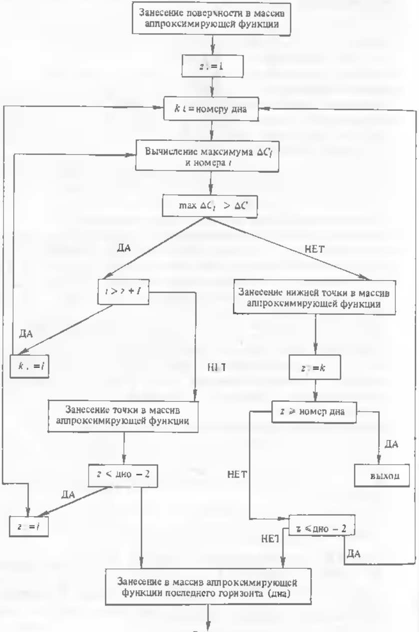


Рис. 3.25. Структурная схема алгоритма-аппроксимации вертикального распределения скорости звука

$z = 1000$ м; $c = 1480{,}01$ м/с;

$z = 4000$ м; $c = 1525{,}96$ м/с.

Полученные результаты удовлетворительно совпадают с данными номограммы рис. 3.1.

Пример 3.2. Разработать алгоритм автоматической аппроксимации вертикального распределения скорости звука, задаваемого таблицей.

Решение. Суть алгоритма заключается в последовательном приближении аппроксимирующей кусочно-линейной функции к заданному распределению с заданной точностью Δc. Соединим крайние точки распределения прямой линией. Затем, для любого горизонта, находящегося между начальной и конечной точками линии, вычисляем разность между начальной скоростью и аппроксимирующей. Найденное максимальное значение разности $(\Delta c_{i,\max})$ сравнивается с заданной точностью Δc. Если $\Delta c_{i,\max} > \Delta c$, то i-й горизонт принимается за конечную точку, и вся процедура повторится до тех пор, пока на каком-либо участке прямой не выполнится условие $\Delta c_{i,\max} \leqslant \Delta c$. В этом случае начинается новый шаг, который в качестве начальной точки возьмет конечную после предыдущего шага, и процесс аппроксимации будет повторяться, пока не переберутся все горизонты.

Структурная схема алгоритма представлена на рис. 3.25, а сама процедура аппроксимации иллюстрируется рис. 3.26.

Тонкая линия изображает первоначальное распределение $c(z)$, заданное десятью горизонтами, а жирной линией обозначена аппроксимирующая функция. Пунктирные линии показывают последовательные приближения на первом шаге аппроксимации и соответствующие им максимальные разности $(\Delta c_{\max})$.

Из рис. 3.26 видно, что результирующая функция состоит из пяти отрезков, полученных после пяти шагов аппроксимации. Точки *2, 3, 5* и *9* „отброшены" алгоритмом за счет заданной точности.

Выбор экстремальных точек на аппроксимирующей функции производится по смене градиента на границе двух слоев с обязательным включением в этот массив начальной

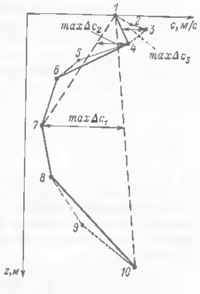


Рис. 3.26. Процедура кусочно-линейной аппроксимации скорости звука

и конечной точек ломаной кривой. Такими экстремальными точками на рис. 3.26 являются точки *1, 4, 7* и *10*.

Пример 3.3. Источник звука на расстоянии $r = r_0 = 1$ м развивает давление P_0. Определить изменение давления, обусловленное пространственным затуханием на расстояниях 10 и 20 км, если рабочая частота источника равна $f = 10$ кГц.

Решение. Отношение давлений в однородной и поглощающей средах равно

$$P_{\text{одн}}/P_{\text{погл}} = 10^{0,05}; \quad 20\lg(P_{\text{одн}}/P_{\text{погл}}) = \beta r,$$

при $f = 10$ кГц $\beta = 1{,}14$ дБ/км (согласно $\beta = 0{,}036 f^{3/2}$). Следовательно, амплитуда сигнала на этих расстояниях уменьшится на 11,4 и 22,8 дБ, что равноценно уменьшению амплитуды в 3,7 и 13,8 раз соответственно.

Пример 3.4. Показать возможность учета изменения давления сигнала за счет пространственного затухания при его распространении в слоисто-неоднородной среде.

Решение. Поскольку коэффициент пространственного затухания существенным образом зависит от температуры, а следовательно и от глубины. Изменение звукового давления с расстоянием вдоль луча, обусловленное только затуханием, в общем виде может быть представлено криволинейным интегралом

$$\Delta p(\beta) = \int_{(L)} \beta(r, z)\, dl, \tag{3.95}$$

где $\beta = \beta(r, z)$ — отрезок луча для заданного уравнения.

Зависимость $\beta = \beta(r, z)$ в явном виде отсутствует. Учитывая, что при $z = \text{const}$; $T(r) = \text{const}$ (3.95) запишем так:

$$\Delta p(\beta) = \int_{(L)} \beta[z(T)]\, dl = \lim_{\substack{\Delta l \to 0 \\ n \to \infty}} \sum^{n} \beta[z_i(T) + z_{i-1}(T)]\, \Delta l_i =$$

$$= \lim_{\substack{\Delta l \to 0 \\ n \to \infty}} \sum_{i=1}^{n} \beta\left[\frac{T_i - T_{i-1}}{2}\right] \Delta l_i, \tag{3.96}$$

где $\beta[(T_i + T_{i-1})/2]$ — функциональная зависимость коэффициента пространственного затухания от температуры воды.

Таким образом, с помощью (3.96) возможно определить величину изменения звукового давления вдоль луча за счет пространственного затухания, обусловленного влиянием температуры воды и ее изменением с глубиной.

Расчет (3.96) производится следующим образом:

– разбить на слои водную среду;

– определить температуру на границах слоев T_i, T_{i-1} и ее среднее значение $T_{\text{ср}} = (T_i + T_{i-1})/2$;

– с графиков $\beta(T)$ для определенной частоты найти по значению $T_{\text{ср}}$;

– определить величину Δl_i;

– рассчитать значения $\Delta p_i(\beta) = \beta(T_{\text{ср},i}\,\varphi)\Delta l_i$ и $20\lg \Sigma \Delta p_i$.

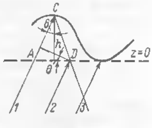


Рис. 3.27. К выводу выражения для параметра Релея

Расчеты показывают, что разбиение слои воды океана с глубиной порядка 4000 м на 12 . . . 15 промежуточных слоев обеспечивают вполне удовлетворительную точность расчета (7 . . . 10 %) изменения давления за счет пространственного затухания.

Пример 3.5. Вывести выражение, определяющее параметр Релея.

Решение. Рассмотрим два луча *1* и *2*, падающие на неровную поверхность под углом θ (рис. 3.27). Найдем разность фаз между этими лучами после их отражения от различных точек поверхности. Проведем плоскость $z = 0$. Луч *2* перенесем в точку D. Поскольку разность фаз лучей *2* и *3* после отражения от плоскости $z = 0$ равна нулю, достаточно найти разность фаз между лучами *1* и *3*. Разность хода между этими лучами Δr равна

$$\Delta r = BC + CD = 2CD - AB \cdot \text{Но } CD\cos\theta = h \cdot AB = AD\sin\theta =$$

$$= 2h \operatorname{tg}\theta \sin\theta.$$

Следовательно, $\Delta r = 2h/\cos\theta - 2h\operatorname{tg}\theta\sin\theta = 2h\cos\theta$ и разность фаз через угол скольжения $\alpha = 90° - \theta$; $\Delta\varphi = k\Delta r = 2kh\sin\alpha$. Мы получили формулу (3.9).

Пример 3.6. Показать возможность оценки параметров грунта, представляемого в виде полубесконечной среды, по результатам экспериментальных угловых зависимостей модуля коэффициента отражения.

Решение. В выражении (3.12) произведем некоторые преобразования. Представим $C_2 = C_{02}\exp(j\delta)$, где δ — угол потерь.

$$n = c_0/c_2 = (c_0/c_{02})[\exp(-j\delta)] = |n|\exp(-j\delta); \quad V = |V|\exp(j\vartheta)$$

После подстановки в c_{02} получим

$$c_{02}^2 = c_0^2 B^2 \sin 2\delta / 4m|V|(1 - |V|^2)\cos^2\theta_S \sin\vartheta,$$

где

$$B = (1 + |V|\cos\vartheta)^2 + |V|^2\sin^2\Theta;$$

$$\operatorname{tg} 2\delta = \frac{4|V|(1 - |V|^2)\sin\vartheta}{(1 - |V|^2)^2 - 4|V|^2\sin\vartheta + B^2\sin^2\theta_S}$$

Например, экспериментально получено $V = |0{,}62|\exp(j45°)$ при угле падения $\Theta_1 = 60°$; $\rho_2 = 2{,}65$ г/см^3; $c_0 = 1500$ м/с. Результаты расчетов: $B^2 = 5{,}2$; $c_{02} = 1530$ м/с; $\delta = 9{,}5°$; $\eta = 0{,}3$; $\beta_г = 710^{-2}$ н/см.

Пример 3.7. Излучатель расположен на оси ПЗК. Определить углы выхода лучей из источника, претерпевающих полное внутреннее отражение у поверхности и дна моря.

Решение. Выберем кривую *1* на рис. 3.2 с глубиной места 2500 м; $c_к = 1460$ м/с. Из условия задачи $\alpha_п = \alpha_д = 0$; $c_п = c_г = 1476$ м/с; $c_д = c_г = 1508$ м/с. Из правой части номограммы (см. рис. 3.8):

$$\alpha_{01m} = 8{,}5°; \quad \alpha_{02} = 14{,}5°.$$

Пример 3.8. Скорость звука на горизонте источника равна 1500 м/с. Определить углы выхода луча из источника, если он претерпевает полное внутреннее отражение на горизонтах, где скорость звука равна соответственно $c_{г?} = 1502$ м/с и $c_{г2} = 1504$ м/с.

Решение. Поскольку $\Delta c = 2$ и 4 м/с $< 5{,}6$ м/с, воспользуемся левой частью номограммы (см. рис. 3.8): $\alpha_{01,m} = 2{,}95°$; $\alpha_{02,m} = 4{,}25°$.

Пример 3.9. Излучатель расположен у поверхности моря; $c_п = 1500$ м/с. Определить горизонт полного внутреннего отражения луча, выходящего из источника звука под углом $\alpha_0 = 5°$, если прилегающий слой характеризуется положительной рефракцией с относительным градиентом $a = 1{,}2 \cdot 10^{-5}$ 1/м.

Решение. Задача решается обратным путем. Перпендикуляр от оси ординат в точке $c_0 = 1500$ м/с проводится до пересечения с изолинией $\alpha_0 = 5°$, что дает $c_г = 1506$ м/с.

Горизонт перегиба луча находится из выражения $\Delta z = \Delta c / a c_0 \approx \approx 334$ м.

Пример 3.10. Для распределения скорости звука, характерного для арктических районов (рис. 3.2) рассчитать горизонтальную дальность до выхода луча к поверхности, претерпевающего полное внутреннее отражение у дна. Определить угол входа лучей в первый слой, а также на горизонтах равных 290 и 790 м. Источник звука находится на поверхности.

Решение. Согласно заданию $c_г = c_д = 1482$ м/с. Из рис. 3.8 $\alpha_0 = 13°40'$; $\alpha_1 = 10°20'$; из рис. 3.10 $r \approx 23$ тыс. м.

Пример 3.11. Пользуясь лучевой акустикой, показать возможность определения глубины погружения цели.

Решение. В однородной среде глубина погружения цели равна $h_0 = c_0 t \sin\alpha_0$, где t – время пробега импульсом расстояния от цели и обратно.

Истинная глубина погружения цели может быть определена, если известны профиль скорости звука $c(z)$, время пробега t импульсом по лучу от цели и измерено значение угла прихода луча α_0 (рис. 3.28).

Согласно рис. 3.28 $dt = dS/c(z)$, но $dS = \pm dz/\sin\alpha(z)$. После интегрирования для времени пробега можно получить

$$t = \pm \frac{1}{c_0} \int_{h_0}^{h} \frac{n^2(z)\,dz}{\sqrt{n^2(z) - \cos^2\alpha_0}} \qquad (3.97)$$

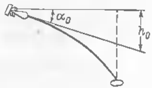


Рис. 3.28. Определение глубины погружения цели

В выражении (3.97) известны все величины, кроме истинной глубины погружения цели h. Если зависимость $c(z)$ имеет сложный вид, то интеграл (3.97) должен вычисляться численными методами. Если же $n^2(z)$ является линейной функцией глубины, например $n^2(z) = 1 + 2az$, то интеграл вычисляется точно. В частности, при такой аппроксимации и предположении $\cos^2\alpha_0 = 1$; $\sin^2\alpha_0 \approx \alpha_0^2$ в работе [68] получен такой результат: $h = h_0 + a(c_0 t)^2/2$.

Отсюда поправка на глубину погружения объекта равна

$$\Delta h = h - h_0 = a(c_0 t)^2/2.$$

Пусть $a = 6 \cdot 10^{-5}$ 1/м; $t = 1$ с; $\Delta h = 65$ м.

Пример 3.12. Оценить пределы применимости лучевой акустики.

Решение. Максимальные отрицательные градиенты в океане составляют $a = 4 \cdot 10^{-3}$ м$^{-1}$.

Согласно формуле (3.35), полагая, что неравенство $a\lambda \ll 1$ выполняется при $a\lambda = 0{,}1$, для нижней частотной границы имеем $f = 60$ Гц. В случае гидростатического градиента $a = 1{,}2 \cdot 10^{-5}$ м$^{-1}$, $f = 1{,}8$ Гц. Обратимся к условию $\alpha_0 \geqslant (a\lambda/2\pi)^{1/3}$. Возьмем $f = 60$ Гц и $a = 4 \cdot 10^{-3}$ м$^{-1}$, $\alpha_0 \geqslant 14{,}5°$. С повышением частоты значения предельных углов скольжения уменьшаются. При $f = 1$ кГц, $\alpha_0 \geqslant 5{,}65°$. Таким образом, второе условие является более жестким. При заданных a в зависимости от частоты из расчета должны быть исключены лучи в значительном угловом диапазоне

Пример 3.13. Получить выражение для фактора фокусировки при различных распределениях скорости звука с глубиной.

Решение. 1) рассмотрим случай постоянного градиента скорости звука. Горизонтальное расстояние определяется выражением (3.29). Возьмем производную $\partial r/\partial\alpha_0$ и учтем, что $\alpha(z) = F(\alpha_0)$:

$$\partial r/\partial\alpha_0 = \left[\sin\alpha_0 \sin\alpha(z) + \cos\alpha_0 \cos\alpha(z)\frac{\partial\alpha(z)}{\partial\alpha_0} + 1\right] / a\cos^2\alpha_0.$$

Величина $\partial\alpha(z)/\partial\alpha_0$ может быть определена из закона Снеллиуса. Окончательно имеем

$$\partial r/\partial\alpha_0 = r/\cos\alpha_0 \sin\alpha(z), \qquad (3.98)$$

Подставляя выражение (3.98) в (3.34), получаем $f(\alpha, r) = \cos^2\alpha_0$. При малых углах $f(\alpha, r) = 1{,}0$. Таким образом, в случае $a = \text{const}$ и малых углах α_0 фокусировки акустических лучей не происходит.

Пусть луч, выходя из источника звука вниз, отражается от дна. Положим, что горизонты источника и приемника совпадают. **Для** горизонтального расстояния r и производной $\partial r/\partial \alpha_0$ будет справедливо

$$r = 2[\sin\alpha(z) - \sin\alpha_0]/a\cos\alpha_0; \quad \partial r/\partial\alpha_0 = -r/\cos\alpha_0\sin\alpha(z).$$

Окончательно $f(\alpha, r) = \cos^2\alpha_0\sin\alpha(z)/\sin\alpha_0$. При достаточно больших глубинах отношение $\sin\alpha(z)/\sin\alpha_0$ может в несколько раз превышать единицу.

2) рассмотрим случай произвольного распределения скорости звука с глубиной.

Аппроксимируем профиль $c(z)$ линейными отрезками. Если на горизонте излучателя скорость звука равна c_0, угол выхода луча α_0, всего слоев k, то для полного горизонтального расстояния с учетом (3.30) получим

$$r = \frac{c_0}{\cos\alpha_0}\sum_{i=1}^{k}\frac{\sin\alpha_i - \sin\alpha_{i-1}}{G_{c_i}}$$

Беря производную $\partial r/\partial\alpha$ и учитывая, что $\partial\alpha(z)/\partial\alpha_0 = \mathrm{tg}\,\alpha_0\,\mathrm{ctg}\,\alpha_i$, получим

$$\frac{\partial r}{\partial\alpha_0} = \frac{c_0\sin\alpha_0}{\cos^2\alpha_0}\sum_{i=1}^{k}\frac{1}{G_{c_i}}\left[\frac{1}{\sin\alpha_i} - \frac{1}{\sin\alpha_{i-1}}\right] =$$

$$= \mathrm{tg}\sum_{i=1}^{k}\frac{\Delta r_i}{\sin\alpha_i\sin\alpha_{i-1}}. \qquad (3.99)$$

Здесь Δr_i определяется согласно (3.30).

Подставляя выражение (3.99) в (3.34), имеем

$$f(\alpha, tr) = \frac{r^2 + (z - z_0)^2\cos^2\alpha_0}{r\sin\alpha_0\sin\alpha(z)\sum_{i=1}^{k}\Delta r_i(\sin\alpha_i - \sin\alpha_{i-1})} \qquad (3.100)$$

Заметим, что $\alpha(z)$ – угол скольжения на горизонте наблюдения. Из выражения (3.100) видно, что в точках поворота луча $\alpha(z) = 0, f(\alpha, r) \to \infty$; это свидетельствует о неприменимости лучевой теории. Напомним, кроме того, что (3.100) справедливо при $\alpha_0 \geqslant (a\lambda/2\pi)^{1/3}$.

Пример 3.14. Дано распределение скорости звука (рис. 3.29). Определить фактор фокусировки в точке A на горизонтальном расстоянии r.

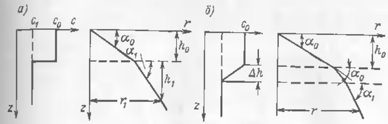


Рис. 3.29. Ослабление звука слоем скачка: *а* – профиль скорости звука и лучевая картина при скачке скорости в бесконечно тонком слое воды; *б* – в слое конечной толщины

Решение. Для горизонтального расстояния r с учетом малости углов α_0 и α_1 имеем

$$r = h_0/\alpha_0 + h_1/\alpha_1. \qquad (3.101)$$

Углы α_1 и α_0 связаны между собой законом Снеллиуса:

$$\cos\alpha_1 = (1 - \Delta c/c_0)\cos\alpha_0; \quad \Delta c = c_0 - \Delta c.$$

Для малых углов скольжения справедливо

$$\alpha_1 = \sqrt{\alpha_0^2 + 2\Delta c/c_0},$$

Дифференцируя (3.101) по α_0, учитывая $d\alpha_1/d\alpha_0 = \alpha_0/\alpha_1$ и подставляя в (3.34), получаем

$$f(\alpha_0, r) = [h_0/\alpha_0 + h_1/\alpha_1]/\alpha_0\alpha_1(h_0/\alpha_0^3 + h_1/\alpha_1^3). \qquad (3.102)$$

Область глубин с резким перепадом скорости звука называется слоем скачка. При прохождении звуком слоя скачка интенсивность поля резко ослабляется. Действительно, в области под слоем скачка ($h_1 \ll h_0$) выражение (3.102) принимает вид

$$f(\alpha_0, r) \approx \alpha_0/\alpha_1.$$

Поскольку $\alpha_0 \approx h_0/r$, то

$$f(\alpha_0, r) = \frac{h_0}{r\sqrt{[(h_0/r)^3 + 2\Delta c/c]}} = \frac{h_0}{\sqrt{1 + 2r^2\Delta c/h_0^2 c}} \approx$$

$$\approx \frac{h_0^2}{r\sqrt{2\Delta c/c}}$$

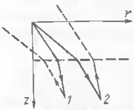


Рис. 3.30 Принцип взаимности для слоя скачка в случае эхопеленгования

Например, $\Delta c = 20$ м/с; $r = 2$ км; $h_0 = 50$ м; $c = 1{,}5 \cdot 10^3$ м/с; $f(d, r) = 0{,}15$. Лучшей аппроксимацией реальных распределений скорости звука является профиль, изображенный на рис. 3.29, *б*. Скорость звука описывается функцией вида $c(z) = c_0(1 - az)$. Нетрудно показать, что $f(\alpha_0, r) = (r/a_1)[h_0/\alpha_0^2 + (\alpha_1 - \alpha_0)/a\alpha_1]$. Если величины a и r велики, то угол $\alpha_0 \lessapprox \alpha_1$. При этом, если $\Delta h \ll h$, $f(\alpha_0, r) = r\alpha_0^2/h\alpha_1$.

Отметим, что для случая гидролокации в силу принципа взаимности ослабление поля составит $f^2(a, r)$. Графически это показано на рис. 3.30. В любом случае выбора точки отражения на луче *1* или *2*, точка приемо-излучения находится в пределах расходящейся после отражения энергетической трубки.

Пример 3.15. Определить минимальное расстояние источника звука от верхней границы слоя $z = H$, при котором коэффициенты возбуждения нормальных волн близки к их максимальному значению, равному единице.

Решение. Обозначим это расстояние через ΔH. Оно найдется из условия $|\cos[\pi(l - 1/2)(H - \Delta H)/H]| = 1$; $l = 1, 2, 3, \ldots$, хотя бы при одном из номеров l, соответствующих распространяющимся волнам.

Учитывая, что $\cos[\pi(l - 1/2)(1 - \Delta H/H)] = (-1)^{l+1}\sin[\pi(l - 1/2)\Delta H/H]$, так как $\cos[\pi(l - 1/2)] = 0$; $\sin[\pi(l - 1/2)]$, запишем первоначальное условие в виде

$$|\sin[\pi(l - 1/2)\Delta H/H]| = 1.$$

Для любой распространяющейся волны величина $\pi(l - 1/2) \leqslant$ кН, поэтому получаем

$$|\sin(k\Delta H)| = 1 \quad \text{и} \quad \Delta H = \lambda/4.$$

Следовательно, излучатель следует располагать к абсолютно податливой границе не ближе, чем на четверть длины волны звука.

Пример 3.16. Пользуясь выражением для интенсивности звука в мелком море найти „эффективное" значение фактора фокусировки.

Решение. Выделив в формуле (3.43) величину интенсивности звука в однородной безграничной среде, для „эффективного" значения фактора фокусировки получим

$$f(r) = \sqrt{\pi r/2H(\sigma_1 + \sigma_2)}.$$

Пусть $H = 200$ м; $\sigma_1 + \sigma_2 = 0{,}05 \ldots 0{,}2$. Тогда в пределах расстояния 1 ... 5 км фактор фокусировки принимает значение 11 ... 14.5 дБ и 6,4 ... 10 дБ соответственно.

Пример 3.17. Определить основные характеристики приповерхностного канала толщиной соответственно 50, 100, 200 м, если градиент скорости обусловлен гидростатическим давлением, а излучатель расположен на поверхности.

Решение. Согласно формуле Лероя относительный градиент равен $a = (61 \cdot 1{,}5 \cdot 10^3)^{-1} \approx 1{,}1 \cdot 10^{-5}$ м$^{-1}$. На основании формул (3.61), (3.59) и (3.75) для значений предельных углов, определяющих долю захваченной энергии α_{0m}, величин циклов Δ и значений критических частот $f_{кр}$ имеем:

z_m, м	50	100	200
α_{0m}	1,90	2,68	3,82
Δ, м	3300	8550	12 200
$f_{кр}$, Гц.	500	176	62,5

Таким образом, рассмотренные каналы удерживают энергию в диапазоне частот выше 60 . . . 500 Гц и растворе углов не более 3,8°. Заметим, для ПЗК, согласно (3.88), и параметров $\Delta c/c = 2 \cdot 10^{-2}$; $H_k = 900$ м; $f_{кр} = 4{,}92$ Гц.

Пример 3.18. Найти уравнение каустики применительно к приповерхностному звуковому каналу. Излучатель находится на поверхности.

Решение. В слоисто-неоднородной среде уравнение семейства лучей зависит от угла выхода лучей α_0:

$$r = r(z, \alpha_0).$$

Придавая различные значения углу α_0, мы получим все возможные лучи данного семейства. Уравнение каустики найдем, если исключим из системы уравнений $r = r(z, \alpha_0), \partial r/\partial\alpha_0 = 0$.

Первое из этих уравнений для малых α_0 запишется как

$$r = [(2N + 1)\alpha_0 - \sqrt{\alpha_0^2 - 2az}]/a; \quad N = 0, 1, 2, 3 \ldots \tag{3.103}$$

Дифференцируя (4.113) по α_0 и приравнивая его нулю, находим

$$\alpha_0 = (2N + 1)\sqrt{2az}/\sqrt{(2N + 1)^2 - 1}. \tag{3.104}$$

Подставляя (3.104) в (3.103), получаем уравнение каустики в виде уравнения параболы

$$r^2 = 2[(2N + 1)^2 - 1]z/a.$$

Пример 3.19. Показать аналитически, что интенсивность эхо-сигнала в многолучевой среде пропорциональна квадрату фактора аномалии.

Решение. В многолучевой среде точки излучателя и цели связаны между собой конечным числом лучей (рис. 3.31).

Волны, падающие по каждому из лучей на цель, отражаются по разным направлениям, в том числе и в направлении на приемник. В этом случае интенсивность сигнала будет определена как

$$I_э \sim f_1 R_1 (f_1 R_1 + f_2 R_2 + f_2 R_3) + f_2 R_2 (f_1 R_1 + f_2 R_2 + f_3 R_3) +$$
$$+ f_3 R_3 (f_1 R_1 + f_2 R_2 + f_3 R_3) = [\, \Sigma f_i R_i \,]^2 \qquad (3.105)$$

где R_i – функция характеристики направленности. Таким образом, в самом общем случае для интенсивности эхо-сигнала в реальной многолучевой среде будет справедливо

$$I_э = P_a \gamma_1 R_э^2 10^{-0{,}2\beta r} A_f^2 / 10 \pi r^4;$$

$$A_f = \sum_{i=1}^{N} f_i(\alpha) \; R_i^2(\alpha, \varphi) W_i^{2n}(\alpha) V_i^{2m}(\alpha).$$

Пример 3.20. Определить величину переходного расстояния для скорости звука, изображенного на рис. 3.32.

Решение. Пусть излучатель и приемник находятся в пределах однородного слоя $-H < z_0 < H$. При $|z| > H$ $|dc/dz| = a c_k$. В формуле $\alpha = \alpha_0 = \alpha_k$; $c = c_0 = c_k$; $D(\alpha_k) = 4H/\operatorname{tg}\alpha_k + \operatorname{tg}\alpha_k/a$. Величина $4 \operatorname{tg}\alpha_k/a$ представляет собой горизонтальное расстояние, проходимое лучом в неоднородном слое (на участке EF и MN), а $4H/\operatorname{tg}\alpha_k$ – расстояние, проходимое в пределах однородного слоя. Подставляя $D(\alpha_n)$ в формулу (3.87) и учитывая значения табличных интегралов, получаем

$$r_0 = 2\sqrt{H/a} / \pi. \qquad (3.106)$$

Выражение (3.106) справедливо и для случая несимметричного канала, т. е. при $z > H$ $|dc/dz| = c_k a_1$, а при $z < -H$

$$|dc/dz| = c_k a_2; \quad (a_1 \neq a_2),$$

если вместо градиента a подставить $a = 2a_1 a_2/(a_1 + a_2)$.

Пусть $a_1 = 10^{-4}$ 1/м; $a_2 = 10^{-5}$ 1/м; $2H = 100$ м; $r_0 = 2{,}8 \cdot 10^3$ м.

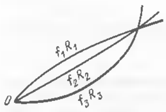


Рис. 3.31. **К** выводу выражения (3.105)

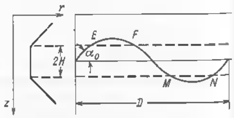


Рис. 3.32. К расчету переходного расстояния r_0 и фактора фокусировки в канале простейшей формы

Пример 3.21. Для распределения скорости звука, изображенного на рис. 3.32, определить фактор фокусировки для случая расположения излучателя и приемника на оси ПЗК.

Решение. Для горизонтального расстояния r, в которое укладывается целое число циклов луча с углом скольжения α_0, имеем $r = N(2H/\operatorname{tg}\alpha_0 + 2\operatorname{tg}\alpha_0/a)$. Подставляя в r производную $\partial r/\partial \alpha_0$, получаем

$$f(\alpha, r) = \left| \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + p}{\operatorname{tg}^2 \alpha_0 - p} \right| \cos^2 \alpha_0,$$

При $\operatorname{tg}\alpha_0 = p$ фактор фокусировки обращается в бесконечность. Следовательно, лучи, выходящие из источника под углами близкими к α_0 при возвращении на ось канала фокусируются неоднородными средами, прилегающими к каналу, в точку конвергенции.

Подставляя $\operatorname{tg}\alpha_0 = \sqrt{p}$ в выражение для горизонтального расстояния r, найдем расстояния, на которых фактор фокусировки обращается в бесконечность,

$$r = N r_0; \quad r_0 = 4\sqrt{p}/a.$$

В этих точках $\partial r/\partial \alpha_0 = 0$. Следовательно, для этих точек одновременно имеют место уравнения $r = r(z, \alpha_0)$; $\partial r/\partial \alpha_0 = 0$, что означает принадлежность этих точек каустике. Поскольку лучевая теория справедлива при $\alpha_0 \sqrt{p} > (a \lambda/2\pi)^{1/3}$, толщина однородного слоя должна быть

$$H \geqslant (\lambda/3\pi^2 a)^{1/3}.$$

Пример 3.22. Определить величину переходного расстояния r_0 для распределения $c(z)$, изображенного на рис. 3.17. Источник звука на оси ПЗК.

Решение. Для реальных случаев с достаточной точностью можно положить

$$\cos\alpha_1 \approx 1; \quad \sin\alpha_1 \approx \alpha_1; \quad \sin\alpha_0 \approx \alpha_0 = \sqrt{\alpha_0^2 - 2(q_1 - 1)}; \quad q_1 = c_0/c_k.$$

Аналогично и для $\sin\alpha(z)$. В результате получаем

$$\frac{1}{r_0} = 2 \int_{\alpha_{1\min}}^{\alpha_{1\max}} \frac{\alpha_1 \, d\alpha_1}{\sqrt{[\alpha_1^2 - 2(q_1 - 1)][\alpha_1^2 - 2(q - 1)]}\, D(\alpha_0)}$$

где $q = c(z)/c_k$.

Скорость звука определяется уравнением $c(z) = c_0[1 - a_1(z - z_0)]$ при $z < z_0$ и $c(z) = c_0[1 + a_1(z - z_0)]$ при $z > z_0$. При этом распределении $q_1 = 1$; $q = 1 + a_1(z_0 - z)$:

$$\alpha_{1\,min} = \alpha_{0\,min} = \sqrt{2a_1(z_0 - z)};\quad \alpha_{1\,max} = \alpha_{0\,max} = \sqrt{2a_1 z}.$$

Для лучей, углы скольжения которых заключены в указанном интервале,

$$D(\alpha_0) = \alpha_0 a^{-1};\quad a^{-1} = a_1^{-1} + a_2^{-1}.$$

Тогда

$$\frac{1}{r_0} = 2a \int\limits_{\sqrt{2a_1(z_0 - z_1)}}^{\sqrt{2a_1 z_0}} \frac{d\alpha_1}{\alpha_0\sqrt{\alpha_1^2 - 2a_1(z - z_0)}} =$$

$$= \frac{2a}{\sqrt{2a_1(z_0 - z)}} \arccos\left(\frac{\sqrt{2a_1(z_0 - z)}}{\sqrt{2a_1 z_0}}\right)$$

Если приемник расположен недалеко от оси канала, так что выполняется условие $\sqrt{(z_0 - z)/z_0} \ll 1$, то, ограничиваясь первым членом разложения $\arccos y$, получим

$$r_0 = \sqrt{2a_1(z_0 - z)}/\pi a.$$

Пусть $a_1 = 10^{-4}$ 1/м; $a = 2\cdot 10^{-5}$ 1/м; $z_0 = 10^3$ м; $z = 9\cdot 10^2$ м; $r_0 = 3{,}16\cdot 10^3$ м. Значение r_0 увеличивается при отходе от оси канала.

Это означает, что цилиндрический закон спада поля устанавливается на все более далеких расстояниях от излучателя при удалении приемника от оси канала.

Пример 3.23. Определить величину переходного расстояния r_0 для случая ППЗК.

Решение. ППЗК можно получить из рис. 3.32, если взять его нижнюю половину. При этом следует положить $c_0 = c_k$ при $0 < z < H$ и $dc/dz = a c_k = \text{const}$ при $z > H$. При размещении излучателя и приемника внутри однородного слоя сила звука будет в два раза больше, чем в симметричном ПЗК, а расстояние r_0 в два раза меньше, чем вычислено по формуле (3.106).

Если при этом однородный слой отсутствует ($H = 0$) и во всем полупространстве $z > 0$, $c = c_k(1 + az)$, то излучатель и приемник находятся на произвольных уровнях z_0, z, но выполняются условия $(c_0 - c_k)/c_k = a z_0 \ll 1$, $(c - c_k)/c_k = az \ll 1, z < z_k$,

$$\frac{1}{r_0} = \sqrt{\frac{2a}{z_0}}\; k(\sqrt{z/z_k}),$$

где k – полный эллиптический интеграл первого рода.

Пусть $a = 1{,}2\cdot 10^{-5}$ 1/м; $z_0 = 100$ м; $z_0/z = 0{,}5 \div 1{,}0$. Тогда $r_0 = 1{,}1\cdot 10^3$ и $1{,}3\cdot 10^3$ м соответственно. Сравним этот результат с данными Р. Д. Урика [67].

Пусть $z_u = 50$ м. Обращаясь к формуле (3.80) и пользуясь данными примера 3.23, имеем $r_0 \approx 1{,}2\cdot 10^3$; $3{,}0\cdot 10^3$ и $4{,}3\cdot 10^3$ м соответственно. Значения r_0, определяемые различными соотношениями, совпадают по порядку величины.

Пример 3.24. Оценить маскирующий эффект объемной реверберации при лоцировании подводных объектов.

Решение. Характерной особенностью реверберации является формирование ее на частоте излучения, при этом спектр реверберации повторяет спектр излученного импульса. Возьмем отношение интенсивностей эхо-сигнала к интенсивности реверберации $I_э/I_р = \gamma_1 R_э^2/2r^2 k_0 \eta c \tau$. Если $I_э/I_р = 1$, то можно найти расстояние r', начиная с которого уровень реверберации превышает уровень эхо-сигнала,

$$r' = \sqrt{\gamma_1} R_э / \sqrt{2k_0 \eta c \tau}$$

Пусть $R_1 = R_2$; $\eta = 0{,}7$; $\tau = 0{,}25$ с; $R_э = 15$ м; $\gamma_1 = 400$; $k_0 = 10^{-5}\cdot 10^{-8}$ 1/м. Тогда $r' \approx 4{,}1\cdot 10^3$ и $1{,}3\cdot 10^3$ м.

Пример 3.25. Оценить маскирующий эффект слоевой раверберации.

Решение. Возьмем отношение интенсивностей:

$$I_э/I_р = 2\pi R_э^2/r \int\limits_0^{2\pi} R_1^2 R_2^2\, d\varphi\, M_s' c\tau,$$

где $M_s' = \int\limits_0^z k_0\, dz$.

При небольших толщинах слоя $R(\alpha'\varphi) = R(0, \varphi)$. Если при этом

$$R_1 = R_2,\ \text{то}\ \int\limits_0^{2\pi} R^4(0, \varphi)\, d\varphi = a\cdot\sin(\theta/2).$$

Для прямоугольной антенны $a = 2/3$.

Для расстояния r' будем иметь

$$r' = 2\pi R_э^2/a \sin(\theta/2) M_s' c\tau.$$

Пусть $\sin(\theta/2) = 0{,}2$; $R_э = 15$ м; $\tau = 0.25$ с; $M_s' = 10^{-3} - 10^{-6}$. Тогда $r' \approx 28{,}3\cdot 10^3 \ldots 28{,}3\cdot 10^6$ м.

Пример 3.26. Среду и ее границы, рассеивающие падающую акустческую энергию и формирующие ренерберацию, можно отождествить с целью. Определить „эффективный" эквивалентный радиус „цели" для случая объемной и слоевой раверберации.

Решение. Приравнивая выражения для интенсивности соответствующего типа реверберации величине интенсивности эхо-сигнала от сферы, получаем „эффективные" эквивалентные радиусы морской среды:

$$R_{э,о,р} = \sqrt{2 k_0 c \tau \eta r} / \sqrt{\gamma_1};$$

$$R_{э,сл,р} = \sqrt{c \tau \int_0^z k_0 dz \int_0^{2\pi} R_1^2 R_2^2 d\varphi r} / \sqrt{2\pi}.$$

Заметим, что как отношение эхо-сигнал/реверберация, так и эквивалентный радиус реверберации от мощности излучателя не зависят. Таким образом, снижение мощности гидролокатора не является мерой борьбы с реверберационной помехой.

Глава 4

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СУДОВЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ

§ 4.1. Методология оценки эффективности ГАС

Постановка задачи. Эффективность ГАС – степень соответствия тактических параметров предъявляемым требованиям при выполнении задач в конкретных условиях в течение заданного интервала времени. Эффективность определяется степенью технического совершенства ГАС, т. е. структурой и свойствами образующих их устройств, условиями использования, способностью выполнить свое назначение в условиях подавления противника и техническим состоянием в течение отведенного интервала времени.

Оценка эффективности ГАС производится в интересах: планирования операций и учета влияния различных сил и средств, в том числе и гидроакустических, на ее исход; разработки и создания новых средств.

В первом случае для планирования операций необходимо знать тактические характеристики средств в заданной совокупности исходных данных и возможность их сопоставления предъявляемым требованиям. Для средств, находящихся на снабжении флота, оценка тактических возможностей является важнейшим элементом этапа опытовой или установившейся эксплуатации ГАС, после которой следует использование по прямому назначению.

Применительно к рыбопоисковым приборам и средствам содержание первого случая предусматривает количественную (априори) оценку функциональных характеристик и сравнение с требованиями.

Оценка эффективности во втором случае обширнее. Основой оценки эффективности будет оптимизация значений различных параметров ГАС в интересах обеспечения предъявленных функциональных (тактических) требований с учетом наложенных ограничений по стоимости, габаритам, сложности и т. д.

Эффективность ГАС оценивается на основе выбранного критерия (совокупности критериев) совокупностью показателей, характеризующих возможность выполнения поставленных задач в различных условиях [52].

Критерий – условие, признак (совокупность условий или признаков) соответствия средства предъявляемым требованиям. Показатель эффективности – количественная мера соответствия результатов функционирования поставленной перед системой цели. Показатель, характеризующий способность системы выполнять некоторую отдельную задачу или характеризующий эффективность составной части системы, называется частным.

Стремление оценить свойства ГАС при выполнеиии всех возложенных на них задач с учетом всех факторов, влияющих на них, привело к необходнмости разработки обобщенного показателя эффективности.

Современные ГАС являются срадствами многоразового действия и предназначены для решения широкого круга задач в различных условиях обстановки. В связи с этим к ГАС правомерно отнести определение большой системы, а для исследования их использовать математнческий аппарат системотехники.

Основой системного подхода, как известно, является учет взаимозависимости и взаимообусловленности целого комплекса факторов и принятие решения (выбор лучшего варавнта использования или выбор лучшего проекта) на основе количественных оценок, получаемых с помощью совокупности частных показателей вли на основе выбраниого обобщенного показателя.

Исходн из принципа системотехнического подхода, общими вопросами, подлежащими рассмотрению при оцеике эффективности ГАС на любом этапе ее состояния, являются:

анализ задач, возлагаемых на ГАС;

выбор частных и общих показателей и критериев эффективности;

разработка математических моделей рещения задач;

формирование совокупности исходных данных и производные расчеты;

принятие рещения по выбору лучшего варианта использования ГАС или технического решения на разработку.

Оценка эффектвности ГАС – сложный многоступенчатый процесс, включающий ряд последовательных этапов, начиная с оценки эффективности отдельных каналов (подсистем) до оценки эффективности системы в целом (системы более высокого иерархического уровня). Оценка эффективности низших звеньев при этом оценивается первичными, элементарными показателями По мере повышения иерархического уровня используются все более обобщенные характеристики и показателя.

Важнейшим моментом оценки эффективноств ГАС независимо от этапа состояния явлнется выбор критериев и соответствующих им показателей эффективности.

Общий вид показателей эффективности. Эффективность ГАС объективно характеризуется совокупностью тактических $\left\{a_i\right\}$ и технических параметров $\left\{\beta_\nu\right\}$, $i=\overline{1,n}$, $\nu=\overline{1,r}$, а также совокупностью условнй $\left\{A_l\right\}$ и способов использования $\left\{B_p\right\}$, $l=\overline{1,l}$, $p=\overline{1,k}$.

Для проектируемых и разрабатываемых ГАС, кроме того, должна быть учтена совокупность налагаемых ограничений (стоимостных, массогабаритных, энергетических и т. д.).

Следует подчеркнуть, что каждый тактический параметр α_i определяется совокупностью технических параметров $\left\{\beta_\nu\right\}$.

Под условиями использования следует понимать гидроакустические характеристики района, а под способами – одиночные использования в составе группы судов, по одному или нескольким объектам наблюдения, находящимся в зоне обзора ГАС и т. д.

Таким образом, эффективность ГАС может быть условно представлена в виде функционала:

$$Э = Э\left[\left\{a_i\right\}, \left\{\beta_i\right\}, \left\{A_l\right\} \left\{B_p\right\}\right]. \tag{4.1}$$

В дальнейшем совокупность технических параметров, условий и способов использования будем обозначать y_1, y_2 и y_3.

Рассмотрим некоторый параметр α, характеризующий решаемую задачу. В силу случайности целого ряда факторов этот параметр является случайным. Пусть $F(\kappa)$ – функция распределения этого параметра, где κ – значение, привимаемое параметром α:

$$F(\kappa) = F\left[\kappa / y_1, y_2, y_3\right]. \tag{4.2}$$

Учитывая, что эффективность средства это степень его соответствия предъявляемым требованиям, для показателя эффективности мы вправе написать

$$Э = \int_{(a)} L(\kappa) dF(\kappa) \tag{4.3}$$

Здесь $L(\kappa)$ – функция полезности, характеризующая поставленную задачу, а функция $F(\kappa)$ количественно характеризует достигаемые результаты.

Выражение (4.3) предетавляет собой математическое ожидание функции полезности $L(\kappa)$ относительно функции $F(\kappa)$. Для определения конкретного значения показателя Э функции $L(\kappa)$ и $F(\kappa)$ должны быть каким-либо образом заданы.

Общее выражение (4.3) является спранедливым и тогдв, когда параметр α является не случайной, а детерминированной величиной. В этом случае необходнмо использовать функцию распределения как частный вид случайной величины, тогда функция $F(\kappa)$ будет иметь вид

$$F\left[\kappa / y_1, y_2, y_3\right] = \begin{cases} 0 \text{ при } \kappa < \kappa^*\left[y_1, A, B_0\right]; \\ 1 \text{ при } \kappa \geqslant \kappa^*\left[y_1, A, B\right], \end{cases}$$

где $\kappa^*(y_1, A, B)$ – значения детерминированной величины α, опрелелнемое совокупностью технических параметров и заданных условий и способов использования.

В соответствии с выражением (4.3) показатель эффективности будет равен

$$Э = L[\kappa^*/A_1 B] \qquad (4.4)$$

Задание функции полезности $L(\kappa)$ и нахождение функции $F(\kappa)$ являются достаточно сложной задачей. Но если они известны, то для показателя эффективности будет справедливо

$$Э* = \begin{matrix} \max \\ \min \end{matrix} \left\{ Э(\kappa/y_1, A_1 B) \right\}. \qquad (4.5)$$

Запись (4.5), означает, что Э* есть максимальное (минимальное) значение функции Э, взятое по совокупности возможных значений y при заданных условиях и способах использования.

Итак, сущность оценки эффективности ГАС в соответствии с (4.3) и (4.5) сводится к нахождению функции полезности $L(\kappa)$ и функции распределения $F(\kappa/y_1)$.

Конкретный вид функции полезности, характеризующей поставленные перед средствами задачи, в принципе может быть получен при оценке эффективности системы более высокого иерархического уровня. В случаях, когда это не представляется возможным, функция $L(\kappa)$ задается интуитивно из общих соображений или методом экспертных оценок.

Естественно, изменение характера функции $L(\kappa)$ приведет к изменению величины показателя эффективности $Э(\kappa)$. На рис. 4.1 представлены некоторые виды функции полезности. Приведенные виды функций полезности не исчерпывают возможного их многообразия, но представляются наиболее типичными.

Факторы, определяющие эффективность судовых ГАС. Современные ГАС предназначены для решения большого круга задач. Основные из них [31, 42, 43] следующие: осмотр пространства и обнаружение целей, находящихся в зоне обзора; классификация целей; определение и сопровождение целей по координатам; выдача целеуказания потрабителям информации; обеспечение гидроакустической связи и навигационной безопасности; противодействие работе ГАС; измерание параметров среды и т. д.

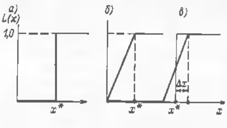


Рис. 4.1. Типичные функции полезности: *а* – ступенчатая; *б* – линейная с насыщением; *в* – линейная с задержкой и насыщением

Целевое назначение любого радиотехнического средства определяется ее тактическими параметрами (характеристиками), которые, в свою очередь, зависят от технических параметров. Кроме тактических и технических параметров ГАС характеризуются эксплуатационными параметрами.

Число и вид параметров системы, составляющих тактико-технические характеристики, зависят от назначения системы. Среди них можно выделить ряд основных, которые могут быть отнсесены к любой из систем: размеры зоны обнаружения, опраделяемой сектором обзора по угловым координатам и дальностью действия; время обзора; определяемые координаты и точность их измерайия; разрешаемая способность; помехозащищенность; надежность.

В группу технических параметров, в перрую очередь, следует отнести акустическую мощность или развиваемое при излучении давление, рабочую частоту и длительность зондирующих импульсов, параметры направленного действия антенн, параметры тракта обработки и т. д.

Вполне естественно, что возможность выполнения поставленных задач определяется также и обстоятельствами чисто внешними, к которым следует отиести условия распространения акустической энергии и акустические свойства целей.

Таким образом, эффективность ГАС зависит от следующих основных четырех групп факторов:

гидроакустических характеристик морской среды;

акустических свойств объектов наблюдения;

электроакустических параметров ГАС;

условий наблюдения.

Особенности распространения акустической энергии рассмотрены в гл. 3. Наибольший практический интерес прадставляют усредненные законы сладания или потери на распространенне, позволяющис в дальнейшем произвести расчет показателя эффективности ГАС.

Под условиями наблюдения понимают помеховую обстановку. Акустическое поле помех работе ГАС описано в гл. 2.

К акустическим свойствам целей относят первичное гидроакустическое поле целей, формирующее сигнал для шумопеленгаторов и вторичное гидроакустическое полс, определяющее дальность действия активных ГАС.

§ 4.2. Акустические характеристики объектов обнаружения, используемые при оценке эффективности судовых ГАС

Акустические характеристики по первичному гидроакустическому полю. Основными источниками первичного поля судна являются работающие гребные винты, механизмы и судовые системы, а также гидродинамический шум обтекания корпуса судна.

Гребной винт при своем вращенни передает корпусу судна усилия через подшипники валопровода и воду. Силы, перадающиеся через подшипники валопровода, могут быть следствием механической или гидродинамической неуравновешенности гребного винта. Вместе с гидродинамическими силами, воздействующими на обшивку короуса и выступающие части, они вызывают вибрацию короуса с частотой, равной числу оборотов винта.

Кроме того, гидродинамические силы, развивающиеся на лопастях винта при его работе в неравномерном поле скоростей, вызывают вибрации корпуса с частотой, кратной числу лопастей,

$$f_л = n z i/60, \text{ Гц},$$

где n – число оборотов винта в мин, z – число лопастей; i – номер гармоники.

При работе гребного винта возникает кавитационный шум. Кавитация является следствием образования, колебания и последующего разрушения воздушных пузырьков растворимого в воде газа. Интенсивное выделение таких пузырьков происходит при некотором критическом давлении $P_{кр}$. Кавитационный шум обладает высоким уровнем и занимает широкую полосу частот. Гребные винты надводных кораблей расположены у поверхности моря и начиная практически с малых ходов работают в режиме развитой кавитации. На подводных лодках момент возникновения кавитации зависит от глубины и скорости, в связи с чем существует понятие критической скорости.

Массы воды, отбрасываемые лопастями при вращении винта, вызывают самовозбуждение лопастей (автоколебания), формирующее интенсивный звук и облегчающий классификацию целей. Возможности классификации улучшаются за счет явления модуляции широкополосного кавитационного шума низкочастотным вращением гребного винта.

Работающие машины и механизмы, вызывая местные вибрации, формируют интенсивный шум, проникающий в воду частично через воздух отсеков, а в основном через фундаменты и другие связи.

Движение судна в воде сопровождается возникновением гидродинамического шума, являющегося следствием турбулизации набегающего потока, вихреобразования и кавитации на шероховатостях и выступающих частях корпуса. Турбулизация потока сопровождается пульсацией акустического давления пограничного слоя, в связи с чем возможны вибрации отдельных листов обшивки, коробчатых конструкций и всего корпуса в целом.

Первичное поле судов характеризует в основном функция спектральной плотности среднего квадрата давления шума.

Спектр суммарного акустического поля является суперпозицией шумов отмеченных выше источников.

Несмотря на то что шумы различных классов судов обладают индивидуальностью, можно выделить некоторые общие закономерности, присущие первичным полям судов.

Работающие машины и механизмы формируют поле, для спектра которого характерно наличие сплошного фона и ряда дискретных составляющих (устойчивых превышений), отмечающихся на частотах вращения отдельных механизмов. Этот шум является основным при небольших ходах судов. С увеличением скорости шум машин и механизмов несколько повышается.

Основной вклад в первичное поле судов вносят гребные винты. Кавитационный шум характеризуется сплошным спектром от единиц Гц до сотен кГц. Максимум спектральной плотности отмечается в звуковом диапазоне частот, который с увеличением скорости и уменьшением глубины (для подводных лодок) смещается в область более низких частот.

Повышение уровня шума наступает, начиная с некоторого значения скорости, называемой критической, при этом величина превышения составляет 20 . . . 30 дБ. Для надводных кораблей значение критической скорости составляет 6 . . . 9 уз. На подводных лодках она зависит от глубины маневрирования, возрастая с ее увеличением.

Гидродинамический шум в основном, характеризуется сплошным спектром. Ощутимый вклад в суммарное поле этот шум вносит в диапазоне скоростей более 20 уз.

Исследования показали, что спектр шума может быть разбит на два диапазона. Спектр в диапазоне частот 0,5 . . . 1,0 кГц является наиболее неустойчивым и изрезанным. Для этого участка характерен сплошной фон и отдельные дискретные составляющие. Уровни и положение максимумов в этом диапазоне определяются режимом движения и конструкцией корабля. Так, наличие максимума в диапазоне частот 20 . . . 200 Гц является следствием вибрации кормовой оконечности и кавитации на выступающих частях корпуса.

В диапазоне частот выше 0,5 ... 1,0 кГц спектр шумов кораблей, как правило, изменяется более плавно. С ростом частоты уровня спектра убывают. На малых ходах наклон спектра достигает величины 7 . . . 9 дБ/октава. С увеличением скорости спектр обогащается за счет кавитации, а наклон уменьшается до 5 . . . 6 дБ/октава.

На рис. 4.2 приведены типовые спектры шума различных целей* [67, 69]. Можно видеть, что на частотах выше 0,5 . . . 1,0 кГц функция спектральной плотности мощности описывается выражением вида

$$G(f) = a/f^n. \tag{4.8}$$

Заметим, что, пользуясь (4.8), можно связать показатель n со спадом спектра $\Delta G(f)$ в некотором интервале частот $f_1 \ldots f_2$:

$$n = \Delta G/10 \lg (f_2/f_1); \quad \Delta G = 10 \lg G(f_2) - 10 \lg G(f_1). \tag{4.9}$$

Если интервал частот – октава, то $n = \Delta G/3$ и при частотном интервале декада выражения (4.9) записывается $n = \Delta G/10$.

Уровни спектра, приведенные на рис. 4.2, справедливы для небольших расстояний ($r_0 = 1$ ярд).

Типовая зависимость уровня шума от скорости в звуковом диапазоне частот имеет вид

$$p_ш (\Delta f) = k v^m, \tag{4.10}$$

где k и m – постоянные, определяемые конструкцией судна и диапазоном скоростей.

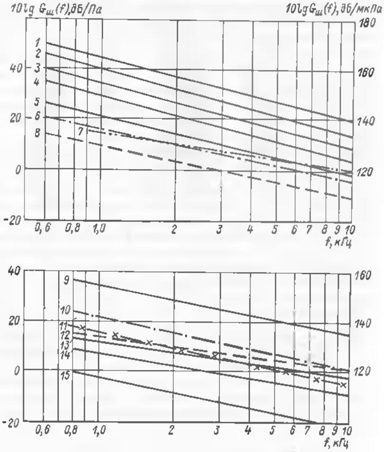


Рис. 4 2. Типовые спектры шумов некоторых целей

1 ... 4 – легкий крейсер, v = 24; 24,4; 17 и 15 уз; *5* – торпеда (Япония); *6* – торпеда (США), v = 30 уз у поверхности; *7* – эсминец, v = 30 уз; *8* – торговое судно; *9* – линкор, v = 20 уз; *10* – пассажирское судно; *11* – корвет, v = 15 уз; *12 ... 15* – подводная лодка под электромоторами на перископной глубине, v = 10; 8; 6 и 4 уз

Для оценки дальности действия пассивных ГАС необходимо знать уровни шума в полосе частот.

Допустим, что спектр шума корабля на расстоянии $r_0 = 1$ м описывается функцией a/f^n. Тогда квадрат давления шума на некотором расстоянии r в полосе частот $f_1 \ldots f_2$ с учетом пространстаенного затухания составит

$$p_ш^2(f_э, \Delta f) = (r_0^2/r^2) \int_{f_1}^{f_2} a f^{-n} 10^{-0,1\beta r} df, \qquad (4.11)$$

где β – коэффициент пространственного затухания.

Выражение (4.11), определяющее площадь под функцией $G(f)$ на произвольном расстоянии, можно прадставить в виде

$$p_ш^2(f_э, \Delta f) = \frac{r_0^2}{r^2} \frac{\int_{f_1}^{f_2} a f^{-n} 10^{-0,1\beta r} df}{\Delta f} \Delta f =$$

$$= \frac{r_0^2}{r^2} G(f_э) 10^{-0,1\beta r} \Delta f_1. \qquad (4.12)$$

В такой записи квадрат давления шума представляет собой площадь прямоугольника с высотой $G(f_э) 10^{-0,1\beta_э r}$ и ширивой Δf, равной площади под кривой $G(f)$ на расстоянии r.

Таким образом,

$$p_ш^2(f_э, \Delta f, r) = \frac{a r_0^2 10^{-0,1\beta_э r}}{r^2 f_э^n} \Delta f;$$

$$f_э^n 10^{0,1\beta_э r} = \frac{\Delta f}{\int_{f_1}^{f_2} f^{-n} 10^{-0,1\beta r} df} \qquad (4.13)$$

Нетрудно видеть, что расчет давления шума в полосе частот на произвольном расстоянии r с учетом деформации спектра за счет пространственного затухания свелся к расчету на некоторой эквивалентной частоте $f_э$. При этом значение $f_э$ существенно зависит от расстояния r и наклона спектра n. С увеличением r и n значение $f_э$ умеиьшается.

Вырезим резмериую постоянную a через квадрат давлення шума на частоте f_{01}, полосе $\Delta f = 1$ Гц и расстоянии $r_0 = 1$:

$$a = p_ш^2(f_{01}, 1, 1) f_{01}^n. \qquad (4.14)$$

С учетом выражения (4.14) (4.13) примет вид

$$p_ш^2(f_э \Delta f, r) = p_ш^2(f_{01}, 1, 1) \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \left(\frac{f_{01}}{f_э}\right)^2 10^{-0,1\beta_э r} \Delta f. \qquad (4.15)$$

Уровень шума в полосе будет

$$N_ш(f_э, \Delta f, r) = N_ш(f_{01}, 1, 1) + 20 \lg(r_0/r) - \beta_э r + n 10 \lg(f_{01}/f_э) +$$
$$+ 10 \lg \Delta f. \qquad (4.16)$$

Индексы при уровнях шума обозначают частоту, полосу, расстояние. Значение эквивалентной частоты $f_э$ можно представить в виде произведения некоторого коэффициента $a(r)$, зависящего от расстояния и среднегеометрической частоты $\sqrt{f_1 f_2}$;

$$f_э = a(r)\sqrt{f_1 f_2}. \qquad (4.17)$$

Расчеты показывают, что в пределах спада спектра 1 ... 12 дБ/октава, расстояний до 500 км коэффициент $a(r)$ в частотных диапазонах 0,5 . . . 1,0 кГц и 2 . . . 4 кГц принимает значение 0,98 . . . 0,92 и 0,86 . . . 0,84 соответственно.

Интересно сравнить значения давлений шумов вычисленных с использованием точного значения эквивалентной частоты $f_э = a(r)\sqrt{f_1 f_2}$ и в виде среднегеометрического $f = \sqrt{f_1 f_2}$.

Обозначим отношения этих давлений как m. Пусть $f_{01} = 10^3$ Гц.

$$m = \frac{P_ш(f_э = a\sqrt{f_1 f_2})}{P_ш(f_э = \sqrt{f_1 f_2})} = \frac{\sqrt{f_1 f_2}}{f_э^{n/2}}\, 10^{0{,}05r}\,(\beta_э' - \beta). \qquad (4.18)$$

Здесь $\beta_э'$ – коэффициент затухания на частоте $f = \sqrt{f_2 f_2}$. Значения коэффициента m для четырех частотных диапазонов и различных наклонов спектра приведены на рис. 4.3. Из рис. 4.3 видно, что $m > 1$, т. е. расчет давления шума в полосе частот с использованием эквивалентной частоты $f_э = \sqrt{f_1 f_2}$ приводит к занижению фактической величины давления. При этом ошибка в оценке давления будет тем выше, чем выше

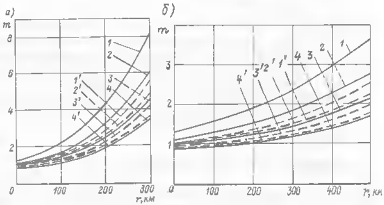


Рис. 4.3. Зависимость коэффициента m от расстояния и скорости спада спектра: а) —— f_1 = 1 кГц; f_2 = 4 кГц; – – – f_1 = 2 кГц; f_2 = 4 кГц; б) —— f_1 = 0,5 кГц; f_2 = 2 кГц; – – – f_1 = 1 кГц; f_2 = 2 кГц

Кривые 1, 2, 3, 4; 1', 2', 3', 4' соответствуют значениям n = 4; 3; 2; 1

частотный диапазон и больше расстояние. Например, отношение давлений m в полосе частот 1 . . . 4 кГц при n = 2 . . . 4 составляет от 5 до 8 раз. При производстве практических расчетов следует иметь в виду, что уровни шума, приведенные на рис. 4.2, справедливы для траверзных направлений. Шум, излучаемый кораблями в направлениях нос – корма в диапазоне частот 2,5 . . . 5 кГц меньше, чем в бортовых аспектах, что является, по всей вероятности, следствием экранизации корпусом и кильватерной струей.

Акустические характеристики по вторичному гидроакустическому полю. Интенсивность звука, отраженного некоторым препятствием зависит от различных факторов: интенсивности падающей волны, расстояния, размеров, формы и ориентации объекта относительно точек излучения и приема.

Обобщая, в отраженном сигнале можно выделить две составляющие условно называемые зеркальной (неслучайной) и диффузной (случайной).

Зеркальная составляющая формируется за счет отражения от участков объекта локации с размерами, сопоставимыми и значительно превышающими длины падающей волны. Отражение звука в этом случае подчиняется законам геометрической акустики. Диффузная составляющая является результатом рассеяния звука элементами короуса целей, размеры которых много меньше длины волны, кильватерной струей и пеленой пузырьков, обволакивающих корпус цели при движении.

Сила звука, отраженного абсолютно жесткими препятствиями, размеры которых больше длины волны, может быть рассчитана довольно точно с помощью дифракционного интеграла Кирхгофа, преобразованного для „высоких частот", совмещенного приемо-излучения и больших расстояний:

$$\left|\frac{p_{II}}{p_I}\right| = \frac{k}{2\pi r}\left|\int_{(S)} \exp(-j\,2k\Delta r)\cos\alpha\, dS\right|, \qquad (4.19)$$

где p_I и p_{II} – давления в падающей и отраженной волне соответственно; r – кратчайшее расстояние от приемо-излучающей антенны до препятствия; α – угол между направлением на антенну и нормалью в точке падения волны.

Расчет по (4.19) для абсолютно жесткой сферы радиусом $R_{сф}$ приводит к следующему выражению,

$$p_{II}/p_I = R_{сф}/2r. \qquad (4.20)$$

Переходя к интенсивностям с учетом пространственного затухания получим

$$I_{II} = I_э = \frac{I_I R_{сф}^2}{4r^2}\, 10^{-0{,}1\beta r} =$$

$$= \frac{P_a \gamma_1 R_{сф}^2}{16 \pi r^4} 10^{-0,2\beta r} = \frac{P_a \gamma_1 S_э}{16\pi^2 r^4} 10^{-0,2\beta r}, \qquad (4.21)$$

где $S_э = \pi R_{сф}^2$ – площадь поперечного сечения сферы (эффективная площадь отражения сферы).

Аналогичным образом могут быть определены интенсивности эхосигналов от тел другой, сравнительно простой геометрической формы.

На практике отражательную способность кораблей и других целей принято характеризовать радиусом абсолютно жесткой сферы, эквивалентной по отражению данному кораблю. Другими словами, в качестве меры отражательной способности выступает радиус сферы, амплитуда отражения от которой равна амплитуде отражения от данного корабля при прочих неизменных условиях. Выражение для интенсивности эхо-сигнала в этом случае совпадает с выражением (4.20), за исключением $R_{сф}$, вместо которой записывается величина „эквивалентного радиуса" цели $R_э$.

Прологарифмируем (4.21) с учетом последнего замечания:

$$10 \lg I_э = 10 \lg (P_a \gamma_1 / 4\pi) + 20 \lg (R_э/2) - 2(20 \lg r + \beta r). \qquad (4.22)$$

Величина $20 \lg (R_э/2) = T$ называется силой цели, а $(20 \lg \ \ + \beta r)$ представляет собой потери, обусловленные расширением фронта волны и пространственным затуханием при распространении в одну сторону.

При анализе уравнения гидролокации под силой цели понимают отношение интенсивности, возвращаемого в некотором направлении целью, на единичном расстоянии от акустического центра цели к интенсивности падающей на цель волны:

$$T = 10 \lg [I(r_0)/I_1] \Big|_{r_0 = 1}, \qquad (4.23)$$

где $I(r_0)$ – интенсивность отраженной волны на единичном расстоянии от цели; I_1 – интенсивность падающей волны в точке размещения цели.

Действительно:

$$T = [P_a R_э^2 / 16\pi r_0^2] : [P_a / 4\pi r_0^2] = R_э^2/4.$$

Сила цели подводных объектов зависит от различных факторои, основными из которых является курсовой угол, расстояние, скорость и частота.

Наибольшее влияние на силу цели оказывает курсовой угол. На курсовых углах от 70 до 110° уровни отражения кораблей максимальны. С изменением курсовото угла уменьшается эффективно отражающая поверхность и сила цели падает. На носовых и кормовых курсовых подводных лодок сила цели по сравнению с траверзными углами уменьшается на 10 . . . 20 дБ.

При больших расстояниях сила цели практически от расстояния не зависит. По мере сближения с целью сила цели падает. Данное обстоятельство объясняется тем, что на малых расстояниях лодка отражает звук как плоскость или цилиндр, а не как сфера, и спадание поля по закону четвертой степени не отмечается. Экспериментально доказано что сила цели подводных лодок достигает предельного значения при дистанциях в несколько сот метров. Этот же вывод справедлив и для надводных кораблей, причем величина расстояния, при которой сила цели становится постоянной, несколько увеличивается [68].

Движение кораблей сопровождается возникновением кильватерной струи и пелены пузырьков воздуха, обволакивающей корпус, что дополнительно вызывает рассеяние и поглощение падающей волны. Характер влияния скорости на силу цели будет определяться соотношениями между этими двумя явлениями. Учитывая, что на больших расстояниях в пределе раствора ДН оказывается значительный участок водной среды, включая цель и кильватерную струю, следует ожидать некоторого увеличения силы цели за счет подключения к эффекту отражения кильватерной струи.

Увеличение силы цели с частотой объясняется наличием в корпусе элементов с прямолинейными составляющими и размерами, много меньшими, чем длина волны.

С увеличением частоты сила цели растет в соответствии с зависимостью

$$T = 10 \lg [(R_0/2)^2 (f/f_0)], \qquad (4.24)$$

где R_0 – значение эквивалентного радиусв цели на частоте f_0. Некоторые типовые значения силы цели различных объектов и соответствующие им эквиналентные радиусы приведены в табл. 5.

Таблица 5. **Сила цели некоторых подводных объектов**

Цель	Курсовой угол, °	Сила цели, дБ	Эквивалентный радиус, м	Примечание
Подводная лодка	90 Носовой–кормовой	27 10 ... 18	44,28 6,32 ... 15,8	Сила цели для обычных частот гидролокаторов.
Надводный корабль	90 Носовой	14 . . 27 15 ... 23	10 ... 44,8 11,2 ... 28,2	Водоизмещение до 5000 т.
Транспорт типа „Либерти"	60 ... 140	20 ... 30	20 .. 63,2	
Мины	0	6 ... 10	4 ... 6,32	
Торпеды	0 ,	10 . . 20	0,628 ... 0,2	
Косяк рыбы средней плотности	–	0	2	$f_в$ = 20 кГц
Пловцы	Любой	– 15	0,356	
Рыбы длиной 7 .. 15 см	Облучение сверху	–29; –39	$3{,}54 \cdot 10^{-2}$ $1{,}12 \cdot 10^{-2}$	$f_в$ = 20 .. 200 кГц

Обнаружение целей. Обнаружение – принятие решения о наличии объекта локации в разрешаемом элементе объема водной среды с заданной (допустимой) вероятностью ошибочного рашения. Процесс обнаружения начинается с обнаружения сигнала и заканчивается принятием решения оператором об отождествлении объекта локации определенному классу цели.

Поскольку обнаружение целей осуществляется, как правило, в помеховой обстановке, для полного описания процесса обнаружения используются различные виды вероятностей [52].

Мгновенная вероятность обнаружения сигнала цели p_i – вероятность обнаружения при однократном лоцировании (осмотра) заданного элемента разрешения. Вероятность p_i отражает зависимость качества обнаружения от номера обзора i или соответствующей ему дистанции до цели.

Вероятность обнаружения цели P_0 – вероятность выполнения заданного (выбранного) правила решения об обнаружении цели в заданном числе смежных циклов обзора, последним из которых является текущий i-й цикл.

При расположении цели на небольших расстояниях оператор может вынести решение об обнаружении цели по одной посылке, т. е. при использовании простейшего правила об обнаружении. В этом случае $p_i = P_0$. При наличии интенсивных помех окончательное рашение об обнаружении оператор примет на основе анализа нескольких циклов обзора, и понятия p_i и P_0 оказываются различными.

Вероятность первоначального обнаружения цели. $P_{\text{перв}\,i}$ определяет вероятность того, что при данном i-м цикле обзора принятое правило решения об обнаружении цели в смежных циклах обзора, из которых текущий является последним, выполнено впервые. Вероятность $P_{\text{перв}}$ является важнейшим показателем эффективности ГАС, поскольку после первоначального обнаружения возможно практическое применение системы.

Накопленная вероятность обнаружения цели $P_{\text{н}}$ выражает вероятность того, что при данном i-м цикле обзора выбранное правило принятия решения об обнаружении цели в l смежных циклах обзора было выполнено хотя бы один рез. Накопленная вероятность обнаружения является важным показателем ГАС при решении задачи обнаружения цели за время до ее приближения к определенному рубежу.

Положение этого рубежа относительно носителя ГАС характеризуется номером цикла обзора i или соответствующей ему дальностью [52].

Рассмотренные значения вероятностей зависят от отношения сигнал – помеха на входе ГАС (дистанции до цели) и могут быть рассчитаны при условии аналитического описания характера маневрирования цели.

Рассмотрим типовую задачу сближения цели с носителем ГАС на курсовом параметре 0 с постоянной скоростью $v_{\text{ц}}$.

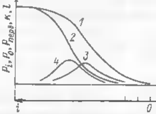


Рис. 4.4. Зависимость 1 мгнове[нной] вероятности и 2 вероятнос[ти] обнаружения при правиле k, [l] от расстояния; 3, 4 – вероятн[о]сти первоначального обнаруж[е]ния при k, l = 1, 1 и k, l = 1, 3 соответственно

Текущая дистанция до цели в функции номера цикла обзора ГАС определится соотношением

$$r_i = r_1 - v_{\text{ц}}\, T_{\text{обз}}\, (i-1),$$

где r_1 – дистанция, соответствующая номеру обзора, $i = 1$. Зная расстояние до цели, с помощью уравнения дальности возможно определение текущего отношения сигнал – помеха, а следовательно, и мгновенной вероятности p_i.

В статической теории обнаружения в качестве вероятности обнаружения за один обзор (мгновенной вероятности) выступает вероятность прави[ль]ного обнаружения $p_{\text{п.о}}$ при заданной вероятиости ложной тревоги [в] элементе обзора $p_{\text{л.т}}$.

Решение о наличии (появлении) цели в зоне обзора приннмае[тся] либо по данным одного цикла, либо по результатам обработки неско[ль]ких смежных циклов обзора.

В качестве примера на рис. 4.4 представлена зависимость $p_{\text{п.о}}$ (По оси абсцисс отложены две шкалы r и i, имеющие противополож[ные] направления.

Использование сложных правил принятия решения об обнаружен[ии] снижает величину дистанции, соответствующей заданному значению но понижается и вероятность принятия ложного рещения. Данное [об]стоятельство иллюстрируется кривой 4 на рис. 4.4. Максимальное з[на]чение вероятности первоначального обнаружения при сложном прави[ле] (k, l) реализуется на меньшем расстояиви, чем при правиле (1:

Вероятность перионачального обнаружения цели в случае принят[ия] решения после каждого цикла (правило 1:1) может быть определе[на] из выражения

$$P_{\text{перв},1,1}(n) = p_{\text{п.о}}(n) \prod_{i=1}^{n-1} [1 - p_{\text{п.о}}(i)]. \qquad (4.2$$

Знание величины $P_{\text{перв},1,1}(n)$ позволяет определить плотнос[ть] вероятности и параметры закона распределения дальности действ[ия] ГАС, математического ожидания и дисперсии:

$$f_{1,1}(r) = \frac{p_{\text{перв},1,1}(i)}{r_i - r_{i-1}}; \qquad (4.2$$

$$\overline{r} = \sum_{i=1}^{n} p_{\text{перв},1,1}(l)\, r_i ; \tag{4.27}$$

$$\tau_r^2 = \sum_{i=1}^{n} P_{\text{перв},1,1}(i)\, r_i^2 - (\overline{r})^2 \tag{4.28}$$

Вероятность обнаружения цели при сложном правиле принятия решения P_0 „k выбросов на протяжении l последовательных циклов обзоре" определяется зависимостью

$$P_0 = p_{\text{п.о}} P_{\text{о.у}}(k-1, l-1), \tag{4.29}$$

$P_{\text{о.у}}(k-1,\ l-1)$ – условная вероятность обнаружения $k-1$-и более сигналов на протяжении $l-1$ циклов, следующих за циклом, в котором произошло первичное обнаружение $p_{\text{п.о}}$.

Если решение принимается по одному выбросу (простое правило), то

$$P_0 = p_{\text{п.о}}.$$

В самом общем случае, учитывающем изменение мгновенных значений вероятностей от обзора к обзору, для вероятности $P_{\text{оу}}$ будет справедливо

$$P_{\text{о.у}} = \sum_{i=k-1}^{l-1} \sum_{j=1}^{c_{l-1}^{i}} p_j . \tag{4.30}$$

Здесь p_j – вероятность j-го сочетания i-выбросов за l-1 циклов. Для определения $P_{\text{оу}}$ необходимо все возможные сочетания по выбросам за $l-1$ циклов пронумеровать $1, 2, \ldots, (l-1)$:

$$P_j = p_{\text{п.о}}(\nu), \ldots, p_{\text{п.о}}(p)[1-p_{\text{п.о}}(m)], \ldots, [1-p_{\text{п.о}}(g)], \tag{4.31}$$

где $\nu, \ldots, p$ сочетание выбросов, характеризующее случай, когда выбросы произошли в ν, ... и p – циклах.

Если на протяжении $l-1$ циклов относительным изменением вероятностей $p_{\text{п.о}}$ можно пренебречь, то (4.31) примет вид

$$P_{\text{о.у}} = \sum_{i=k-1}^{l-1} c^{i}_{P-1}\, p^{i}_{\text{п.0}} (1-p_{\text{п.о}})^{l-1-i}, \tag{4.32}$$

Характеристика накопленной вероятности типа $P_{\text{н}}(r)$ или $P_{\text{н}}(n)$, как и $P_{\text{перв}}(r)$ или $P_{\text{перв}}(n)$, рассчитывается, исходя из заданных (известных) значений мгновенной вероятности $p_{\text{п.о}}(r)$ или $p_{\text{п.о}}(n)$.

При независимости событий появления сигналов в последовательных циклах обзора цель будет считаться обнаруженной, если выполнится условие правила „хотя бы один раз в течение n циклов".

Выражение для оценки накопленной вероятности по правилу k, l хотя бы один раз за l циклов обзора имеет вид

$$P_{\text{н},k,l}(n) = P_{\text{н},k,l}(n-1) + P_{\text{перв},k,l}(n), \tag{4.33}$$

где $P_{\text{н},k,l}(n-1)$ – вероятность выполнения правила k, l хотя бы один раз за $l-1$ циклов обзора; $P_{\text{перв},k,l}(n)$ вероятность выполнения правила k, l впервые в n-м цикле.

Заметим, что при любых правилах принятия решения об обнаружении рассмотренные вероятности связаны очевидными соотношениями

$$P_{\text{н}}(n) = 1 - Q(n) = \sum_{i=1}^{n} P_{\text{перв}}(i); \tag{4.34}$$

$$P_{\text{перв}}(n) = Q(n-1) - Q(n) = P_{\text{н}}(n) - P_{\text{н}}(n-1). \tag{4.35}$$

Здесь $Q(n)$ – вероятность необнаружения цели или вероятность того, что за n циклов обзора, включая текущий, правило решении об обнаружении не было выполнено ни разу.

Выражения для вероятности выполнения заданного правила впервые в n-м цикле имеют вид:

– обнаружение по правилу l, l:

$$P_{\text{перв},l,l}(n) = g(n-l)\, p(n-l+1), \ldots, p(n)[1-P_{\text{н},l,l}(n-i-1)] \ldots;$$

– обнаружение по правилу $(2, l)$:

$$P_{\text{перв},2,l}(n) = \sum_{i=1}^{l-1} q[n-l-(l-1)] \ldots q(n-i-1) P(n-i) \times$$

$$\times q(n-i+1) \ldots q(n-1) P(n)[1-P_{\text{н},2,l}(n-i-l)]; \tag{4.36}$$

– обнаружение по правилу 2,3 ($k=2$, $l=3$):

$$P_{\text{перв}}(2,3) = q(n-3)\, q(n-2)\, P(n-1)\, p_n[1-P_{\text{Н},2,3}(n-4) +$$

$$+ q(n-4)\, q(n-3)\, p(n-2)\, q(n-1)\, p_n[1-P_{\text{Н},2,3}(n-5)].$$

В простейшем случае, когда решение об обнаружении принимается при условии, что хотя бы в одном из циклов было зарегистрировано превышение порога, выражение (4.33) имеет вид

$$1 - P_{\text{Н},1,1}(n) = [1-p(n)][1-P_{\text{перв},1,1}(n-1)],$$

где

$$P_{\text{перв},1,1}(n) = [1 - P_{\text{H},1,1}(n-1)]\,p(n), \quad (4.37)$$

или

$$P_{\text{H},1,1}(n) = 1 - \Pi\ [1 - p(i)],$$

Рассмотренные выше вероятности $p_{\text{п.о}}$, $P_{\text{перв}}$, P_{H} были справедливы для средств наблюдения с дискретным обзором. Современные траты шумопеленгования с вращающимися характеристиками направленности или веером статически сформированных характеристик направленности и электронным опросом пространственных каналов могут считаться средствами наблюдения с непрерывным обзором.

Выражение для накопленной вероятности в этом случае имеет вид

$$P_{\text{H}}(t_{\text{H}}) = 1 - Q(t_{\text{H}}) = 1 - \exp\left[-\int_0^{t_{\text{H}}} \gamma_t\,dt\right] = 1 - \exp(-\varphi), \quad (4.38)$$

где $Q(t_{\text{H}})$ – вероятность необнаружения цели за время t_{H}; φ – потенциал обнаружения.

Величина $\gamma_t(t)$ называется интенсивностью обнаружения и представляет собой математическое ожидание числа обнаруженных целей в единицу времени

Используя в качестве аргумента дальность D, вместо выражения (4.38) будем иметь

$$P_{\text{H}}(D) = 1 - Q(D) = 1 - \exp\left[-\int_{D_1}^{D} \gamma_t(D)\,dD\right] = 1 - \exp[-\varphi(D)]. \quad (4.39)$$

В принципе можно показать, что соотношения для вероятностей, характеризующих дискретный обзор, могут быть выражены через вероятности при непрерывном обзоре, и наоборот.

Аппроксимация вероятностных характеристик обнаружения. Показатель эффективности ГАС вида (4.3) трабует определения функции распределения $f(D) = \partial F(D)/\partial D$, что в явном виде является достаточно сложной задачей. Вместе с тем выражение (4.26) представляет собой плотность распределения вероятностей, но для расчета показателя эффективности необходима ее аппроксимация известными аналитическими соотношениями. Функция $f(D)$ напоминает кривую гауссового распределения, которую в дальнейшем и используем для аппроксимации. Аппроксимирующее соотношение запишем в виде (рис. 4.5):

$$f(D) = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \exp[-h^2 (D-\overline{D})^2] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(D-\overline{D})^2}{2\sigma^2}\right], \quad (4.40)$$

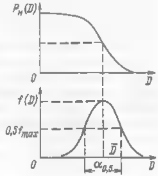


Рис. 4.5. Аппроксимация плотности вероятности дальности действия ГАС и зависимость накопленной вероятности от дистанции до цели

где $\overline{D}$ – математическое ожидание дальности первоначального обнаружения; h и σ – параметры распределения, связанные между собой соотношениями

$$h = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma}; \quad \sigma = \frac{1}{\sqrt{2}h}; \quad (4.41)$$

При $D = \overline{D}$, $f(D) = f(\overline{D}) = f_{\max}(D)$;

$$f_{\max}(D) = f(\overline{D}) = \frac{h}{\sqrt{\pi}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \quad (4.42)$$

Параметры h и σ достаточно легко определяются по реальной кривой $f(D)$ путем нахождения ширины участка дальности, соответствующего определенному уровню, например $0{,}5 f(\overline{D})$. Обозначим ширину этого участка как $d_{0,5}$. Подставим в (4.40) вместо $(D-\overline{D})$ величину $0{,}5\,d_{0,5}$, а вместо $f(D)$ $0{,}5 f(D)$; для h и σ получим

$$h^2 = -\frac{\ln 0{,}5}{0{,}25\,d_{0,5}^2} = \frac{2{,}77}{d_{0,5}^2}; \quad (4.43)$$

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}h} \approx 0{,}427\,d_{0,5}. \quad (4.44)$$

С учетом (4.43) и (4.44) формулу (4.40) запишем в виде

$$f(D) = \frac{0{,}94}{d_{0,5}} \exp\left[-\frac{2{,}77}{d_{0,5}^2}(D-\overline{D})^2\right] \quad (4.45)$$

Полученные аппроксимирующие соотношения используются при расчете показателей эффективности ГАС.

Уравнение дальности. Дальность действия судовых ГАС, под которой понимают максимальное расстояние до цели, соответствующее заданным вероятностям $p_{\text{п.о}}$ и $p_{\text{л.т}}$, зависит от значительного числа фекторов, изменяющихся во времени.

К числу таких факторов относят акустические характеристики целей, условия распростравения акустической энергии, условия обнаружения и т. д. По своей физической природе отмеченные факторы являются случайными, в силу чего и дальность действиня является случайной величиной, подчиняющейся определенным законам распределения. Наконец, эффективность обнаружения зависит от вида оконечного устройства. Если в качестве оконечного устройства используются раз-

...индикаторы (визуальные, слуховые, регистрирующие и т. д.) с оператором как получателем информции, то надежность обнаружения будет зависеть от его состояния активности, включающей как интеллектуальные, так и психомоторные качества.

Характерной особенностью ГАС, по сравнению с другими радиоэлектронными средствами, является существенная зависимость дальности действия от условий распространения акустической энергии. В связи с этим следует различать энергетическую дальность действия в однородной (безграничной) среде и дальность действия в реальных гидроакустических условиях

Описывая все факторы, определяющие возможность обнаружения целей средними значениями, получим уравнение дальности в виде

$$I_c > \delta^2 I_п(f_э, \Delta f), \tag{4.46}$$

$$p_c \geqslant \delta p_п(f_э, \Delta f). \tag{4.47}$$

Здесь I_c, p_c, $I_п$, $p_п$ – интенсивность и давление сигнала и помех в точке приема соответственно; δ – коэффициент распознавания, отношение сигнал/помеха на входе тракта обработки, обеспечивающее регистрацию сигнала с заданными значениями $p_{п.о}$, $p_{п.т}$.

Уравнение (4.47) может быть также использовано для определения текущего отношения сигнал/помеха на входе гидролокационного приемника и последующего использования этого отношения при расчетах вероятностных характеристик обнаружения. Заметим при этом, что величина δ связана с отношением сигнал/помеха на входе индикатора k_δ параметром помехоустойчивости:

$$\delta = k_\delta / Q \tag{4.48}$$

Раскроем уравнение дальности применительно к различным режимам работы ГАС.

Режим эхопеленгования

$$\frac{P_а \gamma_1 R_э^2}{16 \pi r^4} 10^{-0,2\beta r} A_f^2 \geqslant \delta^2 I_п (f_э, \Delta f), \tag{4.49}$$

Здесь $P_а$, γ_1 – акустическая мощность и коэффициент концентрации излучателя; A_f – фектор аномалии; $I_п(f_э, \Delta f)$ – интенсивность помех в рабочей полосе станции; $R_э$ – эквивалентный радиус цели.

Практические расчеты удобнее выполнять в единицах давления. Выполним некоторые преобразования в (4.49):

$$P_а \gamma_1 / 4 \pi r_0^2 = p_0^2 / \rho c;$$

$$I_п (f_э, \Delta f) = p_п^2 (f_э, \Delta f) / \rho c, \tag{4.50}$$

где $r_0 = 1$ м; ρc – волновое сопротивление среды; $p_п (f_э, \Delta f)$ – давление помехи в рабочей полосе станции.

На основании этого уравнение (4.49) примет вид

$$\frac{p_0^2 r_0^2 R_э^2}{4 r^4} 10^{-0,2\beta r} A_f^2 \geqslant \delta^2 p_п^2 (f_э, \Delta f), \tag{4.51}$$

где p_0 – давление, развиваемое гидролокатором на оси ДН и условном расстоянии $r_0 = 1$ м.

$$p_0 = 3{,}45 \cdot 10^2 \sqrt{P_а \gamma_1}. \tag{4.52}$$

Уравнение (4.51) является трансцендентным. Удобнее его решать графоаналитическим методом. Прологарифмируем его и оставим в левой части только члены, зависящие от расстояния:

$$2 [-20 \lg r - \beta r + 10 \lg A_f] \geqslant N_{к.р} + N_п (f_э, \Delta f) - T - N_c, \tag{4.53}$$

$$2 \, ПР \geqslant ПО,$$

где $N_{к.р}$ – коэффициент распознавания; $N_п(f_э, \Delta f) = 20 \lg P_п(f_э, \Delta f)$ – уровень помехи в рабочей полосе ГАС; $T = 20 \lg (R_э/2)$ – сила цели; $N_c = 20 \lg p_0$ – уровень излучения.

Левая часть представляет собой потери на распространение (ПР), обусловленные расширением фронта волны и пространственным затуханием с учетом влияния среды. Второй множитель означает, что эти потери соответствуют расстоянию от ГАС до цели и обратно. Правая часть уравнения является потенциалом обнаружения ПО.

Максимальная (предельная) дистанция будет корнем трансцендентного уравнения, при котором оно обратится в равенство. Потери на распространение, входящие в формулу (4.53) применительно к условиям однородной безграничной среды, приведены на рис. 4.6. Расчет коэффициента затухания производился по формуле $\beta = 0{,}036 f^{3/2}$.

Величина дистанции, соответствующая корню уравнения (4.51), при $A_f = 1$ определяет энергетическую дальность действия ГАС.

В режиме шумопеленгования уравнение дальности с учетом (4.13) и (4.47) имеет вид

$$\frac{p_ш^2(1,1,1) r_0^2}{f_{э1}^{n_1}} 10^{-0,1\beta r} A_f \geqslant \delta^2 \frac{p_п^2(1,1)}{f_{э2}^{n_2} \gamma_2}, \tag{4.54}$$

где $p_ш(1.1.1)$; $p_п(1,1)$ – приведенные давления шума цели и помехи носителя ГАС соответственно; $f_{э1}$, $f_{э2}$ – эквивалентные частоты; n_1, n_2 – показатели при частоте в функции спектральной плотности мощности шума цели и помехи носителя ГАС; γ_2 – коэффициент концентрации в режиме приема; $r_0 = 1$ м.

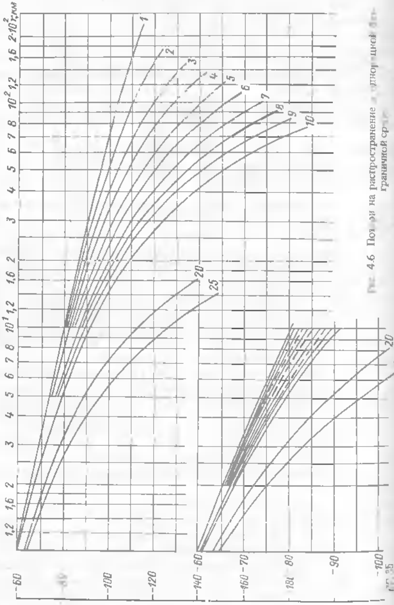


Рис. 4.6 Потери на распространение в однородной безграничной среде

Параметр кривых — частота, кГц

При идентичности формы спектров и небольших расстояний $n_1 \approx n_2$; $f_{э1} \approx f_{э2}$ выражение (4.54) упростится.

$$\frac{p_ш^2(1,1,1)\, r_0^2}{r^2}\, 10^{0,1\beta r}\, A_f \geqslant \delta^2 \frac{p_п^2(1,1)}{\gamma_2}. \tag{4.55}$$

Аналогично (4.53) имеем

$$20 \lg r - \beta r + 10 \lg A_f \geqslant N_{к.р} + N_п(1.1) - 10 \lg \gamma_2 - N_ш(1,1.1);$$

$$ПР \geqslant ПО \tag{4.56}$$

где $N_{к.р} = 20 \lg \delta$ – коэффициент распознавания; $N_п(1.1)$ – приведенный уровень помехи; $N_ш(1,1,1)$ – приведенный уровень шума. Приведенные уровни шума и помехи выбираются из соответствующих спектрограмм (см. рис. 2.11 и 4.2).

Для средств гидроакустической связи (телеметрических систем) уравнение дальности записывается в виде

$$\frac{p_0^2 r_0^2 R_1^2(\varphi) R_2^2(\varphi)}{r^2}\, 10^{-0,1\beta r}\, A_f \geqslant \delta^2 p_п^2(f_э, \Delta f). \tag{4.57}$$

В логарифмической форме

$$-20 \lg r - \beta r + 10 \lg A_f \geqslant N_{к.р} + N_п(f_э, \Delta f) - 20 \lg R_2(\varphi) - N_c,$$

$$ПР \geqslant ПО, \tag{4.58}$$

где $r_0 = 1$ м; $R_1(\varphi)$; $R_2(\varphi)$ ... функция характеристики направленности излучателя и приемника в горизонтальной плоскости соответственно; $N_{к.р}$ и N_c – та же, что и в (4.53).

Таким образом, зная технические параметры ГАС, акустические свойства целей и условия наблюдения (уровень помех работе ГАС) и задаваясь дистанцией, получаем зависимость $r = r(p_{п.о})$.

Значение коэффициента распознавания при этом, соответствующее определенной вероятности правильного обнаружения ($p_{п.о}$), рассчитывается исходя из заданного статистического критерия (см. гл. 2).

Эффективность средств гидроакустической связи, работающих в телефонном режиме, зависит как от величины отношения сигнал/помеха, так и излучаемой полосы частот. К качеству речи предъявляются требования разборчивости, громкости и натуральности.

Первое требование для средств служебной связи является основным. Вообще, качество передачи речи определяется разборчивостью элементов речи – звуков, слогов, слов и фраз. Экспериментальные исследования показали, что основная мощность речевых сигналов сосредоточена в диапазоне частот 0,5 . . . 2,5 кГц. Для средств служебной связи при амплитудной модуляции натуральность связи оказывается достаточной, если по каналу передавать диапазон частот от 300 до 1400 Гц.

Величина отношения сигнал/помеха (δ_0) при 70%-й модуляции выбирается равной:

– для обеспечения минимально допустимого качества связи

$\delta_0^2 \geqslant 2{,}5;$

– для обеспечения удовлетворительной связи (4.59)

$\delta_0^2 \geqslant 4;$

- для обеспечения хорошей связи

$\delta_0^2 \geqslant 18.$

Влияние человека-оператора на эффективность обнаружения и классификация целей. Рассмотренные выше соотношения для вероятностей обнаружения справедливы для автоматических обнаружителей и не могут быть использованы при оценке эффективности ГАС с человеком-оператором в качестве окончательного звена.

Функции операторе сводятся к приему, анализу информации и принятию решения. Основной и наиболее сложной задачей оператора ГАС является установление наличия цели на основе анализа принятой информации, после чего осуществляется классификация контакта. Вероятность обнаружения зависит не только от величины отношения сигнал/помеха на входе индикатора, но и от целого ряда факторов, таких, как: характер модуляции сигналов, тип ЭЛТ и разверток, характеристики люминофоров экранов, уровень освещения, внешние раздражители. Кроме того, на обнаружение цели влияет зрительно-умственная активность оператора, его внимательность или утомленность и квалификация.

Кроме выполнения задачи обнаружения цели оператор одновременно выполняет целый ряд действий, связанных с управлением станцией, контролем за ее функционированием, ведением записей, докладами и т. д.

Несмотря на непрерывное совершенствование различных типов индикаторов, позволяющих регистрировать и длительное время хранить информацию об окружающей обстановке, слуху оператора по-прежнему уделяется значительное внимание.

Анализ характеристик оператора показал, что человеческое ухо может служить как обнаружитель, содержащий набор полосовых фильтров, квадратичный детектор и интегратор со временем осреднения порядка 0,2 . . . 1 с.

Ширина полосы фильтров, называемая критической, определяет возможность обнаружения тональных сигналов на фоне шумовой помехи. Изменение ширины полосы фильтров относительно критической приводит к снижению качества обнаружения. Значение критической полосы имеет минимум вблизи частоты 500 Гц и составляет величину порядка 50 Гц. Изменение рабочей частоты от 500 Гц вверх и вниз сопровождается увеличением критической полосы частот.

В процессе работы оператор перерабатывает всю информацию, находящуюся у него в распоряжении, и окончательное решение об обнаружении принимает после наблюдения отметки в двух-трех смежных циклах обзора. Экспериментальные исследования характеристик операторов при работе на типовых индикаторах показали, что вероятность ложной тревоги за цикл $P_{л.т}$ составляет величину порядка 0,05 . . . 0,16. Ручное сканирование характеристики направленности позволяет снизить вероятность ложной тревоги. В работе [76] приведен анализ работы шумопеленгатора со звуковым индикатором. Оператор принимает окончательное решение об обнаружении после серии одиночных наблюдений на различных пеленгах и серии последовательных наблюдений в направлении предполагаемого нахождения цели.

На рис. 4.7 приведена зависимость P_0 от отношения сигнал/помеха на входе индикатора, построенная по результатам наблюдений тонального сигнала 2 кГц на фоне шумовой помехи.

Таким образом, можно сделать целый ряд важных выводов.

Характеристики обнаружения операторов так же, как и в автоматизированных ГАС, носят пороговый характер. Усложнение правила принятия решения об обнаружении приводит к повышению наклона характеристик и снижению вероятности ложных решений. Увеличение отношения сигнал/помеха на 2 . . . 3 дБ приводит к увеличению вероятности обнаружения с 0,1 . . . 0,2 до 0,8. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных по характеристикам обнаружения с использованием сложных правил указывает на первостепенную роль признака повторяемости сигналов в процессе идентификации и на участке в процессе решения кратковременной памяти оператора, в которой, очевидно, хранится вся информация о признаках наблюдаемого сигнала до окончания принятия решения.

Классификация контакт – сложный и ответственный процесс в работе гидроакустика. Классификация контакта осуществляется оператором по совокупности признаков, основными из которых являются угловая протяженность цели, характер изменения пеленга на цель, тон эха, тембр и т. д.

Угловая протяженность цели определяется пеленгованием левого и правого срезов цели. Превышение угловой потяженности предполагае-

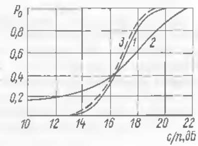


Рис. 4.7. Зависимость вероятностных характеристик обнаружения от отношения сигнал/помеха

1 – расчетная зависимость вероятности обнаружения p_0 при использовании экспериментальных значений вероятности p_i; 2 – экспериментальная зависимость вероятности правильного обнаружения, $p_{л.т} = 0{,}16$; 3 – результаты осреднения наблюдений трех операторов

Таблица 6. Значения коэффициентов распознавания для некоторых индикаторов

Индикатор	Обнаружение импульсных сигналов	Обнаружение шумовых сигналов
Электронно-лучевая трубка	−2; 0	–
Самописец уровней (рекордер)	Минус несколько дБ	−10
Головные телефоны	+3 ... +6¹	6 6²; 0

Примечания. 1. В случае приема импульсов длительностью менее 200 коэффициент δ необходимо увеличить на величину 2; 5; 8 при $\tau = 100$; 50; 25 мс соответственно. 2. Наличие в шумах характерных отличительных признаков (см. § 4.3) позволяет реализовать большие отрицательные значения.

мой цели позволяет сделать вывод об обнаружении вместо подводной лодки косяка. Изменение пеленга на цель свидетельствует о том, что цель движется. При этом необходимо учитывать и перемещение корабля относительно цели. Тон эха также позволяет определить движение цели и облегчает классификацию. Наличие доплеровского сдвига частоты эхо-сигнала, оцениваемого как $\Delta f = \pm 0{,}69$ Гц/уз · кГц, позволяет снизить величину коэффициента распознавания. При сдвиге частот, равных 50 . . . 100 Гц, уменьшение коэффициента распознавания в случае приема импульсных сигналов с длительностью $\tau_g = 30 \ldots 100$ мс составляет 10 . . . 23 дБ соответственно [67]. Для классификации целей может быть также использована оценка длительности эхо-сигнала по сравнению с зондирующим и анализ огибающей и тонкой структуры сигнала. Приращение длительности эхо-сигнала равно

$$k 2L \cos\theta / c,$$

где L – длина цели; θ – угол между направлением распространения волны и курсом цели; k – коэффициент, $k < 1$.

Анализ огибающей сигнала позволяет выявить эффект модуляции эхо-сигнала вращением гребного винта, а тонкой структуры – регулярные всплески, порождаемые „зеркальным" отражением от крупных элементов корпуса.

Использование оператором, помимо головных телефонов и ЭЛТ, самописцев облегчает обнаружение и классификацию целей за счет визуальной корреляции записей в функции времени наблюдения. При шумопеленговании оператор улавливает характерные особенности шумов за счет различия тембра сигнала от помехи. Примером может служить ритмичная работа гребных винтов.

В табл. 6 приведены значения коэффициентов распознавания, реализуемые средним оператором при использовании некоторых индикаторов.

Расчет оптимальных параметров ГАС. В уравнение дальности входит целый ряд параметров, являющихся функцией частоты. С изменением

частоты некоторые параметры снижают дальность действия, другие – способствуют ее повышению. Таким образом, существует оптимальная частота, позволяющая в зависимости от постановки задачи минимизировать (максимизировать) некоторые параметры. Задачи оптимизации параметров возникают при проектировании ГАС. Возможны следующие варианты выбора оптимальных параметров судовых ГАС.

1. Заданы размеры акустических антенн. Существует оптимальная частота, обеспечивающая реализацию максимальной дальности при фиксированной акустической мощности. И наоборот, существует оптимальная частота, обеспечивающая реализацию заданной дальности минимальной мощностью излучения.

2. Задана направленность приемо-излучающих антенн. Существует оптимальная частота, обеспечивающая реализацию максимальной дальности при фиксированной мощности излучения, и оптимальная частота позволяющая реализовать заданное значение дальности минимальной акустической мощностью.

Нетрудно видеть, что в первом варианте изменение частоты неизбежно сопровождается с изменением размеров антенн.

Первый вариант характерен при проектировании ГАС в условиях острого дефицита в объеме, отводимом для средств. Во втором случае условия распространения акустической энергии накладывают жесткие ограничения на раствор характеристики направленности ГАС. Перейдем к рассмотрению некоторых частных случаев.

Режим пеленгования.

Уравнение дальности:

$$\frac{P_a \gamma_1 R_3^2}{16 \pi r^4} 10^{-0,2\beta r} A_f^2 \geqslant \delta^2 \frac{a_п \Delta f}{f^{n_2} \gamma_2}. \tag{4.60}$$

Обозначим

$$\gamma_1 = k_1 f^{a_1}; \quad \gamma_2 = k_2 f^{a_2}; \quad R_3 = k_3 f^{a_3};$$

$$\beta = b f^{n_\beta}; \quad A_f = A_{f_0} f^{a_f}.$$

Подставляя данные величины в формулу (4.60), получим

$$\frac{P_a k_1 k_3^2 k_2 A_{f_0}^2}{16 \pi r^4 a_n \Delta f \delta^2} = f^{-m} 10^{0,2 b f^{n_\beta} r} = y(f), \tag{4.61}$$

где $m = a_1 + 2k_3 + 2a_f + n_2 + a_2$.

Нетрудно видеть, что заданным параметрам, входящим в левую часть уравнения (4.61), соответствует минимум функции $y_{min}(f)$ при некотором значении частоты f_{opt}. Оптимальная частота f_{opt} находится из условия

$$\partial [y(f)] / df = 0.$$

После дифференцирования (4.61) имеем

$$f^{n_\beta}, \text{кГц} = m/\,0{,}46\,b n_\beta r\text{, км.} \qquad (4.62)$$

Зависимость оптимальных частот от расстояния для различных режимов работы ГАС приведена на рис. 4.8.

Введем обозначение

$$\Pi_э = P_а k_1 k_2 k_3 A^2_{f_0}/16\pi\delta^2 a_n \Delta f$$

и рассмотрим возможные варианты выбора оптимальных параметров.

1. Пусть задана дальность r_1. Тогда значение f_{opt} обеспечивает минимум величины $\Pi_{э,\min}$:

$$\Pi_{э,\min} = r^4 y(f); \quad \Pi_{э,\min} = r_1^4 y(f_{opt}). \qquad (4.63)$$

2. Пусть величина $\Pi_э$ является фиксированной. Тогда на оптимальной частоте реализуется максимальная дальность $r_{1\,\max}$:

$$r^4_{1,\max} = \Pi_э/y(f_{opt}). \qquad (4.64)$$

Режим шумопеленгования.

Уравнение дальности:

$$\frac{P^2_ш(1,1,1)\,r_0^2}{r^2}\,10^{-0,1\beta r}\,A_f = \delta^2\,\frac{P^2_п(1,1)}{\gamma_2}.$$

Обозначим

$$\beta = b f^{n_\beta}; \quad \gamma_2 = k_2 f^{a_2}; \quad A_f = A_{f_0} f^{a_f}.$$

Тогда

$$\frac{z p^2_ш(1,1,1) k_2 f_{f_0}}{p^2_п(1,1)\delta^2 r^2} = f^{-m}\,10^{0,1 b f^{n_\beta} r} = y(f), \text{ где } m = a_2 + a_f.$$

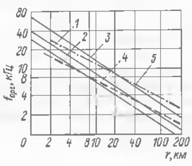


Рис. 4.8. Зависимость оптимальной частоты от расстояния

1 – режим эхо-пеленгования, $f = 39/r^{2/3}$; *2* – режим шумопеленгования, $f = 29{,}2/r^{2/3}$; *3* – режим прямого сигнала $f = 61{,}3/r^{2/3}$; *4* – режим шумопеленгования, $rf^2 = 435$; *5* – режим эхо-пеленгования, $rf = 1300$ [26]

Аналогично (4.62) окончательно получим

$$f^{n_\beta}\,\text{кГц} = m/0{,}23\,b n_\beta r\text{, км.} \qquad (4.65)$$

Обозначим

$$\frac{p^2_{0i}(1,1,1) k_2 A_{f_0}}{p^2_п(1,1)} = \Pi'_э. \qquad (4.66)$$

1. Пусть задана дальность r_1. Значение f_{opt} обеспечивает минимум $\Pi'_э$

$$\Pi'_э = (r/r_0)^2 y(f): \quad \Pi'_{э,\min} = (r_1/r_0)^2 y(f_{opt}). \qquad (4.67)$$

2. Величина $\Pi'_э$ фиксирована. Значение f_{opt} обеспечивает реализацию максимальной дальности

$$\Pi'_э = (r/r_0)^2 y(f); \quad (r_1/r_0)^2_{\max} = \Pi'_э/y(f_{opt}). \qquad (4.68)$$

Можно показать, что выражение (4.65) будет справедливым и для режима прямого сигнала. При этом величина m будет равна

$$m = a_1 + a_2 + n_2 + a_f.$$

Выражение (4.62) справедливо в случае учета только шумовой помехи. В условиях преобладания реверберационной помехи оптимальной частоты не существует, поскольку единственный параметр уравнения дальности, снижающий дальность действия с ростом частоты, – коэффициент пространственного затухания, в отношении сигнал/помеха $I_э/I_р$ сокращается.

Возможность расчета f_{opt} в самом общем случае $I_э/(I_ш + I_р)$ где $I_ш + I_р \neq \text{const}$ рассмотрена в работе [44]

Особенности расчета дальности действия ГАС в реальных гидроакустических условиях. В гл. 3 отмечалось, что существенная неоднородность морской среды приводит к значительному отличию фактической дальности действия ГАС от энергетической.

Контроль параметров среды – распределения скорости звука, состояния акустических характеристик границ среды – позволяет прогнозировать дальность действия, являющуюся основой оценки эффективности судовых ГАС.

Аналитически влияние среды определяется величиной фактора аномалии (A_f), характеризующего степень отклонения закона спада поля в реальных условиях от сферического для однородной поглощающей среды.

Определение факторе аномалии для заданной частоты, горизонтов маневрирования цели и наблюдателя в функции расстояния

$\Delta f = \Delta f(U, z_и, z_{пр}, D)$ позволяет рассчитать вероятностные характеристики обнаружения $P_н = P_н(D) = 1 - F(D)$ и после аппроксимации их определенными законами произвести расчет показателя эффективности судовых ГАС. Кроме того, набор графиков фактора аномалии достаточно полно характеризует рассматриваемый район моря в акустическом отношении и позволяет выбирать оптимальные значения технических параметров ГАС, реализующих максимальную дальность действия ГАС.

В настоящее время опубликовано большое число отечественных работ по расчету акустических полей на ЭВМ, выполненных Ю. Л. Газарянам [21], Ю. В. Постниковой [21, 40], А. Г. Алексеевым [5], Е. А. Селиным [56], В. В. Земцовым и О. К. Омельченко [21, 40], В. А. Стальновой [40], В. Н. Матвиенко и Ю. Ф. Тарасюком [39], В. А. Антоновым, В. Н. Матвиенко и Ю. Ф. Тарасюком [8]. Однако непосредственно для расчета дальности действия ГАС могут быть использованы не все перечисленные методики. Часть из них решают специфические задачи, большинство из которых требуют значительных затрат машинного времени.

Оперативный расчет фактора аномалии в лучевом приближении, и следовательно и оценка дальности действия ГАС, может быть выполнена по методике [8]. Данная методика базируется на лучевой теории. Исходной информацией является распределение скорости звука по глубине, состояние поверхности моря (в баллах), коэффициенты отражения от дна, частота ГАС, шаг по дистанции и конечная дистанция расчета. В программе используется кусочно-линейная аппроксимация профиля скорости звука. С помощью данной методики можно получить график потерь при распространении для заданной совокупности гидроакустических условий данного района океана. Для данной методики характерна простота составления запроса на расчет, небольшие расходы машинного времени и наглядность.

На рис. 4.9 приведены результаты расчета потерь при распространении, полученные с помощью данной методики, в некоторых районах Мирового океана при состоянии поверхности моря три балла.

Соответствующие профили скорости звука выбирались из кривых на рисунке 3.2. На каждом графике отмечен сферический закон спада поля в среде для соответствующей частоты.

Анализ данных графиков и выражений (4.53), (4.56), (4.58) позволяет следующим образом определить процедуру оценки дальности действия в реальной среде:

– производится расчет потерь при распространении для заданных акустических характеристиках среды $c(z)$, $V(\alpha)$, $W(\alpha)$, параметров маневрирования $z_и$ и $z_{пр}$ и рабочей частоты ГАС;

– определяются значения потенциала обнаружения ПО для фиксированных значений $p_{п.о}$, при $p_{л.т}$ = const и соответствующие им значения дистанций;

– строится зависимость $p_{п\,о} = p_{п\,о}(D)$.

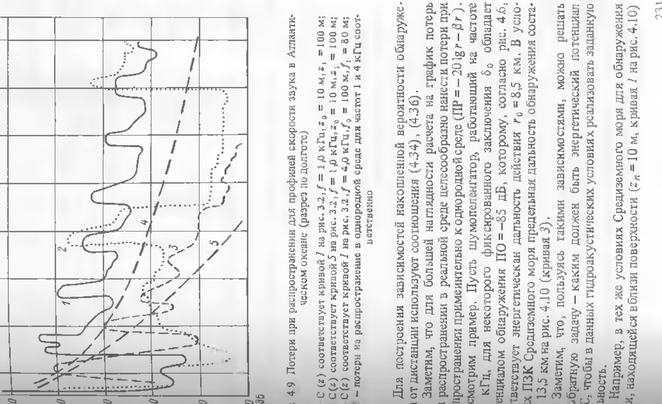


Рис. 4.9. Потери при распространении для профилей скорости звука в Атлантическом океане (разрез по долготе)

1 – С (z) соответствует кривой 1 на рис. 3.2, f = 1,0 кГц, z_0 = 10 м, z_1 = 100 м;
2 – С(z) соответствует кривой 5 на рис. 3.2, f = 1,0 кГц, z_0 = 10 м, z_1 = 100 м;
3 – С(z) соответствует кривой 1 на рис. 3.2, f = 4,0 кГц, f_0 = 100 м, f_1 = 80 м;
4, 5 – потери на распространение в однородной среде для частот 1 и 4 кГц соответственно

Для построения зависимостей накопленной вероятности обнаружения от дистанции используют соотношения (4.34), (4.36).

Заметим, что для большей наглядности расчета на график потерь при распространении в реальной среде целесообразно нанести потери при распространении применительно к однородной среде (ПР = $-20\lg r - \beta r$).

Рассмотрим пример. Пусть шумопеленгатор, работающий на частоте 4,0 кГц, для некоторого фиксированного заключения δ_0 обладает потенциалом обнаружения ПО = –85 дБ, которому, согласно рис. 4.6, соответствует энергетическая дальность действия r_0 = 8,5 км. В условиях ПЗК Средиземного моря предельная дальность обнаружения составит 13,5 км на рис. 4.10 (кривая 3).

Заметим, что, пользуясь такими зависимостями, можно решать и обратную задачу – каким должен быть энергетический потенциал ГАС, чтобы в данных гидроакустических условиях реализовать заданную дальность.

Например, в тех же условиях Средиземного моря для обнаружения цели, находящейся вблизи поверхности ($z_и$ = 10 м, кривая 1 на рис. 4.10)

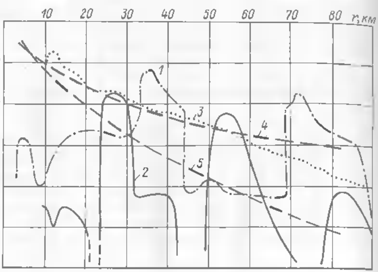


Рис. 4.10. Потери при распространении в Средиземном море (кривая 6 на рис. 3.2)

1 – f = 1,0 кГц; z_0 = 10 м; z_1 = 100 м; 2 – f = 4,0 кГц; z_0 = 100 м; z_1 = = 50 м; 3 – f = 4,0 кГц; z_0 = 100 м; z_1 = 200 м. 4, 5 – потери на распространение в однородной среде для частот 1 и 4 кГц

на расстоянии 35 км при работе на f_0 = 1,0 кГц, потенциал шумопеленгатора должен быть не менее 83 дБ.

Естественно, возникает вопрос о допустимости и правомерности использования методов расчета поля по лучевой теории.

Н. С. Агеева произвела сопоставление результатов расчета и экспериментальных замеров поля в первой зоне конвергенции для условий глубоководного района центральной Атлантики на частотах 1,2 и 5 кГц [2]. Расхождение между расчетными и экспериментальными данными в положении ближней границы зоны оказалось равным порядка 1 км, что составляет 2% от расстояния, причем расчетная граница по расстоянию дальше, чем экспериментальная.

Экспериментальные максимумы оказались более размытыми, чем расчетные. Причиной расхождения положений максимумов и расстояний до зоны конвергенции могло быть неточное знание профиля скорости звука. В среднем огибающая фактора аномалии повторила характер изменения экспериментальных записей поля в зоне конвергенции.

Приведем результаты сопоставления расчетов по волновой и лучевой теориям для более низкого диапазона частот и океанских профилей скорости звука.

На рис. 4.11 приведен расчет поля при суммировании нормальны[х] волн (кривые 1, 2) и расчет, выполненный по лучевой теории [8] (кр[и]вая 3). Распределение скорости звука было характерным для океа[на] с глубиной 5 км. Можно утверждать, что на частотах выше 32 Гц в 5-к[ило]метровом океане можно применять формулу геометрического пр[и]ближения.

На рис. 4.12 представлено сопоставление расчетов, выполненны[х] на частоте 100 Гц по волновой и лучевой теориям для распределени[я] скорости звука, имеющего минимум на глубине 1000 м [13]. Вы[ше] и ниже оси ПЗК простирались отрицательные и положительные гр[адиенты]

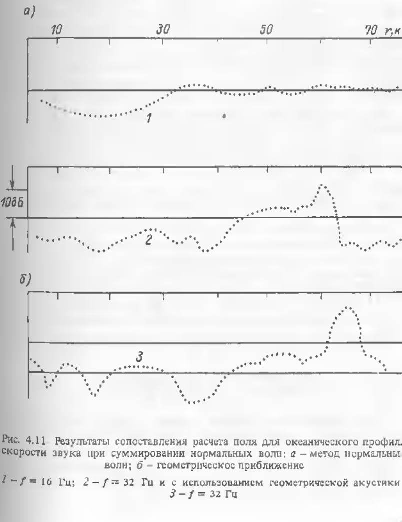
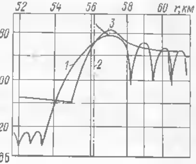


Рис. 4.11. Результаты сопоставления расчета поля для океанического профил[я] скорости звука при суммировании нормальных волн: а – метод нормальны[х] волн; б – геометрическое приближение

1 – f = 16 Гц; 2 – f = 32 Гц и с использованием геометрической акустики 3 – f = 32 Гц



с. 4.12. Результаты расчета поля с использованием теории нормальных волн) и геометрической теория (2) на = 100 Гц; [15] z_0 = 305 м; расчет методике работы [7], z_1 = 500 м (3)

диенты соответственио. Глубина океана составляла 5,3 км.

Лучевая теории не смогла описать поля в зоие тени и в области каустик. Однако положение и характер поля в первой зоне конвергенции описан лучевой теорией вполне достоверно.

Кривая 3 на рис. 4.11 соответствует расчету. выполненному по методике В. А. Антонова. Поскольку данная методика учитывает некогерентное сложение лучей, поле в зоне конвергенции совпадает с волновыми расчетами только в области интерференционных максимумов. Расхождение результатов расчета поля в области тени является следствием свойств лучевой теории.

В [3, 62] дан обзор программ расчета дальности действия ГАС, именяемых за рубежом. Отмечается, что для выбора оптимальных жимов работы ГАС система прогнозирования дальности действия АС должна включать модель океанической ереды, методы расчета ля и программы расчета потерь при распространении сигналов. дробно описана библиотека программ.

Сравинтельная характеристика программ, использующих различные тоды расчета (волновые и лучевые), показала, что времи расчета расстоянии до 200 км колеблется от 2,5 до 700 с. При этом погрешсть расчета среднего значения потерь на распространение составляет 0,6 до 3,1 дБ, а среднеквадратическое значение – от 2,1 до 5 дБ. же незначительные ошибки расчета потерь на распространение вызыот погрешности в определении дальности действия. В частности, определенность в определении потерь на распространение в 1 дБ иводит к относительной ошибке дальности шумопеленгования поряд- 23%.

§ 4.4. Теоретические методы определения пространственных координат целей

Общая характеристика методов и ошибок определения координат лей. Положение целей в морской среде относительно ГАС определяется дистанцией до нее и углами в вертикальной и горизонтальной оскостях (сферическая система координат). В цилиндрической систе- координат место цели определяется дистанцией, углом в горизонльной плоскости и вертикальной координатой.

Для определения координат цели (дистанции, азимута и угла места) лементов ее движения (курса и скорости) используется акустическа нергия первичного поля (пассивные методы) и вторичного поля (аг тивные методы).

В активных методах дистанция до цели определяется по времен апаздывания какого-либо параметра отраженного сигнала от цел относительно излученного. Использование при этом направленны антенн позволяет измерить и угловые координаты.

В пассивных методах определение угловых координат осуществляет ся за счет измерения либо амплитуды, либо фазы принимаемых сигналов Пассивными методами возможно определение и дистанции до цел за счет триангуляции или взаимной корреляции принятых сигналов При этом используется база из двух направленных антенн.

Точность определения пространственных координат целей – важ чейший параметр ГАС, характеризуется ошибкой измерения.

Суммарная ошибка измерения как по величине, так и по знаку яв ляется случайной, поскольку случайными являются факторы ее вызы вающие. Наряду со случайными факторами, влияющими на точность из мерения координат, имеют место неслучайные, преимущественно одног знака, формирующие систематические ошибки измерения. Такие фактор в принципе могут быть учтены, а систематические ошибки – исключены

В зависимости от природы источников и места возникновени следует различать ошибки собственно установки, ошибки, обусловлен ные средой, и ошибки, определяемые условиями использования.

Пользуясь такой условной классификацией, дадим качественну оценку всех составляющих результирующей погрешности в определени координат цели.

Ошибки установки включают в себя как ошибки собственно станци (аппаратуры), так и ошибки, определяемые условиями работы на носи теле ГАС.

Аппаратурные ошибки складываются из ошибок, вносимых разбро сом значений технических параметров преобразователей и элементов электрических схем. В аппаратурную ошибку входят также ошибки метода измерения координат, реализованные в данной станции, и ошиб ки оператора. Ошибки за счет носителя ГАС вызываются ошибками системы курсоуказания, искажением поля сигнала обтекателем ГАС а также помехами приему сигналов.

Ошибки, обусловленные средой, вызываются ее неоднородностями Неоднородности могут быть регулярными (вертикальная и горизонталь

Таблица 7. Соотношения между различными типами ошибок

Ошибка	Вероятная	Среднеквадратическая	Квазимаксимальная, %			
			80	90	95	99
Вероятная	1,00	1,48	1,90	2,44	2,91	3,81
Среднеквадратическая	0,68	1,00	1,28	1,64	1,96	2,57
Квазимаксимальная %						
80	0,53	0,78	1,00	1,28	1,53	2,01
90	0,41	0,61	0,78	1,00	1,19	1,56
95	0,34	0,51	0,65	0,84	1,00	1,31
99	0,26	0,39	0,50	0,64	0,76	1,00

ная рефракция, наклон дна) и нерегулярными (случайные неоднородности среды). Наличие неоднородностей обусловливает появление систематических и случайных ошибок в определении координат.

К последней категории (ошибки, обусловленные условиями использования) следует отнести ошибки определения координат, вызываемые совместной работой ГАС судов, находящихся в непосредственной близости. Примером может служить совместная работа нескольких рыбопоисковых гидролокаторов или совместная работа гидролокатора и эхолота, в результате чего появляются наводки в приемном тракте, засветки экрана и, следовательно, ошибки в измерении координат.

Поскольку рассмотренные ошибки являются случайными и взаимонезависимыми, для суммарной ошибки определения координат будет справедливо

$$\sigma_{\Sigma}^2 = \sigma_{\text{уст}}^2 + \sigma_{\text{ср}}^2 + \sigma_{\text{усл п}}^2. \qquad (4.69)$$

Абсолютное большинство ошибок определения координат целей судовыми ГАС подчиняется нормальному закону.

Следовательно, показателями эффективности ГАС при решении задач определения координат целей служат числовые характеристики законов распределения ошибок: срединная E_a, среднеквадратическая σ_a и максимальные a с указанием соответствующей вероятности.

В случае нормального закона для вероятностей ошибок при $\overline{a} = 0$ будем иметь

$$p(|a| < a_0) = \int_{-a_0}^{a_0} f(a)\,da = 2\Phi(a_0/\sigma_a) = 2\Phi^*(a_0/\sigma_a) - 1. \qquad (4.70)$$

Здесь

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z \exp(-t^2/2)\,dt;$$

$$\Phi^*(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z \exp(-t^2/2)\,dt,$$

a_0 – некоторое фиксированное значение ошибки; $\overline{a}$ – среднее значение ошибки.

На основании выражения (4.70) составлена табл. 7, с помощью которой значения одних ошибок можно пересчитать в другие.

Например, чтобы выразить предельную ошибку, соответствующую вероятности 0,99, $a_{0,99}$ через среднеквадратическую σ_a, необходимо первую умножить на числовой коэффициент, стоящий в горизонтальной строке, $a_{0,99}$ и вертикальном столбце среднеквадратическая $\sigma_a = 0{,}39 a_{0,99}$.

Методы определения расстояния до цели. Сущность всех активных методов определения расстояния сводится к измерению временного запаздывания t_r некоторого параметра эхо-сигнала, пропорционального дистанции до цели r. Время запаздывания t_r может измеряться непосредственно при фиксации моментов излучения и приема сигналов, посредством измерения разности фаз излучаемого и принимаемого сигналов, или путем измерения разности частот излучаемого и принимаемого сигналов.

В соответствии с тем, какой из указанных параметров сигнала измеряется при определении расстояния, различают временной (импульсный), фазовый и частотные методы измерения расстояния.

В судовых ГАС наибольшее применение нашли импульсный и частотный методы определения расстояния. При импульсном методе определение расстояния осуществляется в соответствии с выражением.

$$t_r = 2r/c. \qquad (4.7$$

Сущность частотного метода определения расстояния сводится к измерению приращения частоты за время распространения сигнала до цели и обратно.

Пусть частота зондирующего сигнала изменяется по закону $\vartheta_f = df_0/dt$. За время t_r изменение частоты принимаемых колебаний составит

$$\Delta f = \vartheta_f t_r = \vartheta_f 2r/c. \qquad (4.7$$

Измеряя разность частот излучаемых и принимаемых колебаний получаем возможность определения расстояния до цели. Частота биений равна $f_p = \vartheta_f t_r = \vartheta_f 2r/c$, откуда для расстояния r имеем

$$r = cf_p/2\vartheta_f. \qquad (4.73)$$

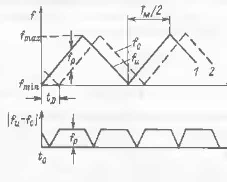


Рис 4.13 Сущность частотного метода измерения дальности

1 – излученный сигнал; *2* – отраженный с[игнал]

Непрерывное изменение частоты в больших пределах при использовании резонансных антенн осуществить практически невозможно. В этом случае целесообразно обеспечить периодичность модуляции, например по пилообразному закону с периодом $T_M = 1/f_M$. При модуляции колебаний с частотой f_m на интервале Δf разностная частота будет равна (рис. 4.13):

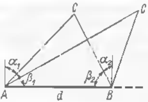


Рис. 4.14 Сущность триангуляционного метода определения расстояния

$$f_{р.} = \vartheta_f t_r = 2 f_m \Delta f 2r/c. \qquad (4.74)$$

Из приведенного выражения видно, что при измеренной частоте биений $f_р$ дальность до цели определяется по формуле

$$r = c f_р / 4 \Delta f F_m. \qquad (4.75)$$

Реализация импульсного метода в судовых ГАС является сравнительно простой, позволяет использовать одну приемоизлучающую антенну. Разрешающая способность по дистанции при излучении прямоугольных импульсов с тональным заполнением определяется длительностью импульса

$$\Delta r = c \tau_и / 2.$$

Если для реализации больших дальностей обнаружения при импульсном методе требуются значительные мощности излучения, то при реализации частотных методов используются сравнительно небольшие мощности при высокой точности измерения и разрешающей способност по дальности и возможности измерения малых расстояний.

Основными недостатками частотного метода определения расстояния являются необходимость использования раздельных антенн при излучении и приеме колебаний, трудности развязки приемного и передающего трактов, высокие требования к линейности изменения частоты излучаемых колебаний.

Сущность триангуляционного метода определения расстояния сводится к одновременному измерению двух угловых координат цели из точек, разнесенных на некоторое расстояние d (рис. 4.14).

При заданной базе d и направлениях на цель расстояние до цели определится из соотношений

$$AB = \frac{d\cos\alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}; \quad BC = \frac{d\cos\alpha_1}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}, \qquad (4.76)$$

(проекция точки цели лежит внутри базы d и

$$AB = \frac{d\cos\alpha_2}{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}; \quad BC = \frac{d\cos\alpha_2}{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}, \qquad (4.77)$$

если проекция точки цели лежит вне базы d.

Реализация метода требует использования двух направленных ГАС, работающих в пассивном режиме. Основным достоинством метода является скрытность и малое работное время, недостатком – зависимость

...ности определения расстояния от ориентации цели относител... базы и ее размеров.

Методы определения пеленга. Пеленгование – процесс определен... направления на объект. Основными характеристиками устройств п... ования являются непосредственно пеленгационная характеристи... представляющая собой зависимость выходного напряжения пеленгато... от направления прихода сигналов $u_{вых}(\alpha)$, и пеленгационная чувст... тельность $S_{пел}$, равная крутизне пеленгационной характеристики... направлении на цель:

$$S_{пел} = du_{вых}(\alpha)/d\alpha\,|_{\alpha=0}. \qquad (4.7...)$$

В основе всех методов пеленгования лежит использование явлен... интерференции волн. Следовательно, любой путь создания устройст... пеленгования может быть назван фазовым. Однако в основу классио... кации методов пеленгования положен способ использования сигнал... на выходе антенны, определяющий пеленгационную характеристи...

В зависимости от того, какой параметр сигнала (амплитуда, фа... частота) формирует пеленгационную характеристику, различают амп... тудные, фазовые и частотные методы пеленгования.

В свою очередь, среди амплитудных методов следует выдели... максимальный и методы минимума и сравнения (равносигнальн... овы).

За исключением частотного, все перечисленные методы пеленго... ния нашли применение в современных ГАС.

Амплитудный (максимальный) метод предусматривает исполь... вание направленных антенн. Отсчет пеленга осуществляется при повор... те антенны в момент достижения выходным напряжением максима... ного значения. Пеленгационная характеристика при наблюдении точ... ной цели повторяет ДН приемной антенны:

$$U_{вых}(\alpha) = U_{max} R(\alpha).$$

Пеленгационная чувствительность при $\alpha = 0$ обращается в ну...

$$S_{пел} = U_{max}\, dR(\alpha)/d\alpha\,|_{\alpha=0} = 0.$$

Данное обстоятельство обусловливает низкую точность пеленго... ния, что является основным недостатком метода. К достоинствам мето... следует отнести простоту реализации и возможность субъективн... классификации цели.

Точность пеленгования можно значительно повысить за счет прие... колебаний одновременно либо двумя антеннами с разнесенными в пр... странстве диаграммами (метод равносигнальной зоны), либо одн... антенной при двух различных положениях в пространстве ее ДН. Пеле... цели при этом определяется по положению антенны в момент, ког...

амплитуды принимаемых сигналов становятся равными. Метод равно-сигнальной зоны по сравнению с амплитудным методом позволяет существенно повысить точность пелентования и достточно просто осуществить автоматическое сопровождение за целью по угловым координатам.

Сущность фазового метода заключается в непосредственной фиксации сдвигов фаз колебаний, развиваемых двумя приемниками (группами приемников), расположенными на расстоянии d.

С выходов антенны сигналы после усиления подаются на фазовый детектор. Выходное напряжение фазового детекторе будет определяться только разностью фаз колебаний:

$$U_{\text{вых}} = k \cos(2\pi d \sin\alpha/\lambda), \qquad (4.79)$$

где k – коэффициент пропорциональности.

Измеряя $U_{\text{вых}}$, можно определить направление прихода акустической волны. Так же, как и при максимальном методе, точность измерения угловой координаты вблизи $\alpha - 0$ низка. Кроме того, нельзя определить направление смещения цели от перпендикуляре к базе. Оба эти недостатка устраняются при введении в один из каналов искусственного сдвига фазы на 90°. После введения фазового сдвига напряжение на выходе системы становится равным

$$u_{\text{вых}} = k \sin(2\pi d \sin\alpha/\lambda) \qquad (4.80)$$

Точность пеленгования становится значительно более высокой. Фазовый метод также может быть использован для автоматического сопровождения целей по угловым координатам.

Определение пеленга цели можно осуществлять двумя путями: либо отсчитывать угол по показаниям измерителя напряжения, либо

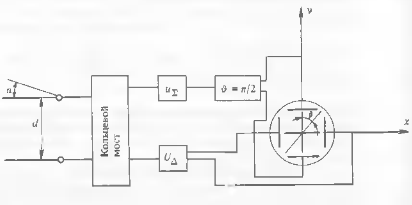


Рис 4.15 Функциональная схема фазового измерителя координат

поворачивать антенну до тех пор, пока выходное напряжение не стане равным нулю. Пеленг на цель в этом случае будет определятьсв положением антенны. При изменении угла α в широких пределах пеленгацион ная характеристика неоднозначна. Устранить неоднозначность возможн применив направленные антенны. Ширина ДН каждой антенны при это не должна превышать $\Delta\alpha_{\text{одн}}$. Если диапазон однозначного измерени фазы составляет π, то диапазон однозначного измерения угла може быть принят равным

$$\alpha_{\text{одн}} = \lambda/2d. \qquad (4.81$$

Рассмотрим вариант схемы (рис. 4.15), в котором роль измерит ля фазы играет злектронно-лучевая трубка (ЭЛТ).

С выходов приемников сигналы суммируются, вычитаются и посл сдвига фаз, необходимого для получения синфазности, поступают н ЭЛТ.

Угол наклона светящейся линии на экране связан с разностью фа колебаний, поступающих на приемники, соотношением

$$\beta = \varphi/2; \quad \varphi = 2\pi d \sin\alpha/\lambda. \qquad (4.82$$

При $\alpha = 0$, $\beta = 0$, $\varphi = 0$. Линия совпадает с вертикальной осью ЭЛТ направление нормали к базе совпадает с направлением на цель. Пр $\alpha = \pm 90°$, $\beta = 180° d/\lambda$.

Следовательно, при $d/\lambda = 1/2$ создается неоднозначность пеленг вания. Другими словами, если выбрать $d \leqslant 1/2$, то при любом отклон нии цели линия не будет переходить через горизонтальный диамет Использование направленных приемников облегчает пеленговани

Достоинствами метода являются более высокая точность по сравн няю с амплитудным и высокая надежность поддержания контакта целью.

К недостаткам метода относятся высокие требования к идентичн сти каналов, сравнительно низкий коэффициент распознавания (за сч ЭЛТ) и потеря некоторых классификационных признаков (темб

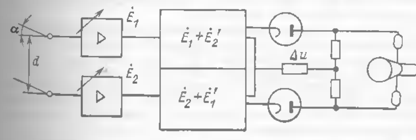


Рис. 4.16. Функциональная схема фазоамплитудного измерителя координат

эффект Доплера и т. д.). Сущность фазо-амплитудного метода сводится к преобразованию разности фаз принимаемых колебаний в разность амплитуд напряжений на выходе двух каналов приемного тракта. Схема устройства приведена на рис. 4.16. С выхода каждой антенны напряжения сдвигаются по фазе на угол ϑ, а затем суммируются с напряжением от другого канала:

$$U_1 = \dot{E}_1 + \dot{E}'_2; \quad U_2 = \dot{E}_2 + \dot{E}'_1,$$

где

$$\dot{E}_1 = E_1 \exp(j0), \quad \dot{E}'_1 = E_1 \exp(j\vartheta); \quad \dot{E}_2 = E_2(-j\varphi);$$

$$\dot{E}'_2 = E_2 \exp[-j(\varphi - \theta)].$$

На выходах каналов образуются напряжения одинаковой фазы, но с разными амплитудами, значения которых зависят от естественного сдвига фаз колебаний φ:

$$u_1 = 2\cos[(\varphi - \vartheta)/2]; \quad u_2 = 2\cos[(\varphi + \vartheta)/2].$$

Разность напряжений $\Delta u = u_1 - u_2$ может быть использована для воздействия на указатель отклонения пеленга:

$$|\Delta u| = 2|\cos[(\varphi - \vartheta)/2] - \cos[(\varphi - \vartheta)/2].$$

Нетрудно показать, что разность напряжений будет максимальной, если искусственный сдвиг фаз ϑ сделать равным $\pi/2$.

Для исключения неоднозначности пеленгования расстояние между элементами антенны должно быть меньше $\lambda/2$. При использовании направленных антенн пеленгование облегчается:

$$\Delta u' = \Delta u R(\alpha).$$

ЭЛТ при фазовом и фазово-амплитудных методах пеленгования являются указателями отклонения пеленга оператору ГАС. Оба этих метода могут быть использованы для автоматического сопровождения шумящей цели по угловым координатам.

Наибольшее практическое применение в трактах автоматического сопровождения целей по угловым координатам в судовых ГАС нашли суммарно-разностные пеленгаторы [17]. Напряжения канала суммы и разности в данных пеленгаторах после усиления и сдвига по фазе на 45° каждый поступают на фазовый детектор. Напряжение фазового детектора, пропорциональное углу отклонения цели от направления нормали к базе, используется для управления двигателем, осуществляющего разворот акустической антенны.

Ошибки определения координат целей. Точность определения пространственных координат наряду с дальностью обнаружения целей является важнейшим тактическим параметром ГАС и характеризуе ошибками, обусловленными как методом, так и погрешностью из рений.

Измеренное значение дистанции до объекта может быть представл как

$$r = r_{\text{н}} + \Delta r,$$

где $r_{\text{н}}, r$ – истинное и измеренное значения дистанции; Δr – оши измерений, равная сумме случайной и систематической ошибок:

$$\Delta r = \Delta r_{\text{сл}} + \Delta r_c.$$

Следует подчеркнуть, что в качестве истинного значения измеряем величины, как правило, выступает „эталонное" значение, получае средством с точностью по крайней мере на порядок выше испытуемо

Систематическая ошибка Δr_c может быть получена при мно кратных измерениях из соотношения

$$\Delta r_c = [\sum_{i=1}^{n_1} \Delta r_{\text{изм}_i} + \sum_{j=1}^{n_2} (-\Delta r_{\text{изм}j})]/n,$$

где $\Delta r_{i(j)}$ – ошибка измерения, взятая со своим знаком, $n_1 + n_2$

Систематическая ошибка в принципе может быть определена компенсирована.

Случайную ошибку компенсировать нельзя. Она определяет и ог ничивает точность измерения и характеризуется дисперсией

$$\sigma_r^2 = \overline{(r_{\text{изм}} - r_{\text{ср}})^2}.$$

Единичное значение случайной ошибки при дискретных измерени равно

$$\Delta r_{\text{сл}} = (\pm r_{\text{изм}}) - r_{\text{сл}}.$$

Дисперсия σ_r^2 как погрешность косвенного измерения $r = ct_{\text{изм}}/2$ м жет быть определена по формуле

$$\sigma_r^2 = \left(\frac{\partial r}{\partial c}\right)^2 \sigma_c^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial t}\right)^2 \sigma_t^2 = (r^2/c_{\text{ср}}^2)\sigma_c^2 + c_{\text{ср}}^2 \sigma_t^2, \qquad (4.8$$

где σ_c^2, σ_t^2 – погрешности измерения скорости звука и времени р пространения.

Ошибка определения расстояния триангуляционным методом а логично (4.83) будет равна:

$$\sigma_{AC} = \frac{d}{\sin^2(\alpha_1 - \alpha_2)} [\cos\alpha_1 \sigma_{\alpha_2} + \cos\alpha_2 \cos(\alpha_1 + \alpha_2) \sigma_{\alpha_1}]^{1/2},$$

$$\sigma_{AC} = \frac{d}{\sin^2(\alpha_1 - \alpha_2)} [\cos\alpha_1 \sigma_{\alpha_2} - \cos\alpha_2 \cos(\alpha_1 - \alpha_2) \sigma_{\alpha_1}]^{1/2}.$$

аметим, что на больших расстояниях $\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cong \sin\psi = \psi$, $\cos\alpha_2 = \sin\beta_2$ (см. рис. 4.14). Тогда при $\beta_2 = \pi/2$ и $\sigma_{\alpha_1} = \sigma_{\alpha_2}$

$$\sigma^2_{AB} = \frac{2r^4}{(d\sin\alpha)^2}\sigma^2_\alpha; \quad \sigma^2/r^2 = \frac{2r^2}{(d\sin\alpha)^2}\sigma^2_\alpha.$$

аким образом, относительная ошибка оценки расстояния пропорциальна расстоянию.

Применяя операцию (4.83) к выражению (4.82), получим ошибку пределения направления при фазовом методе пеленгования:

$$\sigma^2_\alpha = \frac{4\sigma^2_\beta}{(kd\cos\alpha)^2}, \tag{4.84}$$

де β – угол наклона светящейся линии на экране относительно вертиали.

Выражение (4.84) характеризует точность методов определения координат без учета помех, воздействующих на приемный тракт.

Наличие помех на входе тракта обработки существенным образом лияет на точность оценки таких парметров, как амплитуда, фаза, частоа. В частности, доказывается, что точность измерения временного апаздывания по переднему фронту эхо-сигнала при импульсном методе определения расстояния определяется выражением [18.56]:

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{1}{2\Delta f(с/п)^2}}, \tag{4.85}$$

где Δf – полоса пропускания тракта; (с/п) – отношение сигнал/помеха на входе индикатора.

Подставляя (4.85) в (4.83), можно оценить влияние отношения сигнал/помеха на точность измерения дистанции.

Покажем зависимость точности пеленгования при фазовом методе от отношения сигнал/помеха.

Применительно к рис. 4.15 на выходах приемников с учетом помехи будем иметь

$$s_0 + n_1; \quad s_0 \exp(-jkd\sin\alpha) + n_2,$$

где n_1 и n_2 напряжения помехи.

На выходе каналов суммы и разности получим

$$s_\Sigma = 2s_0 \exp(-ikd\sin\alpha/2)\cos(kd\sin\alpha/2) + n_1 + n_2.$$

$$s_\Delta = 2s_0 j \exp(-jkd\sin\alpha/2)\sin(kd\sin\alpha/2) + n_1 - n_2.$$

Считая сигналы и помехи случайными взаимонезависимыми п…сами, подчиняющимися нормальным законам, для дисперсии сум… и разности можем записать

$$\sigma^2_\Sigma = \overline{[2S_0\cos(kd\sin\alpha/2) + n_1 + n_2]^2} = 4\sigma^2_s\cos^2(kd\sin\alpha/2) + 4\sigma^2_п$$

$$\sigma^2_\Delta = \overline{[2S_0\sin(kd\sin\alpha/2) + n_1 - n_2]^2} = 4\sigma^2_s\sin^2 kd\sin\alpha/2 + 4\sigma^2_п.$$

Для малых углов $\cos z = 1$; $\sin z \approx z$:

$$\sigma_\Sigma = 2(\sigma^2_s + \sigma^2_п)^{1/2} = 2\sigma_s(1 + \sigma^2_п/\sigma^2_s)^{1/2};$$

$$\sigma_\Delta = 2[\sigma^2_s(kd\sin\alpha/2)^2 + \sigma^2_п]^{1/2} = 2\sigma_п.$$

Угол наклона линии на экране ЭЛТ определится соотношением

$$\pi d\sin\alpha/\lambda = \mathrm{arctg}(\sigma_\Delta/\sigma_\Sigma).$$

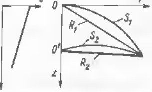
Для заметного оператору отклонения оси характеристики направл…ности от цели будет справедливо (угол α считаем малым):

$$\delta_\varphi \cong \frac{1}{kd}\,\frac{1}{\sqrt{\sigma^2_s/\sigma^2_п + 1}} = (kd)^{-1}[(\sigma_s/\sigma_п)^2 + 1]^{-1/2}$$

Таким образом, точность пеленгования определяется отношением с…ал/помеха.

Теоретически составляющая общей ошибки измерений, опре…пяемая отношением сигнал/помеха и формой сигнала при неизменн… (идеальных) параметрах ГАС, определяет потенциальную ошиб… Она характеризует предельно достижимую точность измерения коор…нат данным методом обработки при прочих идеальных условиях. С у…личением отношения сигнал/помеха точность измерения станови… неограниченной. Поскольку любая ГАС является технически реали…мой системой, экспериментальное определение суммарной оши… возможно с точностью, не превышающей аппаратурной погрешно… системы.

Наличие вертикальных и горизонтальных градиентов скорости з…ка, а также наклона морского дна приводит к появлению системати…ских ошибок в определении дистанции и угловых координат, а флюкт…ции скорости звука – к случайным ошибкам в определении коорди…



с. 4.17. Влияние вертикаль-й рефракции на точность пеленгования

Ошибки оценки дистанции, обусловленные вертикальной рефракцией, имеют наибольший вес в общем балансе ошибок и могут быть учтены за счет определения среднегоризонтального значения скорости звука.

С позиций лучевой акустики величина $c_{с.г}$ при кусочно-линейной аппроксимации профиля $c(z)$ с отрезками будет равна

$$c_{с.г} = r/t,$$

де $t = \Sigma\, \Delta t_i$ – суммарное время пробега сигналом траектории луча. еличина Δt_i определяется как

$$\Delta t_i = \int\limits_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{dz}{c(z)\sin\alpha(z)},$$

де $dt = dS/c(z) = dz/\sin\alpha(z)\,c(z)$.

Флюктуации температуры и солености воды приведут к флюктуации скорости звука, а следовательно, и к случайной ошибке оценки истанции. Экспериментальные исследования показали, что флюктуация емпературы в зависимости от градиента температуры, сотавляет $\overline{\Delta T^2})^{1/2} \approx 0{,}1 \ldots 0{,}2$. Пользуясь выражением (3.3) можно найти оответствующее приращение скорости звука, которое будет зависеть т температуры воды.

Рассмотрим влияние горизонтальной рефракции на точность пеленования. Обратимся к рис. 4.17. Пеленгатор с базой d ориентирован тносительно осей координат rOx.

В случае постоянного градиента скорости звука ($a = G_c/a = \mathrm{const}$) раекториями акустических лучей будут дуги окружностей радиусом $= 1/a$. Без учета поправки на непараллельность лучей, приходящих базе, ошибку пеленгования вызовет разность фаз, вызываемая разостью расстояний $[\,|S_1 - S_2| - (R_1 - R_2)]$

$$\Delta\varphi = k(\Delta S - \Delta R),$$

де $|S_1 - S_2| = |\,2/a\,[\arcsin(R_1 a/2) - \arcsin(R_2 a/2)]\,|$.

Так как $k(S_1 - S_2) = kd\sin\alpha$, для точности определения направения имеем

$$\Delta\alpha = \frac{2\arcsin\left(\dfrac{aR_1}{2}\sqrt{1 - \dfrac{a^2R_2^2}{4}} - \dfrac{aR_2}{2}\sqrt{1 - \dfrac{a^2R_1^2}{4}}\right) - ad\sin\alpha}{ad\cos\alpha}$$

При $|a^2R_1^2| \ll 1{,}0$, $|a^2R_2^2| \ll 1{,}0$,

$$\Delta\alpha = \frac{2\arcsin(ad\sin\alpha/2) - ad\sin\alpha}{ad\cos\alpha}$$

При $\alpha = 0$ $\Delta\alpha = 0$.

Расчеты по (4.86) показывают, что при размерах базы в десятки метров и больших отклонениях ошибки пеленгования составляют несколько градусов.

В раальной среде в ряде случаев горизонтальной рефракцией лучей по сравнению с вертикальной можно пренебречь. Следовательно, если сигналы от цели в точке приема имеют угол скольжения $\alpha_ц$, то между измеранным и истинным азимутом цели (углы отсчитываются от направления базы) имеет место следующая связь:

$$\cos\vartheta_{изм} = \cos\vartheta_{ист}\cos\alpha_у \tag{4.87}$$

Следовательно, ошибка пеленгования равна $\Delta\vartheta = \delta\vartheta = \vartheta_{изм} - \vartheta_{ист}$. При $\vartheta_{изм} = \pi/2$ $\Delta\vartheta = \delta\vartheta = \vartheta_{изм} - \vartheta_{ист} = 0$.

Таким образом, ошибки пеленгования целей судовыми ГАС, обусловленные вертикальной рефракцией звука, в которых используются шилиндрические антенны с вращением диаграммы направленности по горизонту, практически равны нулю.

Из выражения (4.87) также следует, что пеленгование цели плоскими антеннами, с компенсацией колебаний только в горизонтальной плоскости, будет сопровождаться ошибками за счет вертикальной рефракции звука. Для устранения этой ошибки необходимо осуществлять компенсацию и в вертикальной плоскости.

Действительно, разность фаз, вводимая компесатором и измеренная антенной, составляют.

при $\alpha_ц = 0$, $\Delta\varphi = \varphi_{комп} - \varphi_{изм} = kd\cos\vartheta_{комп} - kd\cos\vartheta_{изм} = 0$;

при $\alpha_ц \neq 0$, $\Delta\varphi = kd\cos\vartheta_{комп} - kd\cos\vartheta_{изм} =$

$= kd\cos\vartheta_{ист}(1 - \cos\alpha_ц)$.

Ошибка пеленгования будет равна

$$\cos(\vartheta_{изм} - \Delta\vartheta) = \cos\theta_{ист}(1 - \cos\alpha_ц). \tag{4.88}$$

Если ошибки пеленгования, обусловленные вертикальными и горизонтальными градиентами, считать независимыми, то общая погрешность будет определяться совместным воздействием ошибок. Расчеты показывают, что при метровых базах, больших дистанциях и значительных углах скольжения ошибки пеленгования достигают единиц градусов

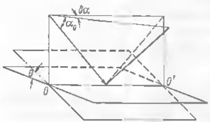


Рис. 4.18. Влияние наклона дна на точность пеленгования

Наклон морского дна вызывает систематическую ошибку в определении угловой координаты при пеленговании с использованием донных отражений. Ошибка пеленгования становится максимальной пеленгования вдоль изобаты. Данное положение иллюстрируется рис. 4.18. Ошибка пеленгования за счет наклона дна в случае однородной среды при одном цикле отражения определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \delta \alpha = \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \alpha_0 \qquad (4.89)$$

Здесь θ – угол наклона плоскости дна относительно плоскости пеленгования; α – угол выхода луча из источника звука.

Положительная рефракция лучей способствует уменьшению ошибки пеленгования за счет наклона дна, а отрицательная – ее увеличению. Для ошибки пеленгования в этом случае будет справедливо

$$\operatorname{tg} \delta \alpha = \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} (\alpha_0 + \alpha_1)/2, \qquad (4.90)$$

где α_0, α_1 – углы скольжения лучей на горизонтах излучателя и дна соответственно.

Рассеяние акустических волн на случайных неоднородностях морской среды вызывает флюктуацию фазы в точках приема сигнала.

Если пеленгование осуществляется по фазовому методу, то случайные ошибки измерения угловой координаты будут вызваны в основном флюктуациями фазы. Выражение для дисперсии ошибки пеленгования базой, содержащей два точечных приемника при кратковременном наблюдении, имеют вид

$$\sigma_a^2 = \frac{\overline{(\Delta \varphi_c)^2}}{(k d \cos \alpha)^2} \qquad (4.91)$$

где $\Delta \varphi_c$ – случайная разность фаз в точках приема, σ_a – случайная ошибка в определении направления: α – угол от направления нормали к базе.

Раскрывая среднее значение квадрата разности фаз по правилам суперпозиции случайных величин, получаем

$$\sigma_a^2 = \frac{\overline{2(\varphi_{1,c} - \varphi_{2,c})^2}}{(k d \cos \alpha)^2} = \frac{\overline{2 \varphi_c^2}}{(k d \cos \alpha)^2} [1 - R(\xi)], \qquad (4.92)$$

где $R(\xi)$ – коэффициент пространственной корреляции фазы в кана...; случайные фазы в точках приема считаются равными, $\varphi_{1,c} = \varphi_{2,...}$

В настоящее время показано, что средний квадрат отклонени... фазы в статистической и изотропной среде определяется как

$$\overline{\varphi_c^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} k^2 r \left(\frac{\overline{\Delta c}}{c}\right)^2 a, \qquad (4.93)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; r – расстояние; a – относительный градиент скоро... звука; $\overline{\Delta c^2}$ – средний квадрат флюктуаций скорости звука. Выражени... (4.93) справедливо при $a k^2 \gg 1$ и $\overline{\Delta c/c)^2} \ll 1$.

Подставляя (4.93) в (4.92) для заданных параметров среды, полу...чим оценку точности определения пеленга при мгновенном отсчет...

§ 4.5. Экспериментальные методы определения акустических характеристик целей и параметров ГАС

Использование при оценке эффективности судовых ГАС целой ряда допущений и предположений относительно акустических свойст... целей и носителя станции, структуры трактов обработки сигнало... участие человека-оператора и сложность описания процесса его работ... придает вопросу экспериментальных исследований всех факторо... определяющих эффективность судовых ГАС, большое самостоятельно... значение. Наконец, только в процессе опытной эксплуатации в контр...лируемых условиях могут быть выявлены правила принятия решени... операторами об обнаружении (стратегия оператора) в зависимост... от дистанции до цели (отношения сигнал/помеха), наличия априорно... информации о ней, количества и типа индикаторов и т. д. Набор стат...стического материала по акустическим свойствам объектов обнаружени... и носителей ГАС, по дальностям обнаружения и точности определени... координат целей в контролируемых условиях и корректная обработ... являются важнейшими задачами специалистов радиотехнической служб... флота и судостроительной промышленности.

Числовые характеристики распределений. Отыскание функци... распределения какого-либо параметра с высокой точностью требу... проведения большого объема испытаний. Вместе с тем для выявлени... степени соответствия их требованиям технического задания на разр...ботку оказывается возможным определение первых двух моментов... математического ожидания и дисперсии.

Необходимое число измерений находят на основе требуемой точно...сти и достоверности, а также априорной информации о статистическ... характеристиках исследуемых величин – это один из вопросов, возн...кающих при организации экспериментальных исследований.

Задача определения необходимого числа замеров какого-ли... параметра κ решается только в случае, когда исследуемый параме...

одчиняется закону Гаусса и известна дисперсия генеральной совокупости σ_κ^2. В этом случае

$$n = \frac{u_{1-\alpha/2}^2}{\epsilon^2}\,\sigma_\kappa^2, \tag{4.94}$$

де $u_{1-\alpha/2}$ – α – процентная точка гауссового распределения (квантиль тандартного нормального распределения порядка $1-\alpha/2$; α – уровень начимости); ϵ – требуемая точность оценки математического ожидания араметра κ.

α – процентная точка гауссового распределения $u_{1-\alpha/2}$ опреде-яется из условия:

$$P(|\kappa - \tilde{\kappa}| < \epsilon) = 1 - \alpha = \beta \tag{4.95}$$

братым интерполированием:

$$t_\beta = \epsilon/\sigma = \operatorname{arc}\Phi^*[(1+\beta)/2], \tag{4.96}$$

$$\Phi^*(z) = (2\pi^{-1/2}\int_{-\infty}^{z}\exp(-t^2/2)\,dt,$$

е β – доверительная вероятность.

Кроме того, их можно определить с помощью специальных таблиц 9, 27]. В случае, если определена выборочная дисперсия S^2 вычисле-е производится по формуле

$$n = \frac{t_{1-\alpha/2}^2}{\epsilon^2}\,S^2 \tag{4.97}$$

е $t_{1-\alpha/2}$ – α – процентная точка распределения Стьюдента квантиль – распределения с числом степеней свободы $k = n-1$, определяемая условия

$$P(T \geqslant t, k, \alpha) = \int_{t,k,\alpha}^{\infty} f(t)\,dt = \alpha = 1-\beta;\ \ t_{k,1-\alpha/2} = -t_{k,\alpha/2}.$$

сле проведения необходимого числа испытаний определяется вы очное среднее $\tilde{\kappa}$ и среднеквадратическое отклонение S_1:

$$\tilde{\kappa} = \sum_{i=1}^{n}\kappa_i/n;\ \ S_1 = \sqrt{\sum_{i=1}^{n}(\kappa_i - \tilde{\kappa})^2/(n-1)}. \tag{4.98}$$

Соотношение (4.97) может быть использовано и в том случае, гда генеральная совокупность $\{\kappa_i\}$ не принадлежит гауссовому спределению. Для этого достаточно в (4.97) заменить $t_{1-\alpha/2}$ на

$2/3\sqrt{\alpha}$ (в случае симметричного одновершинного распределения) или на $1/\sqrt{\alpha}$ (при произвольном распределении [37]). Вполне очевидно, необходимое число испытаний в обоих случаях возрастает. Другими словами, недостаток априорной информации мы вынуждены компенсировать увеличением объема испытаний.

Расчет необходимого числа испытаний для оценки вероятности P некоторого события A в n в независимых опытах производится по формуле

$$n = (u_\alpha^2/\epsilon_{p^*}^2)\,P(1-P), \tag{4.99}$$

где u_α α – процентная точка гауссового распределения; P – относительная частота (частость) события A. По формуле (4.99) составлена табл. 8. Правомерность данной формулы оказывается справедливой, когда число независимых событий n оказывается достаточно большим и число m появления события A существенно отличается от 0 и 1. В этом случае частота события P оказывается распределенной по закону Гаусса с дисперсией:

$$\sigma_{p^*}^2 = P(1-p)/n. \tag{4.100}$$

Закон Гаусса оказывается справедливым даже не при больших значениях n: достаточно, чтобы величины np и $n(1-p)$ были больше четырех.

Вполне естественно, что меньшее число измерений сопровождается увеличением доверительного интервала при заданной доверительной вероятности β.

При небольшом количестве опытов частота подчиняется биномиальному закону. В этом случае доверительный интервал для неизвестной вероятности p может быть определен по таблицам, приведенным в работе [19].

Таблица 8. **Необходимое число испытаний для оценки вероятности некоторого события**

p	n			
	$\beta = 0{,}90$		$\beta = 0{,}95$	
	$\epsilon_p = 0{,}10$	$\epsilon_p = 0{,}05$	$\epsilon_p = 0{,}10$	$\epsilon_p = 0{,}05$
0,1 0.9	24	98	35	140
0,2 0,8	43	174	62	250
0,3 0,7	57	230	81	330
0,4 0,6	65	260	93	380
0,5	68	272	96	390

на больших расстояниях, когда вероятность обнаружения цели мала, p, второй интервал определяется из соотношения

$$p_2 = (1/n)\ln 1/(1-\beta).$$

Доверительный интервал для математического ожидания $\bar{x}$ случайной величины x имеет вид:

– в случае известной дисперсии σ_x^2 на основе выборочной функции $z = (\bar{x} - \bar{\bar{x}})/\sigma_x$, имеющей стандартное нормальное распределение

$$\bar{x} - t_\beta \sigma_x/\sqrt{n} < \bar{\bar{x}} < \bar{x} + t_\beta \sigma_x/\sqrt{n}, \qquad (4.101)$$

где t_β определяется в соответствии с выражением (4.96);

– для неизвестной дисперсии σ_x^2 с использованием выборочной функции $T = (\bar{x} - \bar{\bar{x}})\sqrt{n}/s$, имеющей t-распределения Стьюдента с $k = n - 1$ степенями свободы

$$\bar{x} - t_{k,\,a} s/\sqrt{n} < \bar{\bar{x}} < \bar{x} + t_{k,\,a} s/\sqrt{n}. \qquad (4.102)$$

При построении доверительного интервала для дисперсии σ_x^2 используют выборочную функцию $\chi^2 = (n-1)s^2/\sigma_x^2$, имеющую χ^2 – распределения Пирсона с $k = n - s$ степенями свободы:

$$ks^2/\chi^2_{k,\,a/a} < \sigma_x^2 < ks^2/\chi^2_{k,\,1-a/2}, \qquad (4.103)$$

где $\chi^2_{k,\,a-a}$ – процентная точка (квантиль) χ^2-распределения с $k = n - 1$ степенями свободы, определяемая равенством

$$p(\chi^2 > \chi^2_{k,\,a}) = \int_{\chi^2_{k,\,a}}^{\infty} f(\chi^2)\,d\chi^2 = a = 1 - \beta.$$

Процентные точки χ^2-распределения определяются с помощью таблиц.

Экспериментальные методы замера шумности и определения силы цели судов. Экспериментальное исследование шумности судов осуществляется для решения двух основных задач.

– контроля уровня шумности, паспортизации и выявления источников формирования поля для выработки рекомендаций по снижению шума;

– разработки и совершенствования пассивных ГАС.

Для измерения шумов судов используют специальные передвижные или стационарные гидроакустические контрольные станции. Организация, выбор района измерений и объем аппаратурного обеспечения определяются целью исследования.

В мелком море акустическое поле характеризуется сложной интерференционной структурой, обусловленной наличием границ среды. Характер интерференции и абсолютные уровни шума будут существенно

зависеть от акустических свойств поверхности и, особенно, дна моря. Неопределенность знаний абсолютных уровней поля позволяет в этих условиях осуществлять контроль общего уровня шума в интересах сопоставления с результатами предыдущих измерений и выявлять источники повышенных уровней шума. Измерительные гидрофоны устанавливаются вблизи дна. Судно проходит заданной скоростью на определенном расстоянии (10 ... 100 м) [67].

В глубоком море влияние дна на акустическое поле незначительно. Поле формируется прямыми и отраженными в противофазе от поверхности моря лучами, которые также обусловливают интерференционный характер поля. Для модуля давления на расстоянии r от источника звука получим $p_\Sigma = |2p_0 \sin(2\pi z_0 z_1/\lambda r)/r|$; z_0 и z_1 – глубины погружения источника и приемника звука. Таким образом, при неизменных z_0, z_1 и λ с увеличением горизонтального расстояния в точках максимума уровень давления на 6 дБ больше, чем в однородной безграничной среде. Устойчивая интерференционная картина будет отмечаться на сравнительно низких частотах.

На больших расстояниях $p_\Sigma = 4\pi p_0 z_0 z_1/\lambda r^2$ и давление шума оказывается пропорциональным глубине погружения источника и приемника звука. Следовательно, для улучшения условий шумопеленгования глубину погружения приемника следует увеличивать.

Регистрируют шумы судов в достаточно широкой полосе частот с использованием специальной измерительной аппаратуры [32, 67].

Спектральный анализ шумов осуществляется с помощью фильтровых и гетеродинных анализаторов.

Фильтровый анализатор состоит из набора электрических фильтров, каждый из которых вырезает в исследуемом шуме определенную полосу частот [32].

В основе построения измерительных фильтров лежит соотношение

$$f_{i+1}/f_i = 2^\nu, \qquad (4.104)$$

где f_i, f_{i+1} – нижняя и верхняя границы полосы пропускания; ν – параметр, характеризующий ширину полосы фильтра.

Если $\nu = 1$, 1/2, 1/3, 1/4, то фильтры называются соответственно октавными, полуактавными, третьоктавными и четвертьоктавными.

Отношение среднегеометрических частот смежных фильтров, определяемых как $f_{c.г} = \sqrt{f_1 f_2}$, также равно 2^ν. Таким образом, зная, допустим, крайнюю частоту первого фильтра, можно определить граничные и среднегеометрические частоты остальных фильтров.

Для получения такой структуры спектра (выявления дискретных составляющих) используются узкополосные анализаторы.

Принцип работы гетеродинного анализатора заключается в получении разностной частоты, являющейся результатом сложения исследуемых колебаний и специального гетеродина, частота которого непрерывно и плавно меняется. Биения разностной частоты выделяются узкополосным фильтром.

Анализ процесса считается полным, если скорость изменения частоты гетеродина не превышает некоторой величины $\vartheta = \Delta f^2/4$, где Δf – полоса прозрачности фильтра.

Продолжительность анализа полосы частот $f_1 - f_2$ анализатором с постоянной шириной полосы прозрачности равна

$$t = (f_2 - f_1)/\vartheta = 4(f_2 - f_1)/(\Delta f)^2 \qquad (4.105)$$

При достаточно узкой полосе прозрачности время анализа может достигать десятков минут.

Для уменьшения времени анализа применяют анализаторы с постоянной относительной шириной прозрачности γ, равной

$$\gamma = \Delta f / f_{\text{ср}} = \text{const}, \qquad (4.106)$$

где $f_{\text{ср}}$ – средняя частота прозрачности.

В практике измерений нашли применение анализаторы с относительными полосами $\gamma - 3$ и 10%. Время, необходимое для анализа шума в этом случае, аналогично (4.105) и будет равно

$$t_1 = \frac{4f_2(1-\gamma/2) - f_1(1+\gamma/2)}{\gamma^2 f_2 f_1 (1-\gamma^2/4)}. \qquad (4.107)$$

Заметим, что если $f_2 \gg f_1$, то (4.105) и (4.107) станут

$$t \cong 4f_2/\Delta f^2; \quad t_1 = 4/\gamma^2 f_1. \qquad (4.108)$$

Можно видеть, что если для анализатора с постоянной абсолютной шириной полосы анализа время работы определяется в основном частотой f_2, то для анализатора с постоянной относительной полосой это время зависит от низшей частоты.

Результаты анализа оформляются графически. При этом по оси абсцисс откладывают значения среднегеометрических частот полос, а по оси ординат – спектральные уровни в полосах фильтров.

Для получения функции спектральной плотности мощности данные анализа необходимо „исправить на полосу". Таким образом, спектральная плотность и уровень спектральной плотности мощности будут равны:

– при анализе с постоянной полосой прозрачности

$$p_{\text{ш}}^2(f_{\text{э}}, \Delta f, r)/\Delta f_i = G_{\text{ш}}(f); \qquad (4.109)$$

$$10\lg G_{\text{ш}}(f) = N_{\text{ш}}(f_{\text{э}}, \Delta f, r) - 10\lg \Delta f_i;$$

– при анализе с постоянной процентной полосой

$$p_{\text{ш}}^2(f_{\text{э}}, \Delta f, r)/\gamma f_{\text{ср}i} = G_{\text{ш}}(f); \qquad (4.110)$$

$$10\lg G_{\text{ш}}(f) = N_{\text{ш}}(f_{\text{э}}, \Delta f, r) - 10\lg (\gamma, f_{\text{ср},i}).$$

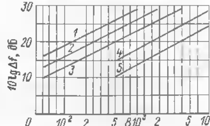


Рис. 4.19. Зависимость поправки на полосу $10\lg \Delta f$ от среднегеометрической частоты измерительных фильтров

1 – полоса-октава; 2 – 1/2 октавы; 3 – 1/3 октавы; 4, 5 – 3%-я полоса пропускания

Ординаты спектров после исправления на полосу необходимо пересчитать к условному расстоянию $r = 1$ м в предположении сферического закона спада силы звука.

На рис. 4.19 приведен график для перевода уровней в частотных полосах различной ширины в спектральные уровни мощности, и наоборот. Заметим, что для определения полосы третьеоктавных фильтров можно пользоваться следующим приблизительным соотношением:

$$\Delta f_i \cong 0{,}23 f_{\text{ср},i}. \qquad (4.111)$$

Полученные экспериментальные уровни спектральной плотности мощности являются исходной информацией для расчета дальностей судовых шумопеленгаторов.

Экспериментальные исследования отражательной способности кораблей могут быть осуществлены путем физического моделирования, а также в натурных условиях. Методы физического моделирования подробно рассмотрены в работе [68].

В реальных морских условиях определение отражательной способности может быть выполнено с помощью метода сравнения и непосредственных измерений.

Сущность первого метода сводится к сравнению уровня отражения от цели к уровню отражения от сферы известного радиуса, размещенных на фиксированных расстояниях. Величина эквивалентного радиуса цели определится из отношения интенсивностей эхо-сигнала от цели и эквивалентной сферы:

$$R_{\text{э,ц}}^2 = R_{\text{э,о}}^2 (u_{\text{ц}}/u_0)^2 (r_{\text{ц}}/r_0)^2 10^{0{,}2\beta(r_{\text{ц}} - r_0)} (A_{f_0}/A_{f_{\text{ц}}})^2, \qquad (4.112)$$

где $u_{\text{ц}}$ и u_0 – напряжения на выходе измерительного тракта, вызванные отражением звука от цели и эталонной сферы соответственно.

Достоинство метода в отсутствии необходимости абсолютной градуировки приемоизлучающего тракта. Основным недостатком метода являются низкая точность при $r_{\text{ц}} \neq r_0$, ошибки в определении коэффициента затухания β и фактора аномалии A_f.

Этих недостатков лишен метод непосредственных измерений. Аналитическая сущность метода сводится к следующему. Преобразуем выражение для интенсивности эхо-сигнала (3.8):

$$J_{\text{э}} = \frac{p_{\text{э}}^2}{\rho c} = \frac{p_a \gamma_1 R_{\text{э}}^2}{16\pi r^4} 10^{-0{,}2\beta r} A_f^2 = \frac{p_a \gamma_1}{4\pi r_0^2} r_0^2 \frac{R_{\text{э}}^2}{4} \frac{10^{-0{,}2\beta r}}{r^4} A_f^2 =$$

$$= \frac{p_0^2}{\rho c} r_0^2 \frac{R_э^2}{4} \frac{10^{-0,2\beta r}}{r^4} A_f^2,$$

де p_0 – давление прямого сигнала на расстоянии r_0 = 1 м; $p_э$ – давле-
ние эхо-сигнала в точке приема.

Таким образом, для квадрата давления эхо-сигнала получим

$$p_э^2 = \frac{p_0^2 r_0^2}{r^2} 10^{-0,1\beta r} A_f \frac{R_э^2}{4} \frac{10^{-0,1\beta r}}{r^2} A_f = p^2(r) \frac{R_э^2}{4} \frac{p^2(r)}{p_0^2 r_0^2}. \quad (4.113)$$

Из (4.113) для силы цели имеем

$$R^2/4 = p_э^2(r) p_0^2/p^4(r); \quad T = 20\lg p_э(r) + 20\lg p_0 - 40\lg p(r). \quad (4.114)$$

Из выражения видно, что сущность метода замера силы цели сводит-
ся к замеру давления прямого сигнала в точке размещения цели давле-
ния эхо-сигнала в точке приема при условии контроля уровня излучения.

Замер давления сигнала в точках нахождения цели и приемника
исключает влияние среды, что способствует повышению точности опреде-
ления силы цели.

Тракты излучения и приема должны быть проградуированы. Перед
началом измерений разрабатывается методика, предусматривающая
взаимное маневрирование наблюдателя и цели для получения надежных
данных на каждом курсовом угле. Сравнительно за небольшой промежу-
ток времени можно получить достоверные данные по отражательной
способности подводной лодки.

Экспериментальное определение ВХО. Определение ВХО может
быть осуществлено непосредственно в лабораторных условиях и на ос-
нове натурных испытаний. Кроме того, для определеиия ВХО могут
быть использованы данные, полученные в процессе опытной эксплуата-
ции судовых ГАС в контролируемых условиях.

Характерной особенностью лабораторных исследований является
необходимость строгого выполнения тождественности условий исследуе-
мого тракта реальным условиям. Это положение накладывает исключи-
тельно жесткие требования к формирователям сигналов, помех, к инди-
каторам и т. д.

В лабораторных условиях могут быть определены вероятности $p_{п.о}$ и
$p_{л.т}$. Сущность таких исследований может быть проиллюстрирована с
помощью блок-схемы устройства, изображенной на рис. 4.20. В качестве
оконечного элемента устройства может использоваться пороговая схема
или оператор [20, 47, 67]. Человеку-оператору необходимо создать об-
становку, наиболее приближающуюся к реальным условиям: продолжи-
тельность работы, дискретность поступления ннформации, объем априор-
ной ниформации о цели и т. д.

В процессе исследований необходимо произвести ряд измерений.
В первую очередь это касается замера отиошения сигнал/помеха на
входе тракта обработки и его выходе.

Рис. 4.20. Схема устройства для экспериментального определения вероят-
ностных характеристик обнаружения

Оценка вероятности правильного обнаруженни $p^*_{п.о}$ и ложной тре-
воги $P^*_{л.т}$ определяются из очевидных соотношений:

$$p^*_{п.о} = N_{пр}/N_{\Sigma,\,с+ш}; \quad P^*_{л.т} = N_N/N_{\Sigma,\,ш}, \quad (4.115)$$

$N_{пр}$ и $N_{\Sigma,с+ш}$ – количество пранильных обнаружений сигналов и общее
число реализаций смеси сигнал/шум; $N_{л.т}$, $N_{\Sigma,ш}$ – количество ложных
решений и общее число реализаций шума.

Отключив пороговую схему, представляется возможным определе-
ние „частости" ошибок олератора типа ложная тревога $P^*_{л.т}$ в функции вре-
мени наблюдения $P^*_{л.т} = P^*_{л.т}(T_н)$ и отношения сигнал/помеха, $P^*_{л.т} =$
$= P^*_{л.т}$(с/п) и зависимости частости правильного обнаружения от средне-
го интервала спедования посылок $T_п$

Расчет $P^*_{л.т}$ производится на основании

$$P^*_{л.т}\sqrt{-2\ln P^*_{л.т}} = n_{л.т}/\Delta f T_н, \quad (4.116)$$

где $n_{л.т}$ – количество ложных тревог за время $T_н$; Δf – полоса пропу-
скания преселектора.

В ларбораторных условиях возможна проверка помехоустойчивости
антенны:

$$(с/п)^2_{вх\;AA} = (с/п)^2_{вых\;AA}/\gamma_2(\Delta f),$$

где $\gamma_2(\Delta f)$ – коэффициент концентрации антенны в рабочей полосе ГАС,
связывающий отношения сигнал/помеха на входе и выходе антенны.

Значение коэффициента концентрации $\gamma_2(\Delta f)$ рассчитывается с
помощью формулы

$$\gamma_2(\Delta f) = \frac{2H}{\lambda_{ср}} \frac{2\pi}{\int_0^{2\pi} R^2(0,\varphi,\Delta f)\,d\varphi},$$

где H – высота антенны; $R(0, \varphi, \Delta f)$ – функция характеристики направленности в горизонтальной плоскости, полученная экспериментальным путем; α, φ – углы в вертикальной и горизонтальной плоскости соответственно.

Для ГАС, находящихся на снабжении флота, ВХО определяются при проведении ходовых испытаний судов на специально оборудованном полигоне в контролируемых условиях [35]. Определение ВХО осуществляется по реальной или искусственной цели. В качестве последней может использоваться пустотелая сфера или уголковый отражатель, поддерживаемые на глубине порядка 50 м плавающим буем.

В процессе испытаний для различных фиксированных расстояний до цели определялась частота обнаружения, являющаяся оценкой вероятности правильного обнаружения и „сходящаяся к ней по вероятности" по мера увеличения числа галсов:

$$p^*(D) = m/n,$$

где m/n – отношение количества обзоров, при которых обнаруживался объект к общему числу галсов.

Доверительный интервал для $\overline{p}$ и D_p определялись в соответствии с формулами (4.101) и (4.100).

Разновидностью аналогичных испытаний является методика, в процессе которой на протяжении N галсов фиксируется дальность первоначального обнаружения. Таким образом, в результате N галсов образуется статистический ряд: $r_1, r_2, ..., r_n$. Число таких галсов, как правило, невелико из-за сложности и дороговизны испытаний.

В данной ситуации возникает задача в определении дистанции на базе ограниченного числа испытаний и в указании границ интервала r_{a_1}, r_{a_2}, в котором это значение дистанции лежит с доверительной вероятностью β. Здесь a – вероятность обнаружения цели на дистанции не менее заданной.

Подобная задача в предположении нормального закона для дальности действия средства наблюдения подробно рассмотрена в работе [61].

При решении этой задачи выполняют следующие операции:

– определяют оценки математического ожидания $\overline{r}$ и дисперсии дальности σ_r^2 по данным выборки $\{r_i\}$:

$$\overline{r} = \sum_{c=1}^{N} r_i/N, \qquad (4.117)$$

$$\sigma_r^2 = \sum_{i=1}^{N} (r_i - \overline{r})^2/N - 1, \qquad (4.118)$$

– вычисляют по заданной доверительной вероятности β вспомогательную величину η, определяющую равенства (см. рис. 4.21):

$$p(r_{a_1} \geqslant r_a) = \eta; \qquad (4.119)$$

$$p(r_{a_2} \leqslant r_a) = \eta; \qquad (4.120)$$

$$\eta = (1-\beta)/2, \qquad (4.121)$$

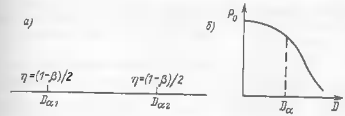


Рис. 4.21. К определению выражений 4 119 и 4.120: *а* – равенство $P(r_{a_1} \geqslant r_a) = \eta$; $P(r_{a_2} < r_a) = \eta$; *б* – выражение $P(r > r_a) = a$

– определяют коэффициенты k_a и k_η по таблице нитегралов $\Phi^*(z) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{z} \exp(-t^2/2)$ [см. (4.70)]:

$$k_\eta = \arc \Phi^*(1-\eta); \quad k_a = \arc \Phi^*(1-a), \qquad (4.122)$$

где a – вероятность, определяемая как Вер $(r \geqslant r_a) = a$;

– определяют коэффициенты k_1 и k_2 из квадратного уравнения

$$\left[\frac{1-k_\eta^2}{2(N-1)}\right]^2 k_i^2 - k_a k_i + \left(k_a^2 - \frac{k_\eta^2}{N}\right) = 0; \qquad (4.123)$$

– определяют границы доверительного интервала r_{a_1} и r_{a_2}:

$$r_{a_1} = \overline{r} + k_1 \sigma_r; \quad r_{a_2} = \overline{r} + k_2 \sigma_r. \qquad (4.124)$$

Полученные вероятностные значения дальностей r_a сравнивают с данными, полученными расчетным путем, учитывая фактическое распределение скорости звука в районе испытаний.

Экспериментальные методы оценки точностей определения угловых координат в реальных условиях. Сущность любых измерений сводится к сравнению полученных экспериментальных данных с эталонными величинами.

В реальных условиях при оценке точности пеленгования сравнение результатов замеров производится с результатами измерений любым пеленгатором, обладающим более высокой (не менее чем на порядок) точностью. К таким пеленгаторам можно отнести оптические (теодолит) и радиолокационные. В крайнем случае, возможно сравнение результатов измерений с теоретической величиной изменения угловой координаты по некоторой цели при маневрировании носителя ГАС постоянными курсом и скоростью.

В качестве цели выбирают объект, устанавливаемый на якоре и излучающий сигналы, либо корабль, маневрирующий по определенной программе. Носитель ГАС маневрирует на дальностях приема сигналов и осуществляет замер совокупности курсовых углов на цель. Набор необходимого объема статистики должен осуществляться равномерно в пределах всего сектора обзора ГАС.

По окончании измерений при больших отношениях сигнал/помеха по возможности переходят к оценке точности определения угловой координаты на предельных дистанциях.

После испытаний производят обработку экспервментальных данных. Если полученные значения ошибок больше требуемых техническим заданием, то необходимо провести тщательную проверку всех блоков и узлов ГАС, участвующих в пеленговании, и повторные экспериментальные проверки.

Примеры к главе 4.

Пример 4.1. Определить уровень шума легкого крейсера в полосе 1 ... 4 кГц на расстоянии $r = 200$ км, если приведенный уровень шума, согласно рис. 4.2, равен $N_ш(1, 1, 1) = 44$ дБ/Па.

Решение. Определяем скорость спада спектра шума при $r = 1$ м. Из рис. 4.2 $\Delta G = 25$ дБ/декада. Согласно (4.9) $n = 2{,}5$. Этому значению n из рис. 4.3 соответствует величина отношения давлений $m = 2{,}8$. Определяем среднегеометрическое значение полосы и коэффициент затухания:

$$f_э = \sqrt{1 \cdot 4} = 2 \text{ кГц}; \qquad \beta = 0{,}036 \cdot 2^{3/2} = 0{,}1 \text{ дБ}.$$

Уровень шума в полосе 1 ... 4 кГц на расстоянии $r = 200$ км согласно (4.16) и (4.18) будет равен

$$N_ш(f_э, \Delta f, r) = N_ш(1, 1, 1) + 10\lg \Delta f + 20\lg m - 20\lg f_э -$$

$$- 20\lg r - \beta r = 44 + 36 + 9 - 6 - 20 = 43 \text{ дБ/Па};$$

$$P_ш(f_э, \Delta f, r) \cong 7{,}1 \cdot 10^{-3} \text{ Па}.$$

Пример 4.2. Пользуясь спектрограммой шума подводной лодки (кривая *12* на рис. 4.2). Определить уровень шума в полосе 3 ... 5 кГц при $r = 1$ м.

Решение. Определяем показатель спада спектра n по фпрмуле (4.9). Поскольку из рис. 4.2 $\Delta G = 14$ дБ/декада, то $n = 1{,}4$. Для расчета уровня шума в полосе частот воспользуемся выражением (4.15), положив предварительно $\beta = 0$ и $r = r_0$; а эквивалентной частоты — (2.116). Из рис. 4.2 приведенный уровень шума равен

$$N_ш(1, 1, 1) = 13 \text{ дБ/Па}. \quad f_э = 3{,}58 \text{ кГц}.$$

Для уровня шума получаем

$$N_ш(f_э, \Delta f, 1) = N_ш(1, 1, 1) + 10\lg \Delta f - n \cdot 10\lg f_э = 13 + 33 - 7{,}7 =$$

$$= 38 \text{ дБ/Па},$$

$$P_ш(f_э, \Delta f, 1) = 80 \text{ Па}.$$

Пример 4.3. Уровень приведенного шума цели $N_ш(1, 1, 1) = 140$ дБ/мкПа. Определить уровень шума в полосе $\Delta f = 250$ Гц на частоте $f_э = 5$ кГц, если спад спектра описывается выражением вида $G(f) = af^{-3}$.

Решение. Используя (4.16) при $\beta = 0, r = r_0 = 1$, имеем

$$N_ш(f_э, \Delta f, 1) = N_ш(1, 1, 1) - n10\lg f_э + 10\lg \Delta f = 140 - 21 + 24 = 143 \text{ мкПа}.$$

$$p_ш(f_э, \Delta f, 1) = 14{,}1 \text{ Па}.$$

Пример 4.4. Уровень шума эскортного корабля при скорости $v = 20$ уз, условном расстоянии $r = 1$ м, частоте $f_э = 5$ кГц равен $N_ш(5, 1, 1) = 140$ дБ/мкПа [67]. Определить уровень шума на частоте $f_э = 1$ кГц, полосе 1 Гц, если спад спектра составляет 5 дБ/октава и расстояние r_1, на котором это давление станет равным давлению шума моря в полосе 1 Гц при волнении моря шесть баллов.

Решение. Определяем величнну $n = \Delta G/3 = 5/3$. Согласио (4.16) приведенный уровень шума будет равен

$$N_ш(1, 1, 1) = 151{,}7 \text{ дБ/мкПа}; \; p_ш(1, 1, 1) = 38{,}5 \text{ Па}$$

Уровень шума моря на частоте $f = 1$ кГц, согласио рис. 2.10, равен $N_{ш.и}(1, 1, 1) = 70$ дБ/мкПа. Расстояние r_1 определится из равенства

$$P(r_1) = \frac{p_ш(1, 1, 1)}{r_1} 10^{-0{,}05\beta r} = p_{ш.м}(1, 1),$$

$$N_ш(1, 1, 1) - 20\lg r_1 - \beta r_1 = 70 \text{ дБ/мкПа}.$$

Коэффициент затухания на частоте $f_э = 1$ кГц равен $\beta = 0{,}036$ дБ/км. Решая последнее равенство, получаем

$$r_1 \approx 12 \text{ км}.$$

Пример 4.5. Показать возможность определения параметров закона распределения давления шума корабля, если имеется зависимость

$$p_ш = kv^m$$

Решение. Воспользуемся известным соотиошением между плотностью распределения функции $y = F(x)$ и аргументом $f(x)$

$$f(y) = f[x = \varphi(y)] \, |\partial\varphi/\partial x|.$$

В нашем случае

$$f(p_ш) = f[\nu = \varphi(p_ш)]\,|\partial\varphi(p_ш)/\partial p_ш|.$$

Задача решается, если известна плотность распределения скорости, что должно быть достаточно обосновано. Для простоты возьмем плотность $f[\nu = \varphi(p_ш)]$ равномерной в диапазоне значений $\nu_1 \ldots \nu_2$:

$$f(\nu) = \begin{cases} 0, & \nu < \bar{\nu} - \Delta\nu, \\ 1/2\Delta\nu, & \nu_1 < \nu < \nu_2, \\ 0, & \nu > \bar{\nu} + \Delta\nu,\ \bar{\nu} = (\nu_1 + \nu_2)/2. \end{cases}$$

Производная обратной функции

$$\frac{\partial\varphi}{\partial p_ш} = \frac{1}{m}\,\frac{1}{\sqrt[m]{k}}\,p_ш^{\frac{1-m}{m}}.$$

Таким образом

$$f(p_ш) = \begin{cases} \dfrac{1}{2\Delta\nu}\,\dfrac{1}{m}\,\dfrac{1}{\sqrt[m]{k}}\,p_ш^{\frac{1-m}{m}}, & \bar{\nu} - \Delta\nu \leqslant \nu \leqslant \nu + \Delta\nu, \\ 0 \text{ при } & \nu \gtrless (\bar{\nu} \pm \Delta\nu). \end{cases}$$

Обработка данных Р. Д. Урика [67] позволяет получить $k = 2{,}4 \cdot 10^{-3}$; $m = 3$. Пусть при этом $\nu = 20$ уз; $2\Delta\nu = 8$ уз. Тогда

$$p_{1,ш} = k(\bar{\nu} - \Delta\nu)^m = 2{,}4 \cdot 10^{-3} \cdot 16^3 = 9{,}83 \text{ Па},$$

$$p_{2,ш} = k(\bar{\nu} + \Delta\nu)^m = 2{,}4 \cdot 10^{-3} \cdot 24^3 = 33{,}17 \text{ Па}.$$

Математическое ожидание и дисперсию шума найдем по известным соотношениям:

$$M[p_ш] = \int_{-\infty}^{\infty} f(p_ш)p_ш(\nu)\,dp_ш = 19{,}95 \text{ Па};$$

$$D[p_ш] = \int_{-\infty}^{\infty} (p_ш - M[p_ш])^2 f(p_ш)\,dp_ш = 45{,}5^2 \text{ Па};$$

$$\sigma_{p_ш}/M[p_ш] = 33{,}8\ \% \text{ Па}.$$

Аналогично могут быть найдены параметры закона распределения $p_ш$ для других законов $f(\nu)$.

Пример 4.6. Определить: 1) силу цели T и эквивалентный радиус подводной лодки $R_э$, удаленной от судна на расстояние 5 км, если давление эхо-сигнала в точке приема составляет $p_э = 0{,}0308$ Па;

2) изменение уровня эхо-сигнала, если сила цели выросла на $T = +14$ дБ, а расстояние до подводной лодки увеличилось до 6,4 км.

Параметры ГАС: $P_a = 10^4$ Вт; $\gamma_1 = 200$; $\beta = 1$ дБ/км.

Решение: интенсивность эхо-сигнала $J_э = p_э^2/\rho c = 6{,}32 \cdot 10^{-10}$ Па. Подставляя исходные данные в (4.23) для силы цели, получим $T = 14$ дБ, $R_э = 10$ м;

2) учитывая, что потери на распространение увеличились на величину $2[20\lg(6{,}4/5) + 1(6{,}4 - 5)] = 7$ дБ, а сила цели возросла на 14 дБ, уровень эхо-сигнала увеличится на величину $10\lg\Delta J_э = 7$ дБ.

Пример 4.7. Величина вероятности правильного обнаружения сигнала равна $p_{п.о} = 0{,}5$. Определить вероятность обнаружения цели P_0, если в ГАС принята логика оценки результатов наблюдений (3.5); $(k = 3, l = 5)$. Вероятности $p_{п.о}$ в течение $l = 5$ циклов считать неизменной.

Решение: Пользуясь выражением (4.29), получаем $P_0 = 0{,}343$.

Пример 4.8. В автоматическом обнаружителе реализовано правило принятия решения (2:3); $(k = 2, l = 3)$. Вероятности правильного обнаружения от цикла к циклу составляют $p_{п.о} = 0{,}2$; 0,3 и 0,4. Определить вероятность обнаружения цели P_0.

Решение: Согласно выражению (4.29) имеем $P_0 = 0{,}116$.

Пример 4.9. Доказать рекуррентное соотношение для накопленной вероятности при правиле принятия решения (2:2); $(k = 2, l = 2)$.

Решение. Проанализируем все благоприятные, отвечающие условию (2.2), и неблагоприятные события за 2, 3, и 4 цикла обзора. Результаты сведем в табл. 9.

Из табл. 9 видно, что сумма вероятностей благоприятных событий в каждом цикле составляет накопленную вероятность. А разность накопленной вероятности в двух смежных циклах обзора отличается между собой на вероятности события, отвечающего правилу (2:2) и появившегося в данном цикле впервые. В табл. 9 они взяты в рамку, т. е. мы получили выражение (4.33).

Пример 4.10. Рассчитать накопленную вероятность обнаружения цели за 3, 4 и 5 циклов обзора судовой ГАС, если в ней реализовано правило обработки результатов наблюдений (2;3). Вероятность правильного обнаружения от цикла к циклу не меняется и равна $P_{п.о} = 0{,}5$.

Решение. Пользуясь (4.33), получаем

$$P_{н,2,3}(3) = 0{,}5; \quad P_{н,2,3}(4) = 0{,}625; \quad P_{н,2,3}(5) = 0{,}718.$$

Пример 4.11. Графически показать зависимость накопленной вероятности обнаружения цели гидролокатором судна, если решение об обнаружении принимается после каждого обзора (1:1). Число обзоров принять 1, 2, 3, 4, 5; вероятность ложной тревоги в элементе разрешения принять равной $P_{л.т} = 10^{-4}$. Условия наблюдения от обзора к обзору считать неизменными.

Таблица 9 Сущность роста накопленной вероятности обнаружения

Номер обзора	Вероятности благоприятных событий	Вероятности неблагоприятных событий	Накопленная вероятность
= 2	p_1p_2	p_1q_2 q_1p_3 q_1q_2	
= 3	$p_1p_2p_3$ $p_1p_3q_3$ $\boxed{q_1p_2p_3}$	$p_1q_2p_3$ $p_1q_2q_3$ $q_1p_2q_3$ $q_1q_2p_3$ $q_1q_2q_3$	$p_1p_2+q_1p_2p_3$
= 4	$p_1p_2p_3p_4$ $p_1p_2p_3q_4$ $p_1p_2q_3p_4$ $p_1p_2q_3q_4$ $q_1p_3p_3p_4$ $q_1p_2p_3q_4$ $\boxed{p_1q_2p_3p_4}$ $\boxed{q_1q_2p_3p_4}$	$p_1q_2p_3q_4$ $p_1q_2q_3p_4$ $p_1q_2q_3q_4$ $q_1p_3q_3p_4$ $q_1p_2q_3q_4$ $q_1q_2p_2q_4$ $q_1q_2q_3p_4$ $q_1q_2q_3q_4$	$p_1p_2+q_1p_3p_3+q_2p_3p_4$

Решение. Для вероятности правильного обнаружения в случае прие-ма одиночного синусоидального импульса, амплитуда которого флюк-туирует по закону Рэлея, воспользуемся выражением (2.27). Коэффици-ент неоптимальности обработки Q примем равным 1. В соответствии с (4.37) для накопленной вероятности будем иметь

$$P_{\text{н},1,1}(n) = 1 - [1 - P_{\text{п.т}}^{[1+\delta^2(r)]^{-1}}]^n. \qquad (4.125)$$

Подставляя в (4.125) величины $P_{\text{п.т}}$ и $\delta^2(r)$, получим зависимость, представленную на рис. 4.22.

Нетрудно видеть, что при наличии на входе гидролокационного приемника отношения сигнал/помеха, равного $\sqrt{5}$, накопленная вероят-ность с $P_{\text{п.о}}P_{\text{н}} = 0{,}2$ при $n = 1$ через пять циклов обзора составит $P_{\text{н}} = 0{,}7$.

Пример 4.12. Разработать блок-схему алгоритма расчета накоплен-ной вероятности обнаружения цели с правилом принятия решения l,l = = 3,3 (три подряд).

Решение. В соответствии с (4.34) $Q(1) = Q(2) = 1$, а $Q(3) = 1 - p_1p_2p_3$. При $n \geqslant 4$ расчеты про-изводят по формулам, получен-ным из (4.33) и (4.35):

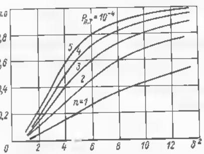


Рис 4.22. Пример зависимости накоплен-ной вероятности обнаружения от отно-шения сигнал/помеха

$$P_{\text{перв}}(n) = Q(n-4)q(n-3) \times$$

$$\times p(n-2)p(n-1)p(n);$$

$$Q(n) = Q(n-1) - Q(n-4) \times$$

$$\times q(n-3)p(n-2)p(n-1)p(n).$$

Вероятность обнаружения за каж-дый обзор $p(i) = p(\text{с/п})$ определя-ется в зависимости от режима работы ГАС по формулам (2.152)

либо (2.27). Текущее отношение сигнал/помеха вычисляется из ура-ний дальности (4.51), (4.54). Фактор аномалии задается либо табли-либо аналитической зависимостью вида $A_f(r)$. Схема алгори-представлена на рис. 4.23. Последовательность расчета показана стрел-ми и начинается с определения p_i, затем $P_{\text{перв}}(i)$ и $Q(i)$.

Для разработки алгоритма при правиле (2:3) можно использо-формулу (4.36). Однако для наглядности последовательность рас-рассмотрим более подробно.

Определение накопленной вероятности оказывается более удобн-использованием вероятности невыполнения решения. Типовые оконча-реализаций, соответствующих невыполнению правила (2:3) при ч-циклов обзора $i \leqslant 3$, классифицируются так: $W_1 = 00$; $u_1 = 10$; $u_2 =$

Заметим, что вероятность события W_1 не удовлетворяет наш-правилу при отбрасывании последнего знака и прибавления перед в-ятностью W_1 как 1, так и 0, а для вероятностей u_1 и u_2 – тольк-Таким образом, можно написать, что при

$$Q(W_1) = q_1q_2; \quad Q_2(u_1) = p_1q_2; \quad Q_2(u_2) = q_1p_2;$$

$$Q(2) = Q_2(W_1) + Q_2(u_1) + Q_2(u_2) = 1 - p_1p_2.$$

Для числа реализаций $i \geqslant 3$ вероятности образования реализа-соответствующих невыполнению критерия (2:3) будут равны

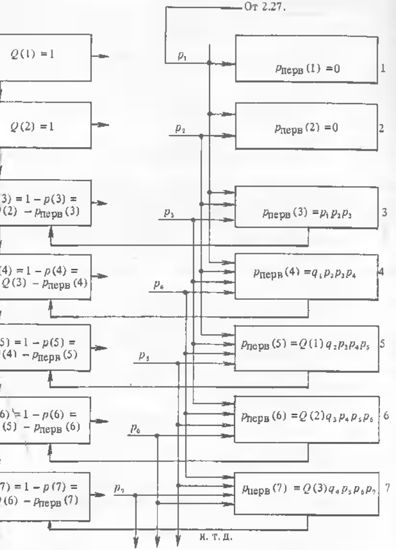
$$Q_i(W_1) = q_i[Q_{i-1}(W_i) - Q_{i-1}(u_1)];$$

$$Q_i(u_1) = q_iQ_{i-1}(u_2);$$

$$Q_i(u_2) = p_iQ_{i-1}(W_1);$$

$$Q(i) = Q_i(W_1) + Q_i(u_1) + Q_i(u_2);$$

$$P_{\text{н}}(i) = 1 - Q(i); \quad P_{\text{перв}}(i) = Q(i-1) - Q(i).$$



4.23. Структурная схема алгоритма расчета накопленной вероятности при правиле принятия решения 3.3

Полученным соотношением соответствует схема (рис. 4.24), показывающая последовательность действий при расчете величин $P_н(i)$ и $P_{перв}(i)$. Число вертикальных столбцов равно числу типовых окончаний. Горизонтальные строчки соответствуют очередному циклу обзора и состоят из операторов, высчитывающих вероятности реализаций с определенными типовыми окончаниями для текущего цикла обзора i при известных вероятностях реализации с такими же типовыми окончаниями при $i - 1$.

Начало расчета начинается с определения $p_c = p_i$ (с/п). Ввод результатов вычислений от операторов одной строки к последующей показан стрелками.

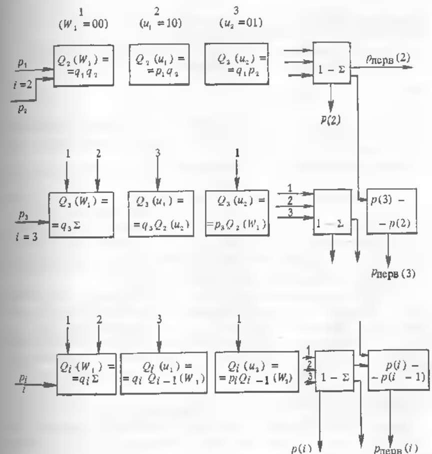


Рис. 4.24. Структурная схема алгоритма расчета накопленной вероятности при правиле принятия решения 2.3

В каждой строке производится суммирование, а после вычитания этой суммы из единицы находится величина $P_н(i)$. Разность $P_н(i) - P_н(i-1)$ дает значение $P_{перв}(i)$ для каждого цикла обзора.

Пример 4.13. Показать возможность аналитического определения плотности распределения вероятности дальности действия ГАС.

Решение. Рассмотрим правило (2:3). Вероятности обнаружения за каждый обзор определяются как

$$p_i(r_i) = p_{п.т}[1+\delta^2(r)]^{-1} = \exp\left[\frac{\ln p_{п.т}}{1+\delta^2(r)}\right]. \tag{4.126}$$

Отношение $\delta^2(r)$ в (4.126) находим из уравнения дальности (4.51). Для случая $\delta^2(r) \geqslant 1$, $p_i(r) \cong \exp[\ln p_{п.т}/\delta^2(r)]$.

Если $f(r)$ – плотность вероятности дальности обнаружения, $F(r)$ – интегральная функция, то вполне очевидно:

$$f(r_i) = P_0[1-F(r)]/A, \quad i = \overline{1,\infty}, \tag{4.127}$$

где P_0 трактуется как вероятность обнаружения впервые в i-м цикле; $1-F(r)$ – вероятность необнаружения в предыдущих циклах; A – нормирующий множитель.

Решая уравнение (4.127) и учитывая, что $f(r) = dF(r)/dr$ получим

$$f(r) = P_0 \exp\left[-\int_r^\infty P_0(r)\,dr\right]/A. \tag{4.128}$$

Распределение $f(r)$ в форме (4.128) эквивалентно экспоненциальному распределению с параметром $\lambda = P_0(i)/A$. Данное распределение характерно тем, что математическое ожидание распределения $\overline{r}$ равно A/P_0, дисперсия $D = A^2/P_0^2$. Следовательно, в распределении (4.128) можно ожидать постоянства коэффициента версии $\sigma_r/\overline{r}$.

Анализ экспериментальных данных по дальностям обнаружения ГАС с различной энергетикой, полученных в условиях положительной рефракции с градиентами 0,2 ... 0,02 $с^{-1}$ при волнении моря два–три балла в диапазоне частот 3 ... 10 кГц показал, что закон распределения дальности $f(r)$ является гауссовым с постоянным коэффициентом вариации $\sigma_r/\overline{r} = 0{,}235 = k$, $(0{,}19 \leqslant k \leqslant 0{,}28)$ и параметрами $\overline{r} = r_{расч}$ при $p_{п.о} = 0{,}9$, $\sigma_r = kr_{расч}$ [63].

Таким образом, построение $f(r)$ сводится к расчету дальности обнаружения ГАС при $p_{п.о} = 0{,}9 r_{расч}$ и вычислению $\sigma_r = kr_{расч}$.

Пример 4.14. Показать связь между плотностью распределения вероятности дальности действия $f(D)$ и интенсивностью обнаружения $\gamma_t(D)$.

Решение. Допустим, имеется закон распределения дальности обнаружения цели $f(D)$, сближающейся с наблюдателем на курсовом параметре 0 и относительной скоростью v_ρ. Вероятность обнаружения цели на дистанции, не менее заданной r^*, определяется соотношением

$$p(r \geqslant r^*) = \int_{r^*}^\infty f(D)\,dD. \tag{4.129}$$

Величине дистанции r^* соответствует накопленная вероятность обнаружения $P_н$. В случае дискретного обзора это – вероятность обнаружения хотя бы раз за n циклов $P_{н,1,1}(n)$ обзора, при непрерывном обзоре это – вероятность обнаружения цели за время $t_н$, $P_н(t_н)$. Количество циклов обзора и время наблюдения определяются как

$$n = (r_1 - r)/\Delta r; \quad t = (r_1 - r)/v_\rho,$$

где $\Delta r = v_\rho T_0$; r_1 – дистанция до цели в первом цикле наблюдения $i = 1$ (в момент наблюдения $t = 0$).

Для накопленной вероятности обнаружения за n циклов обзора (время наблюдения $t_н$) справедливо

$$P_{н,1,1}(n) = 1 - \prod_{i=1}^{n}(1-p_i); \tag{4.130}$$

$$P_н(t_н) = 1 - \exp\left[-\int_0^{t_н}\gamma_t(t)\,dt\right]. \tag{4.131}$$

Приравняем (4.130) и (4.131)

$$1 - \prod_{i=1}^{n}(1-p_i) = \int_{r^*}^\infty f(D)\,dD. \tag{4.132}$$

Обозначим значение интеграла в (4.132) при i-м цикле, соответствующего i-му значению дальности r_i, через y_i:

$$y_i = \int_{r_i}^\infty f(D)\,dD. \tag{4.133}$$

Тогда в соответствии с (4.37) при $i = 1$ и $i = 2$ имеем

$$1-(1-p_1) = p_1 = y_1; \quad 1-(1-p_1)(1-p_2) = y_2; \quad p_2 = \frac{y_2 - y_1}{1-y_1}.$$

В самом общем случае

$$p_i = \frac{y_i - y_{i-1}}{1 - y_{i-1}}, \tag{4.134}$$

где числитель представляет вероятность первичного обнаружения в диапазоне дистанций r_i, r_{i+1}:

$$p_i = \frac{f(r_i)\,\Delta r}{1 - \int_{r_i}^\infty f(D)\,dD}, \tag{4.135}$$

где $\Delta r = -v_\rho T_0$.

Рассуждая аналогично (4.135) для случая непрерывного обзора, получим

$$\gamma_t(D)dD = \frac{f(r)dr}{1 + \int_{\infty}^{r} f(D)dD}, \qquad (4.136)$$

где $r = v_\rho t$; $dr = -v_\rho dt$.

С учетом этого (4.136) перепишем в виде

$$f(\varphi)v_\rho dt = \gamma_t(t)dt = \frac{f(v_\rho t)v_\rho dt}{1 + \int_{\infty}^{r} f(D)dD}.$$

Тогда

$$\gamma_t(t) = \frac{f(v_\rho t)v_\rho}{1 + \int_{\infty}^{r} f(D)dD}$$

Следует подчеркнуть, что поскольку мы рассматриваем выражение для накопленной вероятности вида (4.37), функция $f(D)$ должна определяться для правила принятия решения $k, l = 1,1$.

Пример 4.15. Рассчитать вероятностные характеристики обнаружения цели с эквивалентным радиусом $R_э = 14{,}2$ м и автоматизированным приемным трактом импульсного судового гидролокатора. Параметры гидролокатора принять ранными: акустическая мощность $P_a = 10^4$ Вт; рабочая частота $f = 10$ кГц; в режиме излучения и приема $\gamma_1 = \gamma_2 = 100$; полоса пропускания приемного тракта $\Delta f = 100$ Гц; вероятность ложной тревоги в элементе разрешения $p_{л.т} = 10^{-4}$; приведенное давление помех $P_п(1,1) = 0{,}1$ Па. Среду считать однородной.

Решение. Воспользуемся выражением (2.27), справедливым для случая обнаружения импульсного сигнала на фоне шумовой помехи. Расчет произведем следующим образом. Задашимся значениями вероятностей $p_{п.о}$, из выражения (2.27) определим величину $Q(c/п)^2_{вх}$, с помощью которой из уравнения дальности для режима эхопеленгования (4.51) определим дистанции, соответствующие этим вероятностям.

Например, при $p_{п.о} = 0{,}8$, $Q(c/п)^2_{вх} = 39$; $p_{п.о} = 0{,}5$. $Q(c/п)^2_{вх} = 12{,}3$; $p_{п.о} = 0{,}1$, $Q(c/п)^2_{вх} = 3$.

Пользуясь выражениями (4.53) и (2.118) определяем давление, развиваемое ГАС на оси ДН, и давление помех в рабочей полосе станции $P_0 = 3{,}45 \cdot 10^5$ Па; $p_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = 10^{-2}$ Па.

Примем коэффициент помехоустойчивости $Q = 1$. Подставляя значения $(c/п)^2(r)$ в уравнение (4.53), определяем потенциал обнаружения $p_{п.о}$, из рис. 4.6 – дистанции обнаружения r:

$P_{п.о} = 0{,}8$; $r \approx 4$ км;

$P_{п.о} = 0{,}5$; $r \approx 5$ км;

$P_{п.о} = 0{,}1$; $r \approx 6{,}5$ км.

Пример 4.16. Рассчитать вероятностные характеристики обнаружения шумопеленгатора, установленного на подводной лодке. Приведенный уровень шума цели согласно рис. 4.2, равен $N_ш(1,1,1) = 10$ дБ/Па. Параметры шумопеленгатора: $f = 4{,}0$ кГц, коэффициент помехоустойчивости $\sqrt{\Delta f T} = \sqrt{10^3}$; вероятность ложной травоги в элементе разрешения $P_{л.т} = 10^{-4}$; $\gamma_2 = 10^2$; $N_п(1, 1) = -50$ дБ/Па. Среду считать однородной.

Решение. Обратимся к выражению (2.152), справедливому для случая обнаружения шумоподобных сигналов. Подставляя значения $p_{л.т}$, $\sqrt{\Delta f T}$ и задаваясь $P_{п.о} = 0{,}8$; 0,5 и 0,1, получаем соответствующие отношения $(c/п)^2(r)$ на входе тракта шумопеленговаяия. Аналогично примеру (4.15) из рис. 4.6 находим

$P_{п.о} = 0{,}8$; $r \approx 16$ км;

$P_{п.о} = 0{,}5$; $r \approx 17{,}5$ км;

$P_{п.о} = 0{,}1$, $r \approx 19$ км.

Пример 4.17. Показать влияние различных факторов на предельную дальность обнаружения целей гидролокатором подводной лодки в условиях однородной среды.

Решение. Для расчета возьмем следующие исходные данные [26]: $P_a = 10^4$ Вт; рабочая частота $f = 4{,}0$ кГц, КК в режимах излучения и приема $\gamma_1 = \gamma_2 = 100$; полоса пропускания $\Delta f = 100$ Гц; эквивалентный радиус цели $R_э = 14{,}2$ м; $\delta^2 = 10$. Приведенное давление помехи $P_п(1,1) = 10$ Па (см. рис. 2.11). Спад спектра помехи равен 6 дБ/октава

Пользуясь выражениями (4.52) и (2.118), находим давление, развиваемое гидролокатором $P_0 = 3{,}45 \cdot 10^5$ и давление помехи в рабочей полосе станции.

Подставляя необходимые данные в уравнение дальности, получаем

$$1/2\ ПО = 1/2\,[N_{к.р} + N_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) - T - N_с] = 1/2[\,10 - 52 -$$

$$- 17 - 111] = -85 \text{ дБ}.$$

Энергетическая дальность обнаружения согласно рис. 4.6, равна $r \approx 12$ км. Пусть мощность гидролокатора упала в четыре раза. Уровень излучения уменьшается на 6 дБ и энергетическая дальность снижается до 9,5 км.

Таким образом, изменение мощности ГАС сравнительно слабо влияет на дальность обнаружения.

Допустим, что с увеличением скорости носителя уровень помехи вырос на 10 и 20 дБ. Величина потенциала обнаружения изменилась на 5 и 10 дБ, что привело к уменьшению дальности до 6,5 и 3,5 км соответственно.

Выполненный анализ говорит о значительном влиянии уровня помех на характеристики обнаружения и необходимости проведения мероприятий по борьбе или же поддержанию их на неизменном уровне.

Пример 4.18. Определить предельную дальность обнаружения подводной лодки в однородной среде вертолетной ГАС. Параметры ГАС принять равными $P_а = 1{,}5$ кВт; $\gamma_1 = \gamma_2 = 10$; $\Delta f = 100$ Гц; $f = 20$ кГц; $R_э = 14{,}2$ м; $\delta^2 = 10$.

Решение. Давление помехи примем равным давлению шумов моря, спад спектра 6 дБ/октава.

Согласно рис. 2.11 $N_п(1, 1) = -50$ дБ/Па. Уровень помехи в рабочей полосе ГАС, согласно (2.118), будет равен

$$N_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = -66 \text{ дБ}.$$

Уровень давления, развиваемого ГАС, в соответствии с (4.52) $N_c = 92{,}5$ Па. Подставляя полученные данные в (4.53), получаем 1/2 ПО $= -82{,}7$ дБ, и дальность обнаружения, согласно рис. 4.6, $r \approx 3{,}4$ км.

Пример 4.19. Определить энергетический потенциал ГАС $(P_а, \gamma_1)$, необходимый для обнаружении гидротехнического сооружения на частоте $f = 10$ кГц на расстоянии не менее $r = 5$ км. Эффективная площадь препятствия равна $S_э = 314$ м^2. Остальные параметры принять равными $\delta^2 = 10$; $\Delta f = 316$ Гц; $\gamma_2 = 100$; $P_п(1, 1) = 3 \cdot 10^{-3}$ Па; спад спектра помехи – 6 дБ/октава. Среду считать однородной.

Решение. Обратимся к уравнению дальности в режиме эхопеленгования в терминах интенсивности (4.49).

Рассчитываем интенсивность помех в рабочей полосе ГАС. В соответствии с выражением (2.119) $I_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = 1{,}9 \cdot 10^{-13}$ Вт/м^2. Логарифмируя (4.49) и решая относительно $10 \lg (P_а \gamma_1)$, получаем ~40 дБ или $P_а \gamma_1 = 10^4$ Вт.

Пример 4.20. Определить предельную дальность обнаружения рыбного косяка средней плотности гидролокатором „Палтус-М". Исходные данные для расчета принять $P_0 \approx 8 \cdot 10^4$ Па; $f_0 = 20$ кГц; $\delta^2 = 10$; $P_п(f_э, \Delta f, \gamma_2) = 4{,}43 \cdot 10^{-3}$ Па [38].

Решение. Подставляя исходные данные в уравнение дальности (4.53) получаем потенциал обнаружения 1/2 ПО $= -67{,}5$ дБ, чему соответствует, согласно рис. 4.6, предельная дистанция обнаружения $r \approx 1{,}6$ км.

Пример 4.21. Шумопеленгатор установлен на подводной лодке. Акустическое поле помех при скорости v_0 соответствует кривой *2* на рис. 2.11. Определить зависимость предельной дальности шумопеленгования крейсера на скорости $v = 24$ уз от скорости хода подводной лодки, если давление помехи изменяется в соответствии с выражением $P_п = k (v/v_0)^3$. Для расчета принять $f_0 = 4{,}0$ кГц; $\gamma_2 = 100$; $\delta = 1{,}0$ [26].

Решение. Подставляя исходные данные в (4.56), получаем ПО $= -110$ дБ, чему соответствует предельная дальность обнаружения крейсера при скорости v_0 подводной лодки $r \approx 56$ км.

С увеличением скорости подводной лодки растет уровень помех, что снижает предельную дальность обнаружения. Ниже приведены значения прироста уровня помехи и соответствующее снижение дальности обнаружения:

v/v_0	1,0	1,26	1,58	2,0
Δp, дБ	0	6	12	18
$r_{пред}$, км	56	42	30	20

Пример 4.22. Произвести оценку дальности обнаружения акустической пассивной системой самонаведения торпеды крейсера на скорости $v = 24$ уз. Исходными данными считать: $f_0 = 25$ кГц; $\gamma_2 = 40$; $\delta^2 = 10$; $p_ш(25, 11) = 3{,}16$ Па.

Решение. Подставляя исходные данные в уравнение дальности (4.56), получаем ПО $= -70$ дБ; дальность обнаружения согласно (4.6) $r = 1{,}3$ км.

Пример 4.23. Гидроакустический маяк-ответчик, устанавливаемый на глубинах 6000 ... 7000 м, в ответ на запрос лодочного гидролокаторе излучает ответный импульс длительностью $\tau = 1{,}5$ ... 3 мс на одной из пяти частот в диапазоне от 3 до 12 кГц. Мощность маяка-ответчика порядка 2 кВт. Определить дальность обнаружения сигнала маяка шумопеленгатором подводной лодки на частоте $f = 10$ кГц в условиях однородной среды.

Решение. Для расчета примем следующие исходные данные: $\delta^2 = 10$, $\gamma_2 = 100$; $p_п(1:1) = 3{,}16 \cdot 10^{-3}$ Па. Полосу пропускания Δf с учетом длительности принимаемого импульса возьмем $\Delta f = 1000$ Гц. Маяк относительно носителя гидролокатора расположен по направлению, соответствующему значению 0,7 ДН, $R_2 = 0{,}7$. Спад спектра помехи полагаем равным 6 дБ/октава. Излучатель маяка будем считать ненаправленным $\gamma_1 = 1$; $R_1 = 1$.

Подставлия исходные данные в уравнение (4.58), получаем ПО $= -131$ дБ, и дистанция обнаружения $r \approx 35$ км.

Пример 4.24. Определить мощность гидролокаторе, необходимую для обнаружения косяка рыбы средней плотности ($R_э = 2$ м) на дистанции 2 км на фоне шумовой помехи, $a_э = a_f = 0$. Параметры гидролокатора принять равными $\delta^2 = 12{,}6$; $\Delta f = 316$ Гц, антенна – плоская с площадью $S_1 = S_2 = 10^{-1}$ м^2. Приведенное давление помехи для сейнера на скорости 9 уз считать равным $p_п(1:1) = 0{,}122$ Па. Спад спектра помехи

$\Delta G = 6$ дБ/октава. Среду считать однородной. На сколько изменится мощность, если обнаружение косяка на этой дистанции осуществлять на частоте $f = 0{,}5 f_{opt}$.

Решение. Пользуясь (4.62) и (4.63), имеем $f_{opt} = 24{,}6$ кГц; $P_{a\,min} = 7{,}7$ кВт; $f = 0{,}5$; $f_{opt} = 12{,}3$ км; $P_a \approx 37$ кВт.

Пример 4.25. Современные гидролокаторы реализуют дальности обнаружения подводных лодок порядка $r \approx 50$ км [48]. Оценить мощность гидролокатора, необходимую для обнаружения подводной лодки с эквивалентным радиусом $R_э = 20$ м на расстоянии 50 км. Среду считать однородной.

Решение. Примем следующие параметры гидролокатора: антенна плоская с размерами $S_1 = S_2 = 4{,}5$ м^2 [48]; $\delta^2 = 10$; $\Delta f = 100$ Гц $p_п(1, 1) = 0{,}01$ Па.

На основании выражений (4.62), (4.63) имеем $f_{opt} = 2{,}9$ кГц; $\gamma(f_{opt}) = 10^{-19}$; $P_{a\,min} = 8160$ кВт.

Если предположить, что в реальных условиях фактор аномалии на этом расстоянии равен $10 \lg A_f = 10$ дБ, то необходимая мощность упадет до 81,6 кВт.

Пример 4.26. Определить минимальную шумность цели, обнаруживаемой шумопеленгатором на расстоянии $r = 2$ км, если его параметры равны: коэффициент распознавания $\delta = 1$; площадь антенны $S_1 = 6{,}25 \times 10^{-2}$ м^2 (антенна плоская); $a_f = 0$; $a_2 = 2$; $b = 3{,}6 \cdot 10^{-2}$; $n_\beta = 1{,}5$.

Решение. Согласно (4.65) $f_{opt} = 18{,}4$ кГц; из (4.67) следует $p_ш(1, 1, 1)/p_п(1, 1) = 3{,}5 \cdot 10^2$. Если $p_п(1, 1) = 3 \cdot 10^{-3}$ Па, то $p_ш(1, 1, 1) = 1$ Па.

Пример 4.27. Определить предельную дальность обнаружения подводной лодки по дискретной составляющей на частоте 500 Гц в условиях однородной среды с уровнем излучения 32 дБ/Па.

Прием осуществляется надводным кораблем на буксируемую антенну с акустическим модулем длиной 189 м [29, 69]. Уровень помех на данной частоте в полосе 1 Гц равен -60 дБ/Па. Регистрация сигнала осуществляется: а) оператором на слух; б) автоматизированным трактом Параметры тракта: $\Delta f T = 10$; $P_{п.о} = 0{,}8$; $P_{л.т} = 10^{-4}$.

Решение. 1) коэффициент концентрации линейной антенны равен $\gamma = 2L/\lambda = 2 \cdot 189 \cdot 500/1500 = 126$ (см. 1.33). Уровень помех с учетом направленности $N_п(f_c, \gamma_2) = -60 - 10\lg 126 = -81$ дБ. Порог обнаружения оператором тональных сигналов в широкополосном шуме примем равным 16 дБ [69; (рис. 12.14; 12.16)]. Потенциал обнаружения составит $ПО = 16 - 81 - 32 = -97$ дБ. Из выражения (4.56) для потерь на распространение $ПР = -20\lg r - \beta r = -97$ дБ; дистанция обнаружения равна $r = 71$ км.

2) согласно (рис. 2.29)* значениям $P_{п.о} = 0{,}8$; $P_{л.т} = 10^{-4}$; $\Delta f T = 10$ соответствует величина $\delta^2 = 2$; $10\lg\delta^2 = 3$ дБ.

Примем полосу анализа равной $\Delta f = 1$ Гц. Уровень помехи остается прежним. Потенциал обнаружения $ПО = N_{к.р} + N_п(f_c, \gamma_2) - N_c = 3 - 81 - 32 = -110$ дБ. Из потерь на распространении $r \approx 225$ км. Оператор, несмотря на допускаемую бо́льшую вероятность ложных тревог ($P_{л.т} \approx 0{,}1 \ldots 0{,}2$), проигрывает автомату за счет меньшего времени осреднения ($T = 0{,}2 - 1$ с, [72]).

Пример 4.28. Дистанция до цели равна 10 км. Определить минимальную шумность цели, еще обнаруживаемой на этом расстоянии с заданной вероятностью, если шумопеленгатор работает на частотах $f = 0{,}5 f_{opt}$ и $f = 1{,}5 f_{opt}$.

Решение. Пусть $\delta = 1$; площадь антенны $S_2 = 1$ м^2; $a_f = 0$; $a_2 = 2$; $b = 3{,}6 \cdot 10^{-2}$; $n_\beta = 1{,}5$. Согласно выражению (4.65) $f_{opt} = 6{,}3$ кГц. Из выражения (4.67) $P_ш(1, 1, 1)/P_п(1, 1) = 1{,}27 \cdot 10^3$. Если $P_п(1, 1) = 3 \cdot 10^{-3}$ Па, то $P_ш(1, 1, 1) = 3{,}8$ Па. При $f = 3{,}15$ кГц, $P_ш(1, 1, 1) \approx 5$ Па; при $f = 9{,}45$ кГц $P_ш(1, 1, 1) = 4{,}5$ Па.

Пример 4.29. Определить дальность шумопеленгования надводного корабля в условиях приэкваторной Атлантики, если потенциал станции на частоте $f_э = 1$ кГц составляет $ПО = -95$ дБ. Оценить возможность обнаружения целей в первой зоне акустической тени за счет донных отражений. Глубина океана равна 5000 м.

Решение. В соответствии с кривой *2* рис. 4.9 цель обнаруживается в диапазоне дистанций 64 ... 78 и 128 ... 150 км.

Цели, находящиеся в диапазоне расстояний от шумопеленгатора 20 ... 50 км, просматриваются при углах наклона характеристики направленности антенны $\sim 27 \ldots 11°$. Для углов скольжения $\alpha > 12 \ldots 15°$ рефракцией лучей можно пренебречь. Тогда $A_f = V^2(\alpha)$, где $V(\alpha)$ – коэффициент отражения звука дном. Потеря на распространение на частоте $f_э = 1$ кГц с учетом наклона характеристики направленности на этих дистанциях составят

$$ПР = -87{,}8 + 20\lg V(\alpha) \quad и \quad Пр = -96{,}8 + 20\lg V(\alpha).$$

Если значения коэффициента отражения для данных углов скольжения составляют $V(\alpha) = 0{,}5 \ldots 0{,}4$, то диапазон значений потерь на распространение составит $ПР = -100 \ldots 106$ дБ.

Таким образом, для обнаружения целей за счет донных отражений потенциал станции необходимо поднять на величину 5 ... 11 дБ.

Пример 4.30. Рассчитать предельные дальности двухсторонней гидроакустической связи в режиме телефонии в направлении подводная лодка – надводный корабль. Параметры станций идентичны: $f_0 = 8$ кГц [70] $\Delta f = 1420$ Гц [42, 70]; $p_a = 100$ вТ; $\gamma_1 = \gamma_2 = 10$. Уровни помех работе ГАС: $p_п(1:1) = 3{,}16 \cdot 10^{-3}$ Па (на подводной лодке) и $3{,}16 \cdot 10^{-2}$ Па (на надводном корабле) (см. рис. 2.10).

---

* Допускаем представление дискретной составляющей за счет влияния среды в виде случайного процесса с законом распределения Гаусса.

Решение. Уровень излучения, согласно выражению (4.52), равен $N_c = 81$ дБ. Уровни помех в рабочей полосе станции составляют $N_п (\Delta f, ...) = -47{,}5$ дБ и $-27{,}5$ дБ соответственно. Коэффициент распознавания по (4.59) $N_{к.р} = 12{,}5$ дБ. Результаты расчетов потенциалов обнаружения ПО, согласно выражению (4.58), и дальностей обнаружения из номограмм рис. 4.6 дают:

$$ПО_1 = -116{,}5 \text{ дБ}; \quad r_{н.к - п.л} \approx 23 \text{ км},$$

$$ПО_2 = -96 \text{ дБ}; \quad r_{п.л - н.к} \approx 15 \text{ км}.$$

Вводя поправку на направленность приемоизлучающих антенн в горизонтальной плоскости $20\lg R_1 (\varphi_{0,7}) = -3$ дБ и $20\lg R_2 (\varphi_{0,7}) = -3$ дБ, окончательно получаем 21 и 11 км.

Таким образом, в интересах двусторонней связи расстояние между корреспондентами не должно превышать 11 км.

Пример 4.31. Определить необходимое число галсов при испытаниях ГАС, обеспечивающих определение математического ожидания $\overline{D}$ дальности обнаружения с точностью $\epsilon_D = 1$ км, если:

а) известна выборочная дисперсия нормальной выборки $s^2 = 6{,}25$ км^2 и ее объем $n = 11$;

б) известна дисперсия $s^2 = 6{,}25$ при неизвестном объеме выборки. Закон распределения выборки симметричный одновершинный;

в) известна дисперсия $s^2 = 6{,}25$ км^2. Закон неизвестен.

Решение:

а) выбираем уровень значимости $\alpha = 0{,}05$; $\alpha/2 = 0{,}025$; $k = n - 1 = 10$. Согласно таблицам [27] $t_{10;\,0{,}025} = 2{,}23$. По (4.97) получаем $n = 2{,}23^2 \times \times 6{,}25/1^2 = 31{,}1$. Берем $n = 31$.

б) в соответствии с [37] $t_{k;\,0{,}025} = (2/3)0{,}05^{-0{,}5} \approx 3{,}0$; $n = 3^2 \times \times 6{,}25/1^2 = 56{,}3$. Берем $n = 56$.

в) $t_{k;\,0{,}025} = 1/\sqrt{0{,}05} = 4{,}47$, $n = 4{,}47^2 \cdot 6{,}25/1^2 = 125$.

Пример 4.32. Испытания проведены. Получены выборочные значения $\tilde{D} = 10$ км и $s_1^2 = 10$ км^2. Определить доверительный интервал при доверительной вероятности $\beta = 0{,}95$ для математического ожидания дальности. Число галсов было $n = 31$.

Решение. Доверительный интервал по (4.102) равен

$$\epsilon_{1,D} = 3{,}16 \cdot 2{,}23/\sqrt{31} = 1{,}27,$$

Следовательно, $8{,}73 < \tilde{D} < 11.27$. Определяем $\chi^2_{30;\,\alpha/2} = 46{,}98$; $\chi^2_{30;\,1-\alpha/2} = 16{,}79$. Согласно (4.103) имеем

$$6{,}39 < \sigma_D^2 < 18{,}00.$$

Пример 4.33. При испытаниях судовой ГАС по неподвижной цели в серии из 100 посылок оператор зарегистрировал 50 отметок от цели.

Определить 90 %-й интервал, в котором заключена вероятность обнаружения цели по одной посылке.

Решение. Проверяем применимость нормального закона; $np = 50$, $n(1-p) = 50$. Обе величины больше четырех, следовательно, нормальный закон применим. По заданной доверительной вероятности $\beta = 0{,}9$, параметр $t_\beta = 1{,}64$. Пользуясь выражением (4.100) и (4.101), получаем доверительный интервал для вероятности обнаружения:

$$0{,}418 < \rho < 0{,}582.$$

Пример 4.34. Цель обнаруживалась 20 раз на дальностях 9,5; 9,8; 9,4; 8,4; 9,4; 10,2; 11,4; 9,2; 11,7; 10,9; 10,2; 8,7; 10,5; 9,2; 10,1; 9,9; 9,3; 10,5; 10,9; 10,8. Расстояния приведены в километрах. Определить дальность действия ГАС при 75 % вероятности обнаружения ($\alpha = 0{,}75$) и указать границы доверительного интервала с доверительной вероятностью $\beta = 0{,}95$.

Решение. Пользуясь выражениями (4.117) и (4.118), определяем параметры распределения $\tilde{D} = 10$ км; $S = 0{,}88$ км. Вспомогательная величина η согласно (4.121) равна $\eta = 0{,}025$. Из таблиц интеграла $\Phi^*(z)$ находим $K_\alpha = -0{,}6745$; $K_\eta = 1{,}96$. Решая уравнения (4.123), получаем границы доверительного интервала $D_{\alpha_1} = 10 - 1{,}27 \cdot 0{,}88 = 8{,}88$ км, $D_{\alpha_2} = 10 - 0{,}23 \cdot 0{,}88 = 9{,}80$ км.

Таким образом, дальность действия ГАС при 75 % вероятности обнаружения цели лежит в пределах от 8,88 до 9,80 км и это утверждение справедливо с вероятностью 95 %.

Пример 4.35. В современных судовых ГАС реализован импульсный метод определения дистанции до цели с ЭЛТ и линейной разверткой в качестве регистратора момента прихода эхо-сигнала. Каким временам запаздывания эхо-сигнала соответствуют расстояния до цели в море 10, 15, 30 и 69 км?

Скорость звука принять равной 1500 м/с. Какую дальность цели снимет с индикатора оператор, если период следования импульсов равен $T_п = 7{,}3$ с, а цель удалена от ГАС на 10 км?

Решение. Поскольку $t = 2r/c$, то $t_1 = 13{,}3$ с; $t_2 = 20$ с; $t_3 = 40$ с; $t_4 = 80$ с.

Если цель удалена от гидролокатора на $r = 10$ км, а период следования импульсов стал $T = 7{,}3$ с, то каждый отраженный сигнал, принятый гидролокатором, будет попадать на вторую развертку. Поскольку измеряемое время запаздывания равно $t_{изм} = t_1 - T_п = 6$ с, оператор снимет расстояние до цели, равное $r = 4{,}5$ км.

Пример 4.36. На какой интервал по дальности сместится отметка от цели на ЭЛТ с линейной разверткой, если цель находится на $r = 10$ км, а длина развертки вследствие нестабильности работы изменилась со 100 до 95 мм? В каких пределах лежат изменения измеряемой дальности, если случайные изменения длительности развертки составляют $\pm 1{,}33$ с?

Решение. 1. Составим пропорцию $13{,}3/100 = x/95$. Отсюда $\Delta r \approx \approx 0{,}6$ км. 2. Аналогично (пр. 4.34) $\Delta r \approx 1$ км.

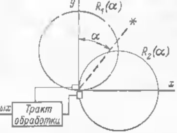


Рис. 4.25. К примеру 4.38

Пример 4.37. Период следования импульсов судовой ГАС в несколь ко раз меньше максимального времени запаздывания t_r. Чему равно время запаздывания сигналов, измеряемое с помощью ЭЛТ?

Решение. При любом целом числе, удовлетворяющем неравенству $nT_n < t_r$, измеряемое время запаздывания будет равно

$$t_{r,\,\text{изм}} = t_r - nT_n.$$

Пример 4.38. В океанографических исследованиях широкое приме-
ение нашли гидролокаторы с частотным методом определения дистан-
ии до цели. Оценить характер влияния эффекта Доплера на значение
азностной частоты при симметричном изменении частоты излучения. Ка-
им образом при неизвестном доплеровском сдвиге частоты отраженных
игналов обеспечить точное измерение дальности?

Решение. Обратимся к рис. 4.13 В каждый момент частота отражен-
ого сигнала будет увеличена на величину F_r. Разностная частота $f_p = |f_n - f_\text{п}|$ в течение одного периода модуляции будет увеличена на F_r,
в течение другого – уменьшена на эту величину. Следовательно, дистан-
ия до цели определяется с ошибкой. Для устранения этой ошибки не-
бходимо осуществить раздельное измерение разностной частоты за каж-
ую половину периода частотной модуляции ГАС: за одну половину пе-
иода $f_1 = f_p - F_r$ и за вторую $f_2 = f_p + F_r$. Полусумма частот f_1 и f_2 по-
волит однозначно определить дальность до цели

$$r = \frac{c\,(f_1 + f_2)}{8\,\Delta f}$$

Пример 4.39. Для пеленгования целей в судовой ГАС используют
ве антенны с круговыми диаграммами направленности (рис. 4.25).
ыходное напряжение приемного устройства пропорционально отноше-
ию амплитуд принимаемых сигналов. Найти пеленгационную характе-
истику и чувствительность пеленгатора в пределах угла yOx.

Определить размеры рабочей области пеленгатора при допустимом
зменении пеленгационной чувствительности в 10 раз и максимальном
начении угла $\alpha = 70°$.

Решение. Найдем пеленгационную характеристику. Согласно усло-
ию она равна

$$u_\text{вых}(\alpha) = kR_1(\alpha)/R_2(\alpha) = kR_1 \cos\alpha / k_2 \sin\alpha = a \operatorname{ctg}\alpha,$$

де a – коэффициент пропорциональности.

Для пеленгационной чувствительности, согласно (4.78), имеем

$$S_\text{пел} = d(a \operatorname{ctg}\alpha)/d\alpha = -a\,(1 + \operatorname{ctg}^2\alpha).$$

Поскольку чувствительность изменяется в 10 раз, то

$$S_{\text{пел},\,\max} = d(a \operatorname{ctg}\alpha)/d\alpha = -a\,(1 + \operatorname{ctg}^2\alpha).$$

Отсюда $\alpha_{\min} = 17°$. Рабочая зона лежит в пределах от 17 до 70°.

Пример 4.40. Оценить возможность пеленгования устройством (см. рис. 4.15), если осуществлять искусственный сдвиг фаз не равный $\pi/2$.

Решение. Рассмотрим напряжения в каналах схемы:

$$u_\Sigma = y = b_1 \sin\omega t; \quad u_\Delta = x = a_1 \cos\omega t. \tag{4.137}$$

Здесь $b_1 = 2k\cos(\varphi/2)$; $a_1 = 2k\sin(\varphi/2)$ - коэффициенты пропорцио-
нальности.

Введем в один из каналов фазу ϑ:

$$y = b_1 \sin\omega t, \qquad x = a_1 \cos(\omega t - \vartheta). \tag{4.138}$$

Исключая из выражения (4.138) время t, получим

$$x^2/a_1^2 + y^2/b_1^2 - 2xy\sin\vartheta/a_1 b_1 = \cos^2\vartheta, \tag{4.139}$$

представляющее собой уравнение эллипса. Большая ось эллипса откло-
нена от оси y на угол β, который равен

$$\operatorname{tg} 2\beta = 2a_1 b_1 \sin\vartheta/(b_1^2 - a_1^2). \tag{4.140}$$

Раскрывая величины a_1 и b_1, имеем

$$\operatorname{tg} 2\beta = \operatorname{tg}\varphi \sin\vartheta. \tag{4.141}$$

Полуоси рассматриваемого импульса равны

$$a_1 = \sqrt{(1 - \sqrt{1 - \sin^2\varphi\cos^2\vartheta})/2}\; l/2; \quad b_1 = \sqrt{(1 - \sqrt{1 - \sin^2\varphi\cos^2\vartheta})/2}\; l/2,$$

где $l/2 = 2k$. При $\alpha = 0$; $\varphi = 0$; $\beta = 0$ эллипс превращается в вертикальную длиной l прямую линию; $a = 0$, $b = 2k = l/2$.

При использовании ненаправленных приемников с увеличением угла
и, следовательно, сдвига фазы φ эллипс, поворачиваясь, изменяет свою
форму При $\beta = 0$ эллипс превращается в горизонтальную прямую. При
использовании направленных приемников с увеличением угла α наряду
изменением фигуры эллипса, происходит уменьшение его геометри-
ческих размеров. Таким образом, пеленгование при $\vartheta \neq \pi/2$ возможно.

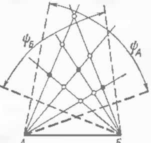


Рис. 4.26. К примеру 4.41
● – истинные цели, ○ – мнимые цели

Пример 4.41. Два береговых шумопеленгатора используются для определения местоположения шумящих целей. Какое количество целей укажут данные шумопеленгаторы, если одновременно в осматриваемом пространстве имеется n целей? Каким образом устранить неоднозначность местоположения цели (рис. 4.26)?

Решение. Если лучи обеих ГАС быстро и независимо перемещаются в пределах своих секторов, то произвольное сочетание пеленгов двух станций покажет n^2 целей, т. е. возникнет $n(n-1)$ ложных отметок. Неоднозначность можно устранить за счет сканирования лучей с разными скоростями. Например, луч первой ГАС переместить на свою ширину за время обзора лучом второй ГАС всего сектора.

Пример 4.42. Оценить расчетную точность пеленгования по фазовому методу, если дополнительный сдвиг по фазе сделать не равным $\pi/2$, $\vartheta < \pi/2$.

Решение. Из (4.141) для малых $\Delta\varphi$ малое изменение наклона эллипса $\Delta\beta$ ревно

$$\Delta\beta = (\Delta\varphi \sin\vartheta)/2.$$

Поскольку $\Delta\varphi = 2\pi d\,\Delta\alpha/\lambda$, для расчетной точности $\Delta\alpha$ в градусах получим

$$\Delta\alpha^\circ = \Delta\beta^\circ \lambda/\pi d \sin\vartheta$$

Так, если $\Delta\beta^\circ = 0{,}5^\circ$ и $1{,}0^\circ$, то при $\vartheta = 45^\circ$ точность пеленгования составят $\Delta\alpha = 0{,}1^\circ$ и $0{,}2^\circ$ соответственно.

При сдвиге фазы не равным $\pi/2$ определение угловой координаты устройствами с фазовым методом пеленгования осуществляется пониженными точностями

Пример 4.43. Возможно ли пеленгование по фазовому методу, если дополнительный сдвиг по фазе ϑ в один из каналов не вводить, т. е. $\vartheta = 0$.

Решение. Возводим в квадрат (4.139) и складываем

$$x^2/a_1^2 + y^2/b_1^2 = 1. \tag{4.142}$$

Данное уравнение является уравнением эллипса. В момент точного направления на цель эллипс превращается в прямую линию. Таким образом, если не вводить дополнительный сдвиг фаз, то пеленгование возможно. Заметим, что выражение (4.142) можно получить из (4.139), если положить $\vartheta = 0$.

Пример 4.44. Определить возможность пеленгования цели с помощью базы AB, наклоненной к плоскости горизонта под углом с помощью базы AB. Среду считать однородной (рис. 4.27).

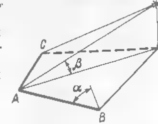


Рис. 4.27 Пеленгование цели, наклонной к плоскости горизонта

Решение. Согласно рис. 4.27 для разности фаз на выходе элементов базы AB имеем:

$$\varphi_{AB} = kd_{AB} \sin\alpha \cos\beta; \quad k = 2\pi/\lambda.$$

Для определения направления и угла места цели в этом случае необходимо измерить разность фаз на выходе еще одной базы, лежащей в плоскости пеленгования под углом 90° к базе AB:

$$\varphi_{AC} = kd_{AC} \cos\alpha \cos\beta.$$

Таким образом,

$$\alpha = \operatorname{arctg}[d_{AC}\varphi_{AB}/d_{AB}\varphi_{AC}];$$

$$\beta = \arccos[\varphi_{AC}/kd_{AC}\cos\alpha] = \arccos[\varphi_{AB}/kd_{AB}\sin\alpha].$$

Пеленгование возможно.

Пример 4.45. Оценить ошибки пеленгования антенной решеткой с компенсацией только в горизонтальной плоскости за счет вертикальной рефракции акустических лучей, наклона морского дна и рассеяния звука на неоднородностях морской среды. Размер базы $d = 1$ м; рабочая частота $f = 4{,}0$ кГц.

Решение. Допустим сектор пеленгования ограничивается углами $\pm 60^\circ$ от направления нормали к базе. Пусть углы скольжения лучей, приходящих к базе, имеют максимальное значение $\alpha_ц = 10^\circ$. Тогда в соответствии с выражением (4.88) ошибка пеленгования на границах сектора будет равна

$$\Delta\alpha = \sin\vartheta(1 - \cos\alpha_ц) \approx 0{,}74^\circ.$$

Для определения ошибки пеленгования за счет наклона дна обратимся к (4.89). Пусть наклон дна составляет $\theta = 2 \ldots 5^\circ$. Тогда в условиях однородной среды при $\alpha_0 = 30^\circ$ получим

$$\delta\alpha \approx 1{,}1^\circ \text{ и } 2{,}86^\circ.$$

Ошибку пеленгования, применительно к фазовому методу, за счет среды найдем согласно выражению (4.91), где величина σ_φ^2 определяется из (4.93). Возьмем $\mu^{12}a = 8 \cdot 10^{-10}$. Если $f_0 = 4{,}0$ кГц; $k = 16{,}8$; тогдв при $r = 10$ км $\Delta\varphi = 4{,}47 \cdot 10^{-2}$ и $\Delta\vartheta = 0{,}15^\circ$.

Таким образом, ошибки пеленгования, обусловленные морской средой, могут достигать значительных величин.

Пример 4.46. Получить выражения для показателей эффективности при использовании одномерных функций полезности, изображенных на рис. 4.1.

Решение. Для рис. 4.1 функция $L(D)$ имеет вид

$$L(D) = \begin{cases} 1 \text{ при } D \geqslant D^* \\ 0 \text{ при } D < D^*. \end{cases}$$

После интегрирования (4.7) в предположении закона Гаусса для $f(D)$

$$Э(D) = \int_{D^*}^{\infty} f(D)dD = 0.5 - \Phi\left(\frac{D^* - \overline{D}}{\sigma}\right) = 0,5 - \Phi\left(\frac{D^* - \overline{D}}{0,43d_{0,5}}\right) =$$

$$= 0,5 - 0,5\,\Phi_0\left(\frac{D^* - \overline{D}}{0,43d_{0,5}}\right),$$

где

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^z \exp(-t^2/2)dt, \quad \Phi_0(z) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^z \exp(-t^2/2)dt.$$

Видим, что при $D^* \to \infty$, $Э(D) = 0$. При $D^* = \overline{D}$, $Э(D) = 0,5$, а при $D^* = 0$, $Э(D) = 1$.

Согласно рис. 4.1 функция $L(D)$ в области $D^* - \Delta D < D < D^* + \Delta D$ описывается выражением

$$L(D) = \frac{(D - \overline{D}) - (D^* - \overline{D}) + \Delta D}{2\Delta D}, \tag{4.143}$$

Соответственно в области $D < D^* - \Delta D$, $L(D) = 0$, а при $D > D^* + \Delta D$; $L(D) = 1,0$.

Выражение же показателя эффективности с учетом (4.143) примет вид

$$Э(D) = \int_{D^* - \Delta D}^{D^* + \Delta D} \frac{(D - \overline{D}) - (D^* - \overline{D}) + \Delta D}{2\Delta D} f(D)dD + \int_{D^* + \Delta D}^{\infty} f(D)dD. \tag{4.144}$$

После разделения первого слагаемого на два интеграла и некоторых преобразований получаем

$$Э(D) = 0,5 - 0,5\,\frac{R^* - \overline{R} + \Delta R}{2\Delta R}\,\Phi_0(R^* - \overline{R} + \Delta R) +$$

$$+ 0,5\,\frac{R^* - \overline{R} - \Delta R}{2\Delta R}\,\Phi_0(R^* - \overline{R} - \Delta R) -$$

$$- \frac{0,5}{\sqrt{2\pi}\Delta R}\left\{\exp\left[-\frac{(R^* - \overline{R} + \Delta R)^2}{2}\right] - \exp\left[-\frac{(R^* - \overline{R} - \Delta R)^2}{2}\right]\right\}, \tag{4.145}$$

где $R^* - \overline{R} = (D^* - \overline{D})/\sigma$; $\Delta R = \Delta D/\sigma$.

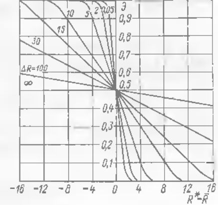


Рис. 4.28. Графическая зависимость $Э = Э[(R^* - R), \Delta R]$

Графическая зависимость (4.145), являющаяся функцией двух параметров $(R^* - R)$ и ΔR, представлена на рис. 4.28.

Последовательность действий при оценке эффективности ГАС заключается в следующем:

– определении $\overline{D}$ и σ на основании положений § 4.5;

– выборе из тактических соображений функции полезности $L(D)$ и значений D^* и ΔD;

– вычислении величин $R^* - \overline{R}$ и ΔR;

– нахождении с помощью графиков рис. 4.28 значений функции $Э(D)$:

$$Э(D) = Э[(R^* - \overline{R}), \Delta R].$$

На основании графиков рис. 4.28 можно сделать выводы о том, что эффективность системы $Э(D)$ зависит от двух факторов:

– расхождения центров распределений функций $L(D)$ и $f(D)$; т. е. от разности $R^* - \overline{R}$;

– ширины области линейного изменения функции $L(D)$, т. е. от величины ΔR.

При совпадении центров распределений $(D^* - \overline{D})$ значение $Э(D)$ при любых ΔD оказывается равным 0,5.

При $\Delta D = 0$ линейная аппроксимация переходит в ступенчатую, а выражение (4.145) в (4.7). При $\Delta D = \infty$ линейная аппроксимация принимает форму прямой, параллельной оси абсцисс, при этом $Э(D) = 0,5$. Эффективность системы равна 0, если $D^* \geqslant \overline{D}$ и максимальна при $D^* \leqslant \overline{D}$. В промежуточных случаях эффективность системы изменяется в соответствии с зависимостью (4.145).

Проиллюстрируем полученные соотношения конкретным расчетом. Допустим, что дальность действия ГАС надводного корабля на поисковой скорости $v_п$ описывается законом Гаусса с параметрами $\overline{D} = 10$ км и $\sigma_D/\overline{D} = 20$ %, а эффективность противолодочного оружия характеризуется следующими данными:

D, км.	4	6	8	10	12	14
$p_{пор}$, Па . . .	0,95	0,90	0,80	0,70	0,60	0,50

Можно утверждать, что требовать дальность целеуказания от ГАС более 8 км нецелесообразно, поскольку на этих расстояниях эффективность оружия низка. Выберем функцию $L(D)$ (4.1, *а*) где $D^* = D_{тр} = 8$ км. В соответствии с формулой (4.7) получаем

$$Э(D) = \int_{D^*}^{\infty} L(D)\, f(D)\, dD = 0{,}5 - 0{,}5\, \Phi_0 \left[\frac{8-10}{2} \right] = 0{,}84.$$

Ужесточение требований к ГАС по дальности целеуказания до 10 и 12 км при том же виде функции полезности приводит к снижению показателя эффективности до 0,5 и 0,16 соответственно.

Представление функции полезности в виде (4.1, *в*) с параметрами $D^*=8$ км, $\Delta D=2$ км в соответствии с рис.4.28 дает величину показателя Э, равную 0,75.

Данный пример подтверждает необходимость тщательного обоснования выбора вида функции полезности при оценке эффективности ГАС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абчук В. А., Суздаль В. Г.** Поиск объектов. М.: Сов. радио, 1977. 334 с.
2. Акустика океана/Под ред. Л. М. Бреховских. М.: Наука, 1974. 694 с.
3. Акустика океана: Проблемы прикладной физики: Пер. с англ./Под ред. Дж. Санто. М.: Мир, 1982. 318 с.
4. Акустическая океанография: Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 580 с.
5. **Алексеев А. Г.** Вычисление поля методом нормальных волн для слоисто-неоднородной модели моря при ступенчатой аппроксимации зависимости скорости звука от глубины//Тр. VIII Всесоюзн. акуст. конф. М.: 1973. С. 25.
6. **Он же.** О точном методе расчета полей в слоисто-неоднородных средах//Тр. акуст. ин-та, 1970, Вып. VIII. С. 5.
7. **Андреева И. Б.** Физические основы распространения звукв в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 189 с.
8. **Антонов В. А., Матвиенко В. Н., Тарасюк Ю. Ф.** Поле точечного гармонического источника в слоисто-неоднородной среде: Межведомственный сб./ЛПИ. Л., 1976. Вып. 59. С. 7.
9. **Аронов Б. С.** О направленности цилиндрических преобразователей//Вопр. радиоэлектроники. Сер. XII общетехническая. 12. 1960. С. 31–37.
10. **Башаринов А. Е., Флейшман Б. С.** Методы статистического последовательного анализа и их приложения. М.: Сов. радио, 1962. 352 с.
11. **Бейтмен Г., Эрдейи А.** Высшие трансцендентные функции. В 2 ч. М.: Наука, 1967. Ч. 1, 2. 299 с.
12. **Бендат Д., Пирсол А.** Применения корреляционного и спектрального анализа: Пер. с англ. М.: 1983. 312 с.
13. **Блэтштейн М., Нюмен А., Юберал Х.** Сравнение лучевой теория, модифицированной лучевой теории и теории нормальных волн для случая глубокого моря с произвольным профилем скорости звука//Журн. акуст. об-ва США. 1974. Т. 55. № 6.
14. **Боде Г. В., Шеннон К. Е.** Упрощенное изложение линейной минимально-квадратичной теория сглаживания и предсказания//Теория информации и ее приложения: Пер. с англ. М.: Физматгиз, 1959. 126 с.
15. **Бородин В. И., Смирнов Г. Е., Толстякова Н. А., Яковлев Г. В.** Гидроакустические навигационные средства. Л.: Судостроение, 1983. 261 с.
16. **Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.** Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
17. **Васин В. В., Степанов Б. М.** Справочник-задачник по радиолокации. М.: Сов. радио, 1977. 315 с.
18. **Ван Трис Г.** Теория обнаружения, оценок и модуляции: Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1975. Т. I–III
19. **Вентцель Е. С.** Теория вероятностей. М.: Наука, 1969. 576 с.
20. Визуальное обнаружение целей на индикаторе с яростной модуляцией Пер. с англ.: Экспресс-информ./ВИНИТИ. 1963. № 34. С. 1–5.
21. Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. М.: Наука, 1968. Вып. 6; 1970. Вып. 10.
22. **Вудворт Ф. М.** Теория вероятностей и теория информации с применением в радиолокации. М.: Сов. радио, 1955. 128 с.
23. **Гаврилов М. Н.** Вибрация на судах. М.: Транспорт, 1970. 201 с.
24. **Гаткин Н. Г., Геранин В. А., Карновский М. И.** Помехоустойчивость типового тракта обнаружения сигналов. Киев: Техника, 1971. 189 с.
25. Гидроакустика за 20 лет/Под ред. Ю. Ф. Тарасюка. Л.: Судостроение, 1975. 172 с.
26. **Гийес Л., Сабатэ Н.** Основы акустики моря. Л.: Гидрометеоиздат, 1967. 212 с.
27. **Горяинов В. Г., Журавлев А. Г., Тихонов В. И.** Статистическая радиотехника. Примеры и задачи. М.: Сов. радио, 1980. 542 с.
28. **Гуткин Л. С.** Теория оптимальных методов радиоприема при флюктуационных помехах. М.: Сов. радио, 1972. 447 с.
29. **Гурвич А. А., Гусев Н. И., Яковлев Г. В. и др.** Гидроакустические системы с гибкими протяженными буксируемыми антеннами//Судостроение за рубежом. 1984. С. 34–53.
30. **Завилович И. М.** Номограммы для определения некоторых характеристик волноводного распространения в океане//Тр. Лен. гидрометеоролог. ин-та. 1970. Вып. 41. С. 12–17.
31. **Камп Л.** Подводная акустика: Пер. с англ. М.: Мир, 1972. 324 с.
32. **Клюкин И. И.** Борьба с шумом и звуковой вибрацией ия судах. Л: Судостроение, 1971. 416 с.
33. **Колмогоров А. Н.** Интерполирование и экстраполирование стационарных случайных последовательностей//Известия АН СССР. Сор. матема. М.: 1970. 210 с.
34. **Колчеданцев Л. С.** Гидроакустические станции. Л.: Судостроение, 1982. 236 с.
35. **Кудранцев В. И., Подлипанов М. Д.** Морские испытания новой рыбопоисковой станции//Рыбн. хоз-во. 1975. № 12.
36. **Куликов Е. И.** Вопросы оценок параметров сигналов при наличии помех. М.: Сов. радио, 1969. 244 с.
37. **Левин Б. Р.** Теоретические основы статистической радиотехники. В 2 т. М.: Сов. радио., 1968. Т. 2. 502 с.
38. **Логинов К. В.** Гидроакустическна поисковые приборы. М.: Пищ. пром-сть. 1971. 440 с
39. **Матвиенко В. Н., Тарасюк Ю. Ф.** Дальность действия гидроакустических средств. Л.: Судостроение, 1981. 203 с.
40. Математические проблемы геофизики: Сб. статей. Новосибирск, 1979. Вып. 1; 1971. Вып. 2.
41. **Мидлтон Д.** Введение в статистическую теорию связв. Пер. с англ. В 2 т. М.: Сов. радио, 1961. 350 с. Т. 1, 2.
42. **Митько В. Б., Евтютов А. П., Гущин С. Е.** Гидроакустические средства связи и наблюдения. Л.: Судостроение, 1982. 200 с.
43. **Ольшевсияй В. В.** Статистическве методы в гидролокации. Л.: Судостроение, 1973. 201 с.
44. **Он же.** Энергетическая теория оптимальных частот в рыболокации//Акуст. методы и средства исслед. океана. Владивосток, 1975. Ч. I.
45. Подводнав акустика/Пер. с англ. М.: Мир, 1965. Ч. I
46. **Подобрий Г. М., Белобородый В. С., Халимонов В. В., Носов А. И. и др.** Теоретичесияс основы торпедного оружия. М.: МО СССР, 1969. 360 с.

47. Попов Г. П. Инженерная психология в радиолокации. М.: Сов. радио, 1971. 142 с.
48. Простаков А. Л. Гидроакустика и корабль. Л.: Судостроение, 1967. 200 с.
49. Он же. Электронный ключ к океану. Л.: Судостроение, 1981. 191 с.
50. Применение цифровой обработки сигналов: Пер. с англ./Под ред. Оппенгейма. М.: Мир, 1980. 550 с.
51. Радиолокационные устройстие/Под ред. В. В. Григорина-Рябова. М. Сов. радио, 1970, 680 с.
52. Раков В. И. Эффективность судовых радиоэлектронных систем. Л.: Судостроение, 1974. 327 с.
53. Ремли У. Р. Влияние доплеровской дисперсии на обнаружение и разрешающую способность при использовании согласованных фильтров//Тр ин-та инж. по электротехнике и радиэлектроникс, 1966. Т. 54. № 1.
54. Рихачек А. В. Сигналы, допустимые с точки зрения доплеровского эффекта//Там же. № 6. С. 38–48.
55. Свистов В. М. Радиолокационные сигналы и их обработка. М.: Сов. радио, 1977. 446 с.
56. Селин Е. А. О расчетах на ЦЭВМ энергетических характеристик звукового поля в морской среде//Тр. VI Всесоюз. акуст. конф. М.: 1968.
57. Серавин Г. Н. Измерение скорости звука в море. Л.: Гидрометеоиздат, 1973. 136 с.
58. Скучик Е. Основы акустики. М.: Мир, 1976. 520 с.
59. Смарышев М. Д. Направленность гидроакустических антенн. Л.: Судостроение. 1973. 278 с.
60. Справочник по гидроакустике/Под рад. А. Е. Колесникова. Л.: Судостроение, 1982. 340 с.
61. Стивавс К. Надежные границы дальности действия радиолокационных станций//Вопр. радиоэлектрон. техники. 1958. № 3.
62. Судостроеияе за рубежом. 1983. № 2. 1983. № 5.
63. Сутырина Н. А., Сурнин В. В., Филин Г. Д. Некоторые особенности построения модели гидролокационного обнаружения. Дальневосточный акустический сборник. Владивосток. 1975. Вып. 1. С. 94–99.
64. Таблицы для расчета скорости звука в морской воде/Под ред. В. Н. Федоровой и О. А. Недошивина. М.: Упр. гидрограф. службы ВМФ, 1965. 56 с.
65. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 622 с.
66. Труды всесоюзной школы – семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск: Наука. Т. I. 1971. Т. IV, 1973.
67. Урик Р. Д. Основы гидроакустики: Пер. с англ. Л. Судостроение. 1978. 444 с.
68. Физические основы подводной акустики: Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1955. 739 с.
69. Хортон Дж. У. Основы гидролокации. Пер. с англ. Л.: Судпромгиз, 1961. 472 с.
70. Чверткия Е. И. Гидроакустическая телеметрия в океанология. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978. 147 с.
71. Щелкунов С., Фрис Г. Антенны (теория и практика). М. Сов. радио, 1955. 604 с.
72. Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 348 с.
73. Ширмав Я. Д., Манжос В. Н. Теория и техника обработки радиолокационной ияформации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 416 с.
74. Яковлев А. Н., Каблов Г. П. Гидролокаторм ближнего действия. Л.: Судостроение, 1983. 199 с.
75. Яноши Л. Теория и практика обработки результетов измерений. М. Мир, 1968. 280 с.
76. Andrews Franc. Analisis of operation of passive sonar having a sonic Output Ocean-73. – IEEE Int. Conf. Eng. Ocean Environ. 5 Seattle Wash., 1973

77. Baker F. W. New Formula for calculation acoustic propagation loss in surface duct in the sea//J. Acoust. Soc. Amer, 1975. Vol. 57, N 5.
78. Booton R. C. An Optimisation Theory for Time Varying Linear Systems with nonstationary statistical Inputs//Proc. IRE, 1952. Vol. 40, N 8.
79. Clark Jones R. On the Theory of the directional patterns of continuous source distributions on the plane surface// J. Acoust. Soc. Amer. 1975. Vol. 16, N 3.
80. Davis R. C. On the Teory of Prediction of nonstationary stochastic processes// J. Appl. Phys., 1952. Vol. 23, N 9.
81. Dolph C. L. A Current Distribution of Broadside Arrays which optimires the Relationship between Beamwidth and Side Lobe Levels//Proc. IRE 1946.
82. Garrison E. Sound absorption measurements at 10–60 kHz in nearfreezing sea water//J. Acoust. Soc. Amer. 1975, Vol. 58, N 3.
83. Fisher K. Über die peilsharfe der kunstlichen Charakteristik einer beliebigen anorabnung von stahbau in Raume//Electrische Nachrichten Technik, 1931. Bd. 8, H. 2.
84. Hale F. E. Long-range sound propagation in the dup ocean//J. Acoust. Soc. Amer., 1967. Vol. 41. N 2.
85. North D. O. Analysis of Factors which determine Signal to Noise Discrimination in Pulsed Carrier Systems. Pep. RTR–6c, RCA Princeton. 1943.
86. Tow Approaches to 50 %-probability of detecting Targets by Sonar// J. Acout. Soc. Amer., 1975. Vol. 57. N 1.
87. Thorp W. H. Analytic description of the low-frequeney attenuation coefficient// J. Acoust. Soc. Amer., 1967. Vol. 42. N 1.
88. Turin G. L. An Introduction to Matched Filters//Trans. IRE on Inform. Theory. Vol. IT-6, N 3.
89. Urik R. J. Sound propagation in the sea Washington, 1979.
90. Wiener N. Extrapolation. Interpolation and Smocthing of Stationary Time Series. John Wiley, 1949.
91. Zadeh L., Ragazzini J. An Extension of Wiener's Theory of Prediction// J. Appl. Phys., 1950. Vol. 21, N 7.

ОГЛАВЛЕНИЕ

роизводственное издание

втютов Александр Петрович
итько Валерий Брониславович

НЖЕНЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ В ГИДРОАКУСТИКЕ

аведующий редакцией *П. К. Зубарев*
едактор *А. В. Осокина*
удожественный редактор *Э. А. Бубович*
ехнический редактор *Е. А. Полякова*
орректоры *Т. С. Александрова, С. Н. Маковская*

Б № 1051

одписано в печать 07.09.88 М-27768 Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 18,0. Усл. кр.-отт. 18,25. Уч-изд. л. 18,7. ираж 4100. Изд. № 3945–84. Заказ 605 Цена 1 р.

абрано в издательстве „Судостроение" на наборно-печатающем автомате операторами И. В. Дроздовой, В. А. Шевелевой.

здательство „Судостроение", 191065, г. Ленинград, ул. Гоголя, 8.

ульская типография Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР о делам издательств, полиграфии и книжной торговли, г. Тула, пр. Ленина, 109.

Опечатка

На стр. 123 4 и 5 строку снизу следует читать:

Решение. **На спектрограмме (кривая *II*) видно, что уровень теплового шума возрастает ~ 6Дб на октаву.**