



БИБЛИОТЕКА
ИНЖЕНЕРА-
ГИДРОАКУСТИКА

Серия основана в 1976 году

Б К Новиков
В И Тимошенко

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ В ГИДРОЛОКАЦИИ



Ленинград
„Судостроение“
1990

ББК 32.875
Н73
УДК 681.883.67

СЕРИЯ „БИБЛИОТЕКА ИНЖЕНЕРА-ГИДРОАКУСТИКА“

Редакционная коллегия: А. В. Алексеев, В. И. Бабий, Е. А. Васильков, А. П. Егуптов, В. И. Ильичев, А. Е. Колесников, Е. А. Корепин, А. П. Ляликов, В. Ф. Мартынюк, В. В. Ольшеский, Л. В. Орлов, А. Л. Простаков, В. А. Сапрыкин, Г. М. Свердлин, П. К. Зубарев, Ю. Ф. Тарасюк (ответственный редактор), В. И. Тимошенко

Рецензенты: д-р техн. наук Колесников А. Е., канд. физ.-мат. наук Ивлиев С. В.

Новиков Б. К., Тимошенко В. И.

Н73 **Параметрические антенны в гидролокации.** — Л.: Судостроение, 1989. — 256 с; ил. (Библиотека инженера-гидроакустика).

ISBN 5-7355-0139-9

Книга является продолжением работы „Нелинейная гидроакустика“ (1981). Обобщены научные достижения, вопросы конструирования и применения параметрических антенн и гидроакустических параметрических приборов. Изложены сведения по расчету характеристик параметрических антенн в неограниченной среде, слоистых средах и при наличии границ раздела. Рассмотрены режимы излучения сложных модулированных сигналов, а также режим самодетектирования импульсов накачки.

Книга предназначена для исследователей и инженеров, занимающихся разработкой, испытанием и эксплуатацией гидроакустической аппаратуры, а также для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

Н 3605030000-010

— КБ-48-34-88

ББК 32.875

048(01)—89

Серия „Библиотека инженера-гидроакустика“

Производственное издание

Новиков Борис Константинович
Тимошенко Владимир Иванович

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ В ГИДРОЛОКАЦИИ

Заведующий редакцией П. К. Зубарев

Редактор Э. В. Зубкова

Художественный редактор Е. Я. Радомысльский

Технические редакторы Е. Н. Коломиец, Е. А. Полякова

Корректор С. Н. Маковская

ИБ № 946

Подписано к печати 03.10.89. М — 27159. Формат 60 x 90/16. Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 16,0. Уч. изд. л. 17,1. Усл. кр.-отт. 16,0. Тираж 1140 экз. Изд. № 4058-85. Заказ № 788. Цена 1 р. 20 к.

Издательство „Судостроение“, 191065, Ленинград, ул. Гоголя, 8.

Набрано в издательстве „Судостроение“ на наборно-печатающем автомате операторами Лебедевой Т. В. и Маренковой М. А.

Тульская типография при Государственном комитете СССР по печати, г. Тула, пр. Ленина, 109.

ISBN 5-7355-0139-9

© Новиков Б. К., Тимошенко В. И., 1990.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Проблемы широкополосного направленного излучения в гидроакустике, особенно на низких частотах при малых габаритах исходных антенн, в настоящее время решают только с помощью параметрических антенн (ПА). Поэтому интенсивно продолжаются исследования ПА и расширяется область их использования. Если и существуют препятствия к применению принципов нелинейной гидроакустики в современной технике и технологии, то связаны они в основном с обучением и переквалификацией специалистов, занимающихся разработкой и эксплуатацией гидроакустической аппаратуры. Цель книги — помочь в решении указанного вопроса. Книгу следует рассматривать как продолжение и развитие тематики базовой монографии „Нелинейная гидроакустика“ [38], в которой с единых позиций рассмотрены основные положения нелинейной волновой теории применительно к исследованиям и разработкам ПА.

Фундаментом для дальнейшего развития теории ПА являются известные монографии по нелинейной акустике [3, 20, 38, 47, 67]. Сфера применения ПА расширяется, поэтому специалистам в области нелинейной гидроакустики приходится использовать сведения из теории акустики океана, акустических антенн и преобразователей, сигналов и информации, конструирования и технологии гидроакустической аппаратуры и др. Книги последних лет [8, 21, 28, 56, 58, 60] позволяют инженерно-техническим работникам, студентам и аспирантам быстро осваивать современные знания по нелинейной гидроакустике и теории ПА.

В книге обобщены результаты разработок ПА и гидроакустических параметрических приборов. Изложены необходимые сведения по расчету характеристик ПА в неограниченной среде при различной поверхности антенн накачки (плоских, круглых, прямоугольных и эллиптических, цилиндрических и сферических). Аналитические соотношения получены авторами на основе решения нелинейных уравнений, описывающих поведение акустических пучков в приближении квазиоптики.

Значительное внимание в книге уделено излучению широкополосных гидроакустических сигналов. При этом отдельно рассмотрены режим самодетектирования импульсов накачки и режим излучения с помощью ПА сложных модулированных сигналов с большой базой. Оба этих режима ПА используются в гидроакустической аппаратуре.

Рассмотрены характеристики ПА в слоистых средах и при наличии границ раздела в области взаимодействия. Анализ различных режимов работы параметрических устройств проведен с учетом реальных данных по пространственным распределениям полей излучения ПА, их частотным, амплитудным и фазовым характеристикам. Для удобства инженерных расчетов построены номограммы. Авторы ввели большое количество числовых примеров и иллюстраций практического использования ПА.

Изложены особенности конструирования ПА, в таблицах приведены основные характеристики отечественных и зарубежных параметрических гидроакустических приборов для исследования и освоения Мирового океана. Электрические мощности питания антенн накачки параметрических устройств достигли в настоящее время сотен киловатт. Дистанции лоцирования в серийной аппаратуре превысили 20 км. Рабочие разностные частоты ПА применяют даже в инфразвуковом диапазоне. Все это резко расширило область использования ПА и параметрических гидроакустических устройств.

Авторы выражают благодарность Л. М. Тимошенко, Т. Н. Куценко, В. А. Поярковой и С. К. Максимовой за помощь в оформлении рукописи книги.

Авторы с благодарностью примут отзывы и замечания читателей по содержанию книги, которые просят направлять по адресу: 191065, г. Ленинград, ул. Гоголя, 8, издательство „Судостроение“.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

- $A, A_{1,2}$ — комплексные амплитуды волн накачки в параболическом уравнении
- \tilde{A} — преобразованная по Фурье или Ханкелю функция A
- A_- — комплексная амплитуда волны разностной частоты в неоднородном уравнении Гельмгольца
- a — ширина пучка или апертура излучателя
- b — диссипативный коэффициент среды
- c_0 — скорость звука в воде
- $D(\theta)$ — характеристика направленности
- Ei — интегральная показательная функция
- F — разностная (низкая) частота или частота модуляции
- $f, f_{1,2}$ — частоты волн накачки
- I — интенсивность
- I_n — модифицированная функция Бесселя порядка n
- J_n — функция Бесселя порядка n
- Im — мнимая часть комплексной величины
- K — волновое число волны разностной частоты
- $k_{1,2}$ — волновые числа волн накачки
- l, l_d — расстояния затухания и дифракции волн накачки
- L, L_d — расстояния затухания и дифракции низкочастотных волн
- M — число Маха
- P — амплитуда звукового давления волны разностной частоты
- p — давление или амплитуда волны давления с частотой ω
- p_0, p' — равновесное давление и приращение
- p_{q1}, p_{q2} — константы — амплитуды волн давления с частотами $\omega_{1,2}$
- $p^{(1)}, p^{(2)}$ — решения волнового уравнения в 1-м и 2-м приближениях
- Re — действительная часть комплексной величины
- r — модуль радиуса-вектора или радиальная координата цилиндрической системе
- S — спектральная плотность
- t — время
- U — электрическое напряжение
- W — мощность
- x, y — координаты в декартовой системе
- z — координата вдоль направления распространения волны
- $\alpha_{1,2}$ — коэффициенты затухания волн с частотами $\omega_{1,2}$
- α — коэффициент затухания волны разностной частоты
- Δ_{\perp} — лапласиан по поперечным координатам
- δ — дельта-функция

- ε — нелинейный параметр
 θ — угол между осью пучка и направлением на точку наблюдения
 λ — длина волны на разностной частоте
 λ — длина волны накачки
 μ — малый параметр
 ρ, ρ_0, ρ' — плотность, ее равновесное значение и приращение
 $\tau = t - z/c_0$ — время в сопровождающей системе координат
 Φ — интеграл ошибок
 φ, Ψ — фазовый сдвиг, фаза
 Ω — разностная круговая частота или частота модуляции
 $\omega, \omega_{1,2}$ — круговые частоты волн накачки
 АЗ — акустический зонд
 АМК — амплитудно-модулированные колебания
 ВРЧ — волна разностной частоты
 ВЧ — высокочастотный
 КЧМ — квадратичная частотная модуляция
 ЛЧМК — линейно-частотно-модулированные колебания
 НАИ — нелинейный акустический излучатель
 НПАП — нелинейный параметрический акустический приемник
 НЧ — низкочастотный
 ПА — параметрическая антенна
 ПГЛ — параметрический гидролокатор
 ХЗК — Хохлова—Заболотской—Кузнецова (уравнение)
 ЧМК — частотно-модулированные колебания
 РПИ — режим параметрического излучения

Глава I ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ АНТЕНН И ПРИБОРОВ АКТИВНОЙ ЛОКАЦИИ

За последние годы параметрические антенны (ПА) прочно вошли в практику активной гидролокации при исследовании и освоении Мирового океана [8, 41, 43, 45, 57]. Основные области и принципы применения ПА в гидроакустической аппаратуре описаны в [38, 82]. Дальнейшее развитие теории ПА и расширение областей использования совокупности их положительных свойств показаны в [1, 73, 86—88]. Существенные успехи достигнуты в разработке научно-технических основ конструирования параметрических гидроакустических приборов [27, 54, 58] активной локации. Появились мощные низкочастотные и даже инфразвуковые ПА [36, 64, 79]. Добавился новый подкласс параметрических приборов с использованием ПА в режиме самодетектирования [12, 46, 88] и режиме излучения широкополосных модулированных сигналов [25, 44, 71]. Наша страна удерживает приоритет в создании серийных рыбопоисковых приборов с параметрическими антеннами [8, 27, 41, 57, 59]. Перечисленные результаты обобщены в настоящей книге.

Значительным достижением нелинейной гидроакустики является использование ПА в промышленной, в частности, рыбопоисковой аппаратуре. На рис. 1.1. показан внешний вид первой крупносерийной рыбопоисковой станции „Пескарь” с ПА [41, 45, 52] (см. гл. 8). Сочетание в ПА узкой диаграммы направленности с отсутствием в ней боковых лепестков свело к минимуму реверберационную помеху от поверхности моря и дна, что позволило создать гидроакустическую аппаратуру для работы на малых и средних глубинах океана и в условиях шельфа. Западноевропейская фирма „Круп Атлас Электроник” объявила о серийном выпуске с 1985—1986 гг. параметрического гидролокатора „Атлас Парасаунд” для поиска рыбы и океанографических исследований на дистанциях до 12 км [64]. Характеристики названного прибора приведены в гл. 8.

Небольшие размеры первичных преобразователей накачки ПА позволяют создавать малогабаритную гидроакустическую аппаратуру различного назначения для малотоннажных рыболовных и исследовательских судов. Примером такой аппаратуры является параметрический гидролокатор ПГЛ-5М (рис. 1.2). Параметрические гидролокаторы используют для морской археологии, дноуглубительных работ, определения местонахождения нефте-газопроводов, кабелей в подводных

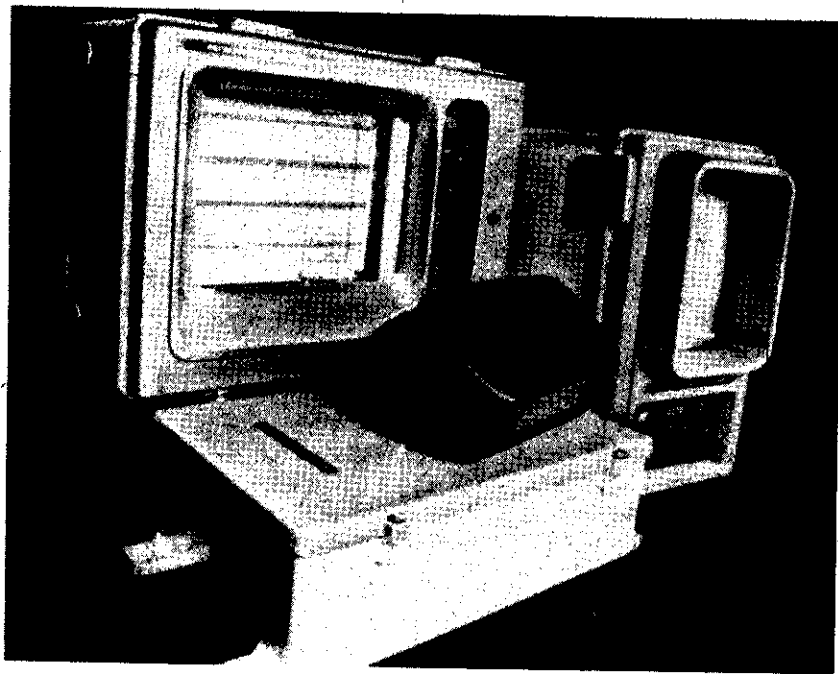


Рис. 1.1. Комплект аппаратуры серийной параметрической рыбопоисковой станции „Пескарь“ для малотоннажных судов

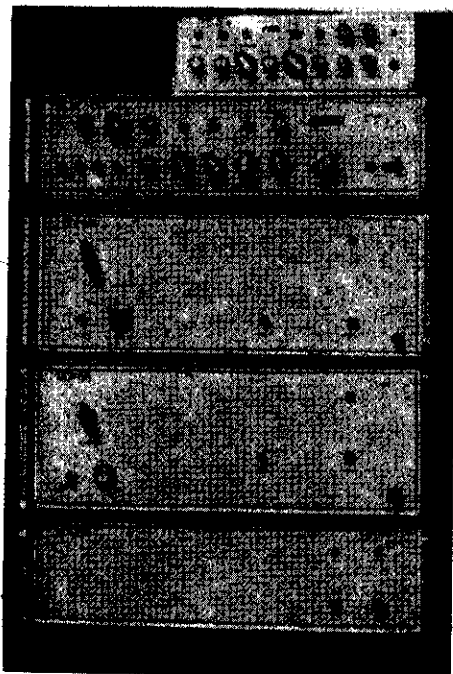


Рис. 1.2. Внешний вид приборов параметрического гидролокатора ПГЛ-5М для излучения и приема сложных сигналов
1 — приемник; 2 — формирователь; 3, 4 — усилители

условиях, для океанологических целей, а также в качестве измерителей глубины загазованного ила, сапропеля, толщины и структуры льда и др. На рис. 1.3 показан внешний вид малогабаритного подводного буксируемого аппарата НГА-1 с четырьмя параметрическими гидролокаторами ПГЛ для излучения во все стороны (в поперечном сечении) по ходу аппарата, включая ПГЛ бокового обзора. Характеристики и описание приборов, показанных на рис. 1.2 и 1.3, приведены в гл. 8.

В [38, 82] указывалось на малое использование в активной гидролокации ценного свойства широкополосности ПА. В последние годы ситуация существенно улучшилась. Создан ряд параметрических приборов, в том числе серийные с широкополосным режимом излучения. Широкополосный режим излучения ПА реализуется в гидроакустической аппаратуре активной локации в двух резко отличающихся по техническому использованию модификациях: в виде излучения сложных модулированных сигналов с большой базой; в параметрическом режиме излучения гидролокаторов с использованием коротких высоконаправленных импульсов, образующихся в результате самодетектирования сигналов накачки ПА. В первой модификации на преобразователь накачки подаются два сигнала. При этом один из них или оба модулированы по заданному закону. Широкополосность ПА дает возможность использовать в активной гидролокации импульсы



Рис. 1.3. Подводный буксируемый аппарат НГА-1 с 4-мя параметрическими гидролокаторами в период исследований в Черном море

с большой базой (базой сигнала, как и в радиолокации, называют произведение полосы частот импульса на его длительность) или импульсы малой длительности, что резко повышает объем информации о лоцируемом объекте, уменьшает „мертвую зону” и увеличивает разрешение по лучу. В сочетании с частотно-независимой диаграммой направленности широкополосность параметрических гидролокаторов типа ПГЛ-5М (см. рис. 1.2) используется для снятия частотной зависимости силы цели за одну или несколько посылок гидролокатора (см. гл. 7). Быстрое снятие частотных эхограмм (см. § 8.6) или частотной зависимости силы цели в широком диапазоне частот помогает успешнее решать задачи классификации и распознавания объектов, в частности, определения вида и количества рыбы в косяках. Широкая полоса рабочих частот ПА позволяет с их помощью передавать по подводному каналу речевые сообщения и телеметрическую информацию. Передача речевых сообщений с помощью ПА демонстрировалась в натуральных условиях на Азовском море в период проведения первого всесоюзного научно-технического совещания по нелинейной гидроакустике (Таганрог, 1974 г.). В настоящее время японские исследователи Т. Такеути, С. Сайто, М. Ензяма и др. измерили характеристики и создали ПА [54, 61] для подводной связи на расстояниях до 8 км (см. гл. 8). Высказано предложение [54] о создании параметрического малогабаритного широкополосного излучателя НЧ звуковых волн для подманивания и отпугивания косяков рыб.

Японские исследователи М. Ензяма, Ю. Фудзимато, Ю. Кавамо, С. Сасаба в работе [92] описали характеристики ПА, излучающей звуковые сигналы в воздухе при частоте накачки 60 кГц. Используются амплитудно-модулированные сигналы. Следует отметить, что исследование взаимодействия ультразвуковых пучков накачки в воздухе проводилось в нашей стране более 10 лет назад [89]. ПА в воздушной среде имеет, естественно, сходные свойства с ПА в водной среде. В работе [92] описано использование ПА в воздушной среде для громкоговорителя с очень острой безлепестковой характеристикой направленности. Такая направленность громкоговорителя обеспечивает возможность разговора с одной группой людей, без помехи соседним группам. Например, в музеях и на выставках отпадает необходимость в установке дорогостоящих звуковых экранов между экспозициями.

Интересно использование свойства широкополосности ПА в режиме самодетектирования. При этом преобразователь накачки излучает в среду одну посылку или последовательность акустических ВЧ-импульсов с заданной формой огибающей. В подобной ПА в результате нелинейного взаимодействия всех спектральных компонент импульсов накачки происходит генерирование широкополосного НЧ-сигнала, длительность и спектр которого связаны с формой переднего и заднего фронтов импульсов накачки. Диаграмма направленности при этом формируется подобно обычной ПА. Режим параметрического излучения в модернизированном серийном навигационном рыбопоисковом комплексе „Сарган-ЭМ” (рис. 1.4) реализован за счет использования явления самодетектирования (см. гл. 8). Этот режим резко уменьшает

реверберационную помеху и позволяет лоцировать приповерхностную и придонную рыбу, а уменьшение длительности самодетектированного импульса значительно сокращает „мертвую зону” комплекса „Сарган-М”.

Параметрические антенны в режиме самодетектирования подробно исследованы и доведены до стадии промышленного внедрения сравнительно недавно [10, 12, 27, 46]. Одной из первых работ по исследованию ПА в режиме самодетектирования следует назвать статью Берктея [66]. Основываясь на решении Вестервельта [38], он показал, что в дальней зоне преобразователя накачки форма самодетектированного сигнала описывается второй производной по времени от квадрата функции огибающей первичного импульса накачки. Исходный импульс накачки как бы детектирует себя в процессе распространения в нелинейной среде. Показано, что диаграмма направленности ПА при излучении первичного импульса с гауссовой огибающей зависит от длительности импульса и с ее увеличением расширяется.

Результаты Берктея подтверждены Моффетом, Вестервельтом и Бейером [77], которые именовали процесс самодетектирования переходным параметрическим эффектом. Эксперимент был проведен в четыреххлористом углероде на частоте $f = 10$ МГц в дальней зоне кварцевого преобразователя накачки диаметром $2a = 1,27$ см при $l_d < l_\lambda$ (длина области затухания больше длины дифракции). Вследствие сильного затухания первичных волн на расстоянии 19 см от излучателя регистрировался только НЧ-сигнал, генерируемый ПА, форма которого качественно совпадала со второй производной по времени от квадрата огибающей первичного импульса. Исследованы в работе [77] и угловые зависимости самодетектированных сигналов, излучаемых кварцевым преобразователем накачки с диаметром $2a = 0,64$ см

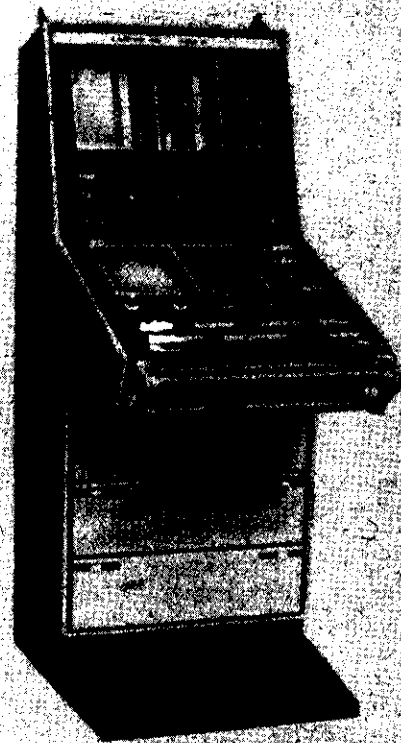


Рис. 1.4. Внешний вид блока управления эхолота модернизированного серийного навигационного рыбопоискового комплекса „Сарган-М”, в котором реализован параметрический режим излучения

и резонансной частотой $f = 20$ МГц в пресной воде. Отмечалась высокая направленность ПА в режиме самодетектирования.

Меклинжером [74] показано, что если интенсивность первичной волны накачки достаточна для образования ударных фронтов, форма самодетектированного сигнала определяется второй производной по времени от модуля огибающей импульса накачки. Высказана возможность повышения амплитуды звукового давления ПА на 6 дБ при условии, если разностная частота равна частоте следования импульсов накачки в периодической последовательности. Экспериментально зарегистрировано увеличение звукового давления на 2,1 дБ.

В работах Эйлера и Клинка [69, 70] исследовались пути повышения эффективности ПА, в частности, продемонстрирована возможность ее увеличения при излучении многокомпонентного сигнала накачки.

В ПА традиционно используется сигнал накачки в виде биений двух частот [8]. Вторая производная по времени от квадрата такого сигнала является разрывной. Это приводит к появлению в НЧ-сигнале скачков звукового давления в областях перехода функции через нуль. Соответственно появляются гармоники ВРЧ, что экспериментально было зафиксировано Вайлетом и Моффетом [91].

Мюир, Леви и Никсон [31, 84] исследовали угловую зависимость формы самодетектированного импульса и его Фурье-спектр в дальней зоне излучателя накачки. Ими показано, что форма самодетектированного импульса меняется при увеличении угла от оси ПА, приближаясь к постоянной величине, когда этот угол в 2 раза превышает ширину диаграммы направленности по уровню половинной мощности. На оси ПА форма сигнала определяется второй производной от квадрата огибающей исходного импульса. При повороте ПА на угол, равный удвоенной ширине диаграммы направленности, форма сигнала определяется первой производной от квадрата огибающей исходного импульса. Мюир [31] отметил возможность применения эффекта самодетектирования для исследования структуры морского дна. Имеется сообщение об экспериментальном исследовании формы [84] самодетектированных сигналов ПА в дальней зоне первичного преобразователя при излучении импульсов накачки с прямоугольной, треугольной и колоколообразной огибающими.

В работе Моффета и Мелло [76] получено решение модифицированного уравнения Вестервельта для случая, когда длина области взаимодействия много больше длины зоны дифракции. Показано, что сигнал ПА на оси и вне ее пропорционален первой производной от квадрата модулирующей функции. Аналогичные результаты другими методами получены в работах [34, 38]. В [76] описан эксперимент с кварцевым излучателем диаметром $2a = 4$ мм при частоте $t_0 = 2$ МГц, на который подавались импульсы с амплитудой до 500 В длительностью $\tau_n = 20$ мкс. На расстоянии $z = 6,3$ м наблюдался сигнал, который имел составляющие как частоты накачки, так и „переходное параметрическое излучение“ (по терминологии авторов). НЧ-сигнал выделялся полосовым фильтром с полосой пропускания до 600 кГц. Самодетектированный сигнал на расстоянии регистрации превышал по размаху на 5 дБ двойную

амплитуду первичного ВЧ-импульса накачки. Авторы отмечают, что в процессе самодетектирования передний и задний фронты первичного импульса дают широкополосные параметрические сигналы.

Пис и Син [83] предложили рассчитывать форму самодетектированного сигнала путем вычисления интеграла свертки от импульсной характеристики ПА и характерной формы первичного сигнала. Ими рассмотрена зависимость импульсной характеристики ПА от угла наблюдения и длины области взаимодействия. Теоретические результаты сравниваются с экспериментальными. В экспериментах они работали с квадратным (размером 4×4 см при частоте $f_0 = 1,39$ МГц и круглым (диаметром $2a = 1,5$ см и $f_0 = 2,25$ МГц) поршневыми преобразователями накачки. Ограничение области взаимодействия осуществлялось с помощью акустического фильтра в виде резины толщиной 10 мм, позволяющего подавлять первичное излучение на 40 дБ; подавление амплитуды самодетектированных НЧ-сигналов в диапазоне частот 0–200 кГц не превышало 2 дБ. В этой же работе описаны эксперименты по регистрации самодетектированных сигналов гидрофоном, зарытым в песке.

Экспериментальные исследования ПА при излучении амплитудно-модулированных и импульсных сигналов на расстоянии до нескольких километров проведены японскими исследователями Т. Такеути, С. Сайто, М. Ензьяма и др. [48, 50, 54, 61].

Теоретический анализ работы излучающих ПА при произвольной модуляции волн накачки на основе решения уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова (ХЗК) с учетом дифракции и диссипации волн проведен в [38, 82], а также в данной книге. Расчетные модели ПА на базе уравнения ХЗК более полно, по мнению авторов, отражают существо физических процессов в ПА и позволяют рассчитывать их характеристики во всей области распространения ВРЧ.

В системах гидролокации могут использоваться не только излучающие, но и приемные ПА. Основные вопросы теории и использования приемных ПА отражены в [38]. За последние годы приемные ПА исследовались значительно меньше, чем излучающие ПА. Это объясняется тем, что проблема широкополосного приема акустических волн неплохо решается традиционными методами линейной акустики. Однако приемные ПА имеют некоторые преимущества по сравнению с линейными антеннами. Эти преимущества проявились при использовании комплектов приборов типа НПАП-1 [38]. Основные усилия исследователей направлены на изучение возможностей сверхпротяженных приемных ПА с размерами базы в сотни и тысячи метров. В [41] выполнены экспериментальные и теоретические исследования характеристик высоконаправленной приемной параметрической антенны с большой базой. Измерения проведены в Индийском океане с использованием параметрического акустического зонда АЗ-2 (см. § 8.4) и модернизированного комплекса приборов НПАП-1, разработанного в Таганрогском радиотехническом институте. Длина базы приемной параметрической антенны (расстояние между излучателем и приемником накачки на частоте $f = 10$ кГц) менялась от 10 до 907 м. Эксперименты показали, что с увеличением базы чувствительность вначале (примерно до $L \approx 200$ м) резко растет, затем

ее рост замедляется вследствие влияния затухания и дифракции как волн накачки, так и волн сигнала. Основное назначение протяженных приемных ПА состоит в приеме НЧ-сигналов в океане. При больших базах наиболее видно преимущество „бестелесности” приемных ПА, которое влияет и на сравнительно малые затраты при их реализации. В работе В. П. Кузнецова и В. А. Воронина [6] исследуется влияние шумов океана на характеристики приемных ПА. Д. М. Донской и А. М. Сутин в [17] анализируют влияние неоднородностей морской среды в области взаимодействия для протяженных приемных ПА. В работе В. П. Кузнецова [29] сделан вывод о принципиальной возможности практического определения характера НЧ-полей и движений жидкости в океане (звуковых, потенциальных и вихревых) по оценкам фазы волн накачки протяженных приемных ПА. Комплексирование аппаратуры с одновременным использованием параметрических излучающих и приемных антенн (см. § 8.4) дает возможность изучать важные аспекты акустики океана, такие как тонкая структура полей скорости звука, классификация рассеивателей, исследование звуковых НЧ-полей и турбулентных течений и др.

Отметим и результаты основных зарубежных публикаций по практическому применению ПА в активной локации. Одна из мощных параметрических гидролокационных систем с выходной мощностью порядка 80 кВт (в настоящее время такие мощности превзойдены во много раз) описана в работе [79]. Многоэлементный преобразователь накачки имеет диаметр $2a = 2,3$ м и $f_0 = 12,5$ кГц. Система работает в диапазоне частот 0,5–5 кГц и предназначена для исследования распространения звука в мелком море, измерения параметров донных осадков, рассеяния звука биологическими объектами и др. Один из трактов указанной параметрической гидролокационной системы работает в режиме самодетектирования. В работе приведены экспериментальные сведения о ПА, а также форма НЧ-сигнала, полученная при самодетектировании колоколообразного импульса накачки длительностью $t_n = 500$ мкс.

Для классификации подводных объектов, находящихся в морских осадках, использованы ПА в режиме самодетектирования [85]. Преобразователь накачки диаметром 20 см возбуждается ударом в широкой полосе частот, центральная частота равна 80 кГц. В ПА формируется короткий акустический самодетектированный импульс длительностью $t_n = 10$ мкс. Высокая пространственная разрешающая способность прибора позволяет уверенно разделять близко расположенные цели. Низкая частота ВРЧ используется для более глубокого по сравнению с накачкой проникновения в грунт.

Мюир и Вестерхейм сообщили [80] о возможности использования ПА для зондирования атмосферы и исследования турбулентности воздушных потоков.

Мюир и Голдсберри [78] провели экспериментальные исследования параметрической гидролокационной системы в условиях шельфа. В испытаниях по обнаружению подводных лодок в мелководном районе ПА по сравнению с линейной антенной подавляла реверберацию на 11,9 дБ. Получена 95%-ная вероятность обнаружения (линейная система

дала соответственно 50%). Высокая направленность ПА улучшила выделение доплеровски сдвинутых по частоте эхо-сигналов. Авторы указывают, что ПА позволяет увеличить базу сигнала (произведение длительности импульса на ширину его спектра) на 11,7 дБ. Применение ПА позволило улучшить отношение сигнал/помеха при обработке эхо-сигналов и понизить уровень реверберации пропорционально коэффициенту снижения по частоте.

Параметрические гидролокаторы успешно используются для проведения различных измерений в океане [22, 57, 65], например, для исследования мелких биологических объектов типа планктона [68]. В работе [90] Ван-дер-Вол, Смит и Бернут приводят результаты экспериментальных исследований распределения плотности придонных осадков с помощью широкополосной узконаправленной ПА. Эколокация проводилась в диапазоне частот 2,5–22,5 кГц при ширине диаграммы направленности на уровне 0,7 меньше 6°. Для калибровки системы использовался изотопный измеритель плотности. Пис и Син [83] выполнили эксперименты по классификации структуры морского дна на основе анализа рассеянного в обратном направлении широкополосного узконаправленного акустического импульса, создаваемого ПА. Показано, что временное затягивание принятого импульса может являться хорошей мерой идентификации типа морского дна. В работе Моффта и Конрада [75] предложено использовать в качестве излучателя накачки ПА направленную структуру из двадцати полуволновых элементов с частотой накачки $t_0 = 35$ кГц; рассчитан также апертурный фактор.

Иногда высказывается мнение о низкой эффективности ПА применительно к задачам активной локации. Созданные параметрические гидролокационные системы и особенно серийно выпускаемые промышленностью показывают эффективность ПА в решении конкретных задач. Следует еще раз напомнить, что уже на ранней стадии проектирования [27], сравнивая линейный и параметрический варианты построения гидроакустической системы, необходимо оценивать всю совокупность факторов, влияющих на решение конечной задачи, в частности, уменьшение реверберационной помехи при использовании ПА. Уровни звуковых давлений ПА порядка нескольких десятков тысяч паскаль (приведенных к 1 м) реализованы в созданной аппаратуре, например, в параметрических гидролокаторах типа ПГЛ (см. гл. 8). Указанные уровни позволяют решать разнообразные задачи активной локации. Что же касается коэффициента преобразования ПА, который не превышает сейчас в оптимальных условиях 5–10% от уровня звукового давления волн накачки, то основные пути повышения эффективности и оптимизации ПА известны [38, 82]. Наиболее перспективные из них обсуждаются в последующих главах. Но и при названном значении коэффициента преобразования ПА нетрудно рассчитать значения расстояний, когда во многих случаях уровень звукового давления ПА, развиваемого от излучения ПА, превышает уровень первичного излучения накачки или от линейного преобразователя при заданной апертуре и мощности. Соответствующие расчеты можно выполнить, используя, например, нограммы [27, 38] или данную книгу. Подтверждающие экспериментальные

данные и испытания соответствующей аппаратуры широко опубликованы у нас в стране и за рубежом. Например, японский исследователь Тотоеси Такаэси [54], ссылаясь на работу Такаэси Хэйто [61], приводит результаты натурных испытаний уже упоминаемой параметрической системы передачи телефонных сообщений на расстоянии 8 км при глубине бухты порядка 100 м. Результаты измерений уровней излучения приведены на рис. 1.5. Затухание на средней частоте накачки 84 дБ составило 28 дБ/см, а на частоте сигнала $F = 8$ кГц — 0,8 д/см. На расстоянии порядка 1,8 км звуковое давление ВРЧ превысило соответствующий уровень сигнала накачки. На расстоянии $z \approx 2,5$ км сигнал накачки был на уровне шумов моря, а сигнал ПА даже на расстоянии 5 км превышал уровень шумов моря на 10 дБ. Автор [54] отмечает помимо традиционных преимуществ ПА (малые габариты излучателя накачки, отсутствие влияния дна и поверхности моря) еще и важный фактор возможности ведения секретных переговоров (из-за острой диаграммы направленности и отсутствия в ней боковых лепестков). Характеристики рассматриваемого прибора приведены в гл. 8. Там же приведены сводные данные о созданных параметрических приборах и устройствах различного назначения.

Как следует из последних публикаций, у нас в стране и за рубежом успешно эксплуатируются и разрабатываются новые типы параметрических эхолотов без бокового излучения, прецизионных профилографов, параметрические рыболокаторы с высоким разрешением и малой „мертвой зоной”, параметрическая рыбопоисковая аппаратура траверзного, секторного и кругового обзора для мелкого моря и поиска придонной и приповерхностной рыбы, приборы для морской геолокации и акустического картожа в морских условиях, для исследования структуры морского дна и классификации морских осадков по спектру

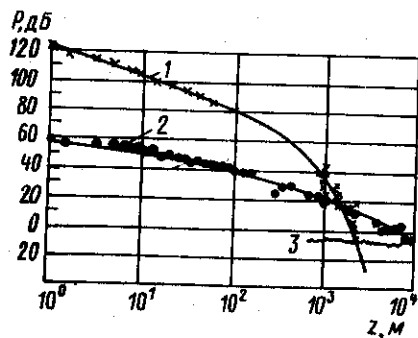


Рис. 1.5. Распределение звукового давления на оси подводного канала параметрической системы связи

1 — уровень сигнала накачки; 2 — сигнал ВРЧ; 3 — уровень шумов моря для 3 кГц; величина P нормирована относительно 1 мбар = 0,1 Па

рассеянного звука от ПА, параметрические приборы для определения акустического импеданса лоцируемого объекта, низкочастотные параметрические приборы для подманивания и отпугивания косяков рыбы, доплеровские параметрические измерители скорости судна, течений и лоцируемых объектов, параметрические гидролокаторы со сложными сигналами или очень короткими импульсами, низкочастотные широкополосные параметрические гидролокаторы звукового и даже инфразвукового диапазона, параметрические акустические приборы для изучения тонкой структуры океана, вихревых движений, внутренних волн и звукорассеивающих

слоев в океане, помехозащищенной скрытной связи в морских условиях, параметрические приборы для измерения параметров морского волнения, для определения профиля и толщины солевых пластов в озерах, параметрические локационные приборы для морской археологии и поиска предметов в солевых пластах, в загазованном иле и морском грунте и др.

Завершая обзор исследований и применений ПА, следует отметить, что в различных странах появилось значительное число патентов, в которых предлагаются способы и устройства, основанные на применении нелинейных эффектов и ПА для решения практических задач локации подводных объектов, создания компактных буксируемых гидролокаторов, эхолотов для локации контура объектов и проникновения в грунт, создания инфразвуковых полей, определения импеданса лоцируемого объекта, реализации доплеровских гидролокаторов и измерителей, реализации сканирующих параметрических решеток, управления лучом ПА и др. Часть из этих патентов упоминается в диссертациях Б. К. Новикова [38], С. П. Тарасова [55], В. А. Воронина [5], В. В. Гривцова [9], М. С. Рыбачека [48], В. В. Гурского [15], И. Э. Гринберга [10], а также в обзорных работах [33, 37, 38, 54].

Глава 2 МЕТОДЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ПА В НЕОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

§ 2.1. Общая схема расчета ПА на основе уравнения ХЗК

Параметрическая антенна (ПА) представляет собой [38] первичный преобразователь накачки и участок водной среды, где происходит взаимодействие двух высокочастотных волн накачки, в простейшем случае с частотами f_1 и f_2 , за счет нелинейных свойств среды (рис. 2.1). Учет главных нелинейных членов, пропорциональных производным от квадрата акустического давления $(p')^2$, фактически означает, что в среде появляются волны с новыми частотами, которых не было в спектре первичного излучения.

Частоты вторичных волн легко определить, возводя в квадрат функцию:

$$(p')^2 = p_{01}^2 \sin^2(2\pi f_1 t + \varphi) + p_{02}^2 \sin^2(2\pi f_2 t) + 2p_{01}p_{02} \sin(2\pi f_1 t + \varphi) \sin(2\pi f_2 t),$$

описывающую бигармонический исходный сигнал накачки. Видно, что в среде происходит нелинейный процесс генерации вторых гармоник $2f_1$

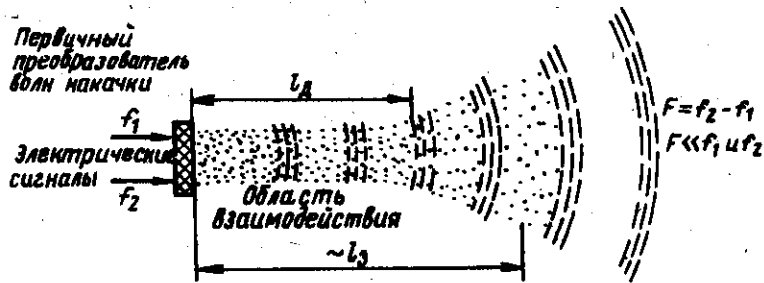


Рис. 2.1. Схема работы ПА

и $2f_2$, а также волн суммарной $f_1 + f_2$ и разностной $f_1 - f_2$ частот. Из-за квадратичной частотной зависимости вязкого поглощения волны с частотами $f_1, f_2, 2f_1, 2f_2, f_1 + f_2$ затухают гораздо раньше, чем волна разностной частоты (ВРЧ). Поэтому за пределами области взаимодействия первичных волн накачки, ограниченной длиной их затухания l_3 , может существовать лишь волна разностной частоты F . Сама же область взаимодействия, в которой распределены нелинейные источники ВРЧ (создаваемые волнами накачки), выполняет роль объемной антенны, излучающей сигнал разностной частоты F .

ПА имеет аналог и в линейной акустике. Это так называемая антенна бегущей волны, представляющая собой ряд расположенных одинаковых антенн, излучающих с определенным фазовым сдвигом по отношению друг к другу. При сдвиге фаз, равном времени пробега акустической волной расстояния между соседними излучателями, максимум энергии излучается антенной вдоль оси. В антеннах бегущей волны диаграмма направленности определяется не поперечными, а продольными размерами антенны, т. е. длиной цепочки из излучателей. В параметрической антенне роль излучателей играет сама среда; ВРЧ генерируется во всей области распространения и взаимодействия волн накачки. В каждой точке указанной области образуются источники ВРЧ (иногда их называют виртуальными), которые движутся, как и волны накачки, со скоростью звука, и происходит естественная фазировка. Поскольку длина эффективной области взаимодействия l_2 , определяющая ширину диаграммы направленности, обычно велика, диаграмма направленности ПА получается узкой (см. рис. 2.1).

Среди других ценных качеств ПА можно отметить практически полное отсутствие боковых лепестков в диаграмме направленности. Ее форма определяется главным образом продольным распределением амплитуд высокочастотных (ВЧ) волн, которые плавно уменьшаются при удалении от преобразователя накачки по экспоненциальному (из-за диссипации) или более сложному (вследствие дифракции и нелинейного затухания) закону.

Разумеется, на форму диаграммы оказывает влияние и поперечное распределение амплитуд ВЧ-волн на преобразователе (краевые эффекты),

однако максимумы бокового излучения сильно подавлены из-за нелинейности процесса генерации ВРЧ.

Изменяя частоты f_1, f_2 электрических сигналов в пределах резонансной кривой преобразователя накачки, можно добиться плавной перестройки частоты F в широких пределах (коэффициент перекрытия достигает 300 и более).

Все эти свойства позволяют практически реализовать параметрические антенны и преобразователи, обладающие широкой полосой рабочих частот, малыми габаритами, постоянной и гладкой характеристикой направленности на различных частотах. Уровни излучения порядка нескольких десятков тысяч ПА и совокупность перечисленных положительных свойств ПА позволяют создавать параметрические гидроакустические приборы активной локации и передачи широкополосной информации, измерительные приемно-излучающие комплексы и др.

К недостаткам ПА обычно относят низкую эффективность преобразования акустической энергии волн накачки в энергию ВРЧ. Коэффициент преобразования энергии не превышает нескольких процентов. Однако энергия ВРЧ концентрируется в очень узком телесном угле, и получаемые уровни звукового давления вполне пригодны для практической работы. Они часто даже выше, чем могли бы быть получены от традиционной линейной антенны с теми же размерами, обладающей той же мощностью и работающей на той же частоте.

На характеристики ПА влияет значительно больше параметров, чем на характеристики обычной антенны, и зависимость от некоторых из них носит сложный функциональный характер. Это обстоятельство затрудняет выбор параметров при создании конкретной излучающей системы с заданными характеристиками. Точная теоретическая модель позволяет значительно сократить время на проведение модельных экспериментов, дает возможность аналитически выяснить зависимость характеристик ПА от каждого из параметров и выбрать оптимальные. Поэтому теоретическому анализу работы ПА уделяется большое внимание. Существует несколько различных моделей, описывающих характеристики ПА для определенных режимов работы и значений параметров. Не будем останавливаться на анализе этих моделей, он дан в монографии [38]. Большинство моделей в той или иной мере сводятся к модели Вестервельта или Берктея или к их синтезу. Модели Вестервельта и Берктея соответствуют двум предельным режимам генерации ВРЧ. В модели Вестервельта предполагается, что взаимодействующие пучки не дифрагируют, т. е. диссипативные эффекты проявляются значительно более эффективно, чем дифракционные. В этом случае диаграмма направленности $D(\theta)$ в основном определяется параметром l_3 [38]

$$D(\theta) \approx [1 + (Kl_3^2 \theta^2 / 4)^2]^{-0.5}$$

Модель Берктея предполагает, что взаимодействуют сильно дифрагирующие пучки. В этом случае параметр l_3 влияет только на амплитудные характеристики, а диаграмма направленности ПА $D(\theta)$ определяется

произведением диаграмм направленности $D_{1,2}(\theta)$ исходных волн накачки:

$$D(\theta) \approx D_1(\theta) D_2(\theta).$$

Рассмотренные модели справедливы лишь для дальней зоны ПА, где закончено формирование характеристик. Различные модели успешно описывают характеристики ПА лишь в определенной области изменения параметров, что затрудняет решение задач оптимизации. Так, для выяснения зависимости какой-нибудь характеристики ПА от определенного параметра приходится переходить от одной модели к другой.

В данной книге излагается общий подход к задаче расчета ПА, основанный на использовании уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова (ХЗК). Хотя в ряде случаев полученные на основе этого уравнения решения более сложны, чем в моделях других авторов, однако для инженеров они более приемлемы, так как имеют меньше ограничений на входящие в решение параметры.

Рассмотрим вкратце уравнение ХЗК и параболическое уравнение и возможности их использования в задачах линейной и нелинейной гидроакустики. Уравнение ХЗК получено при следующих предположениях. Как и при выводе линейного параболического уравнения дифракции, предполагалось, что рассматриваемые звуковые пучки имеют узкую диаграмму направленности, т. е. справедливо соотношение $\tan \theta \approx \theta$, которое выполняется при полуширине пучка менее $10-15^\circ$. При больших ширинах пучка или боковых лепестках пучка, имеющих большое угловое расстояние от оси, использование для расчетов уравнения ХЗК или параболического дает заметное расхождение с реальным поведением пучка. Использование также метода медленно меняющегося профиля для вывода уравнения ХЗК позволило перейти от сложной системы дифференциальных уравнений в частных производных к одному, значительно более простому уравнению. Идея метода, предложенного Р. В. Хохловым [38] и успешно применяемого для широкого круга задач, заключается в предположении, что профиль волны медленно изменяется на расстояниях, пропорциональных длине волны, за счет нелинейных, диссипативных и дифракционных эффектов. Используемые при выводе уравнения ХЗК допущения оказались справедливыми для широкого круга задач гидроакустики, а для ПА - практически всегда. Параметры нелинейных гидролокаторов соответствуют всем допущениям, используемым при выводе уравнения ХЗК.

Рассмотрим схему расчета ПА на основе уравнения ХЗК

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\epsilon}{c_0^3 \rho_0} p \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} \right) = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p. \quad (2.1)$$

При расчетах ПА граничное условие задается в виде суммы двух или нескольких высокочастотных гармоник и исследуется поведение соответственно одной или нескольких разностных гармоник. Решение

уравнения (2.1) в общем виде не представляется возможным из-за отсутствия общих методов решения такого класса нелинейных уравнений в частных производных. Возможно привлечение ЭВМ для непосредственного решения этого уравнения [3], но из-за больших затрат машинного времени такая работа для ПА пока не сделана.

Наиболее простой и часто употребляемый метод аналитического исследования нелинейных уравнений - этот метод возмущений или последовательных приближений. Метод заключается в следующем: если в решение входит какой-нибудь малый параметр, то решение ищут в виде разложения по этому параметру, т. е. представляют в виде суммы решений. Первое слагаемое не содержит малого параметра, второе - пропорционально этому параметру, третье - пропорционально квадрату, четвертое - кубу и т. д. Каждое из слагаемых получается из решения более простого (обычно линейного) уравнения. При решении уравнения ХЗК в задачах гидроакустики часто за малый параметр выбирается число Маха [21, 38]. Кроме того, предполагается, что нелинейные эффекты слабо проявляются по сравнению с диссипативными и дифракционными эффектами, и профили волн не содержат разрывов. В этом случае уравнения первого и второго приближения имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial p^{(1)}}{\partial z} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 p^{(1)}}{\partial \tau^2} \right) = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p^{(1)}; \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial p^{(2)}}{\partial z} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 p^{(2)}}{\partial \tau^2} \right) - \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p^{(2)} = \\ = \frac{\epsilon}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} p^{(1)^2} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Уравнение (2.2) описывает поведение волн накачки. Для отдельной гармоники ω после замены $p = p' \exp(-bz \omega^2 / 2c_0^3 \rho_0)$ оно точно переходит в параболическое уравнение, методы решения которого достаточно подробно исследованы. Уравнение (2.3) описывает поведение волн, амплитуда которых пропорциональна числу Маха в квадрате. Генерация этих волн происходит в самой среде за счет ее нелинейных свойств. К ним относятся волны суммарных, двойных и разностных частот. При исследовании работы ПА обычно рассматривают разностные гармоники, хотя для ряда задач полезно использовать суммарные и двойные. Для бигармонического исходного сигнала накачки в силу линейности уравнений (2.2), (2.3) граничное условие для пучков с аксиальной симметрией удобно записать в комплексном виде

$$p = p_1 + p_2 = A_1(r) \exp(i\omega_1 t) + A_2(r) \exp(i\omega_2 t). \quad (2.4)$$

Общая подробная схема решения уравнений (2.2) и (2.3) приведена в [38]. Приведем окончательное решение уравнения

$$A_{1,2}(r, z) = i \frac{k}{z} \exp(-ikr^2/2z) \int_0^\infty \exp(-ikr'^2/2z) \times \\ \times I_0\left(\frac{k}{z} r r'\right) A_{1,2}(r') r' dr'. \quad (2.5)$$

Нетрудно убедиться непосредственной подстановкой записанного выражения в уравнение (2.2), что (2.5) является решением. Следуя методу последовательных приближений, выделим в правой части уравнения (2.3) только гармоники, соответствующие разностным частотам. В этом случае правую часть уравнения (2.3) запишем в виде

$$\frac{\epsilon}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} p^{(1)2} = - \frac{\epsilon \Omega^2}{2c_0^3 \rho_0} A_1(r, z) A_2^*(r, z) + \text{к. с.} \quad (2.6)$$

Учитывая линейность уравнения (2.3), общее решение следует искать в виде $\bar{P}^2 = P \exp(i\Omega \tau)$.

Для комплексной амплитуды ВРЧ $P(r, z)$ уравнение (2.3) принимает вид

$$\frac{\partial P}{\partial z} + aP - \frac{1}{2ik} \Delta_1 P = i \frac{\epsilon \Omega}{2c_0^3 \rho_0} A_1 A_2^*. \quad (2.7)$$

Общее решение удастся представить, если для волн накачки имеется аналитическое решение в виде двукратного интеграла

$$P = - \frac{\epsilon K^2}{2c_0^3 \rho_0} \int_0^\infty [(\exp(-az')/(z-z'))] dz' \times \int_0^\infty A_1(r', z') \times \\ \times A_2^*(r', z') \exp(-iK r r'^2/2(z-z')) dz'. \quad (2.8)$$

В общем случае выражения A_1 и A_2 запишутся в виде интегралов.

Решение (2.8) является общим. Оно справедливо для произвольного распределения амплитуд и фаз волн накачки на поверхности излучателя. Расчет выражения (2.8) требует большого объема машинного времени и имеет смысл рассматривать либо более простые распределения, либо предельные случаи, которые бы помогли проанализировать закономерности роста и поведение разностных гармоник в различных случаях.

В ряде случаев, например, для расчетов в дальней зоне ПА решение (2.8) удобнее представить в виде

$$P(r, z) = \int_0^\infty I_0(v, r) v dv \int_0^\infty \tilde{A}(v, z') \exp[iv^2(z-z')/2k] dz', \quad (2.9)$$

где $\tilde{A}(uz)$ — преобразованная по Ханкелю правая часть уравнения (2.3)

$$\tilde{A} = (i\epsilon K/2c_0^3 \rho_0) \exp(-az) \int_0^\infty A_1 A_2^* J_2(vz) r dr. \quad (2.10)$$

Использование метода последовательных приближений по числу Маха практически всегда приемлемо для расчета характеристик ПА. Рост интенсивности излучаемого сигнала до уровня, когда нелинейные эффекты играют определяющую роль, ограничен кавитацией или предельной мощностью излучателя. В экспериментальных условиях такие режимы неоднократно исследовались. При расчетах подобных режимов ПА необходимо учитывать нелинейное затухание волн накачки за счет интенсивной перекачки энергии в высокочастотные гармоники. Для анализа уравнения ХЗК в данном случае можно использовать метод усреднения по малому параметру, равному отношению частот Ω/ω , а не числу Маха. В этом случае решение уравнения ХЗК ищут в виде суммы ВЧ- и НЧ-составляющих ($p + P$), и разбивают на два уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial p}{\partial z} - ap \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} \right] = \frac{c_0}{2} \Delta_1 p, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2} \right] - \frac{c_0}{2} \Delta_1 P = \frac{a}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \langle p^2 \rangle. \quad (2.12)$$

Первое нелинейное уравнение описывает распространение волн накачки без учета влияния НЧ-сигнала, поскольку оно незначительно. В этом несложно убедиться на примере плоских волн [38]. Точное решение уравнения (2.11) представляет собой самостоятельную проблему. Существует много способов аналитического [38] и численных методов исследования этого уравнения [3]. Простые решения записывают лишь для одномерных волн [3, 38].

Второе уравнение (2.12) описывает генерацию НЧ-гармоник. В правой части уравнения (2.12) стоит усредненный на интервале $\Omega^{-1} \gg T \gg \omega^{-1}$ квадрат решения для ВЧ-сигнала (так, чтобы $\langle p \rangle = 0$). Функция $\langle p^2 \rangle$ описывает распределение источников НЧ-волны в пространстве. В уравнении (2.12) не учтены нелинейные эффекты, поскольку дифракционные эффекты для НЧ-гармоник будут существенно эффективней. Так как уравнение для НЧ-гармоник линейное, его решение запишем точно так же, как и для уравнения (2.3) с заменой правой части. Проблема заключена лишь в правильной аппроксимации решения p^2 . Более подробно этот вопрос рассмотрен в [3].

§ 2.2. Характеристики ПА с гауссовым поперечным распределением амплитуды

Предположим, что поперечное распределение волн накачки описывается гауссовой функцией $A_1(r, 0) = A_2(r, 0) = \exp(-r^2/a^2)$. Гауссово распределение, как будет показано в дальнейшем, очень удобно для аналитических расчетов. Получаемые в этом случае решения наиболее просты, что позволяет с их помощью исследовать основные характеристики ПА, например диаграмму направленности и осевое распределение. Однако при гауссовом распределении диаграмма направленности остается плавной для волн накачки и ВРЧ, что не позволяет использовать полученные решения для определения уровня боковых лепестков. Как показано в приложении, комплексная амплитуда волны накачки описывается выражением

$$A(z, r) = p(1 - iz/l_d)^{-1} \exp[-z/l_s - r^2/a^2(1 - iz/l_d)]. \quad (2.13)$$

Если решение (2.13) представить в виде $|A| \exp(i\psi)$, то $|A|$ описывает изменение амплитуды, а ψ — фазы сигнала:

$$|A(z, r)| = p(1 + z^2/l_d^2)^{-0.5} \exp[-z/l_s - r^2/a^2(1 + z^2/l_d^2)];$$

$$\psi = \arctg(z/l_d) - r^2 z [a^2 l_d (1 + z^2/l_d^2)]^{-1}.$$

На небольших расстояниях $z < l_d$ амплитуда сигнала изменяется незначительно. При $z \sim l_d$ начинается более сильное изменение амплитуды. При $z \gg l_d$ решение принимает вид $|A| \approx z^{-1} l_d \exp(-k^2 \theta^2 a^4/4)$, т. е. превращается в сферически расходящуюся волну. Поверхность равной фазы на начальном этапе практически плоская, затем искривляется, принимая сферическую форму. Наибольшая кривизна достигается при $z = l_d$. При $z > l_d$ кривизна уменьшается и фазовый фронт становится квазисферическим (рис. 2.2).

Решение (2.13), описывает поведение каждой из гармоник волн накачки. Для бигармонического сигнала решение уравнения

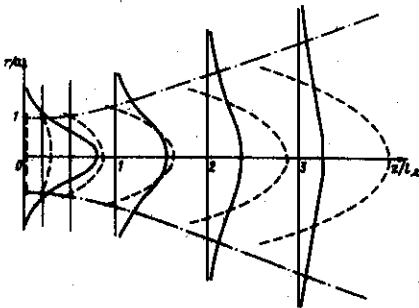


Рис. 2.2. Изменение поперечного распределения амплитуды (сплошные линии) и искажение фазового фронта (пунктирные линии) волн, в процессе распространения.

Штрих-пунктирной линией показано изменение ширины пучка по уровню 0,7

первого приближения записывают в виде суперпозиции двух волн

$$p = p_1 + p_2 = p_{01} \frac{\exp[-z/l_{s1} - r^2/a_1^2(z)] \exp(i\omega_1 r)}{(1 - iz/l_{d1})} + p_{02} \frac{\exp[-z/l_{s2} - r^2/a_2^2(z)] \exp(i\omega_2 r)}{(1 - iz/l_{d2})} + \text{к. с.};$$

$$a_{1,2}^2(z) = a^2 (1 - iz/l_{d1,2}). \quad (2.14)$$

Подставляя (2.14) в правую часть (2.7), выделяя компоненту разностной частоты и делая замену $P = P \exp(-z/l_s)$ для ВРЧ, получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{2iK} \Delta_1 P = \frac{i\epsilon\Omega p_{01} p_{02}}{2c_0^3 \rho_0} \times \exp\left(-\frac{z}{l_s} - \frac{r^2}{a^2} \left[\frac{1}{(1 - iz/l_{d1})^{-1} + (1 + iz/l_{d2})^{-1}} \right]\right) \times \frac{1}{(1 + iz/l_{d1})(1 + iz/l_{d2})} \quad (2.15)$$

где $(l_s^*)^{-1} = l_{s1}^{-1} + l_{s2}^{-1} - L_s^{-1}$. Поскольку обычно для ПА $L_s \gg l_s$, то $(l_s^*)^{-1} \approx l_{s1}^{-1} + l_{s2}^{-1}$.

Общее решение для данного распределения волн накачки удастся записать в виде однократного интеграла

$$P_H = \frac{i}{L_d} \int_0^z \exp\left[\frac{y}{l_s^*} - \frac{2r^2(1 + iyL_d/l_{d1}l_{d2})}{a^2[1 - i(z-y)/L_d + y(2iL_d/l_{d1}l_{d2}) + z/l_{d1}l_{d2}]} \right] \frac{1}{1 - i(z-y)/L_d + y(2iL_d/l_{d1}l_{d2}) + z/l_{d1}l_{d2}} dy. \quad (2.16)$$

Членом $2iL_d/l_{d1}l_{d2}$ при расчетах можно пренебречь; его влияние, по сравнению с другими слагаемыми, незначительно.

Общее решение (2.16) не удастся выразить через известные табулированные функции. В общем случае анализ следует проводить численными методами. Подынтегральная функция является достаточно гладкой и никаких проблем с вычислением интеграла (2.16) с помощью ЭВМ не возникает. Решение (2.16) учитывает практически все эффекты, влияющие на работу ПА: дифракцию и диссипацию волн накачки и ВРЧ.

Проанализируем решение (2.16) и найдем основные закономерности поведения ВРЧ. Общее решение для ряда частных случаев упрощается и может быть выражено через аналитические функции.

Проанализируем сначала поведение ВРЧ в ближней зоне. Эта зона интересна для практических приложений, например для профилирования дна в мелком море, лоцирования рыбы и т. д. В экспериментах, особенно если они проводятся в бассейне, как правило, используется ближняя зона ПА. Под ближней зоной ПА будем понимать расстояние, пропорциональное нескольким длинам дифракции волн накачки. Для получения узких диаграмм направленности в ПА выбираются обычно такие частоты, что $l_3 \gg l_D$. Это позволяет при расчетах в ближней зоне пренебречь затуханием волн накачки. Решение (2.16) можно упростить, перейдя к безразмерным параметрам. Выбор параметров существенно зависит от области, в которой происходит измерение. Для ближней зоны удобнее нормировать на параметр L_D и $l_D (L_D = \Omega l_D / 2\omega)$. Если необходимо выяснить зависимость характеристики ПА от разностной частоты, то удобнее вводить безразмерное расстояние $z_2 = z/l_D$, а если зависимость от частоты накачки ω , то $z_1 = z/L_D$. Без учета затухания в безразмерном виде решение (2.16) принимает вид

$$P_n = i \int_0^{z_1} \frac{\exp \left\{ -2r^2 \bar{a}^2 (1 + iyn) / [1 - iz_1 + y(1 + nz_1)] \right\}}{1 - iz_1 + y(i + nz_1)} dy,$$

$$P_n = P_2 c_0^3 \rho_0 / \epsilon \Omega \rho_{01} \rho_{02} L_D, \quad n = L_D^2 / l_{D1} l_{D2} \approx \Omega^2 / 4\omega_1 \omega_2.$$

Параметр n очень мал, его значение для ПА всегда меньше 10^{-2} .

Проанализируем сначала осевое поведение ВРЧ. Введя в (2.17) $r=0$ и проинтегрировав, получим

$$P_n(z, 0) = (1 - inz_1)^{-1} [\ln(1 + nz_1^2)(1 + z_1^2)^{-1/2} + i \operatorname{arctg} z_1]. \quad (2.18)$$

Анализ решения (2.18) показывает (при $n \ll 1$), что амплитуда ВРЧ на оси сначала монотонно возрастает, достигая максимального значения, а затем начинает убывать. Максимум амплитуд достигается на расстоянии $z_1 = 1/\sqrt{n}$ ($z \approx l_D$) от излучателя и равен

$$P_n = 1/2 (\ln^2 4n + \pi^2) = 1/2 (4 \ln^2 \Omega/\omega + \pi^2)^{1/2}.$$

Обратим внимание, что значение амплитуды возрастает с уменьшением отношения Ω/ω . Довольно распространено мнение, что чем ниже частота накачки (или чем ближе отношение Ω/ω к единице), тем эффективней идет генерация ВРЧ. Это не совсем так. Процесс нелинейной генерации ВРЧ аналогичен процессу детектирования и не зависит от частоты накачки. Он определяется лишь амплитудами этих волн, частотой разностного сигнала и коэффициентом нелинейности среды. Зависимость различных характеристик ПА от частоты накачки является следствием того, что она определяет геометрические размеры области взаимодействия. Для двух различных областей частот накачки с одинаковыми геометрическими размерами области взаимодействия ВРЧ ПА

будут иметь одинаковые характеристики. Изменение частоты накачки изменяет геометрию области взаимодействия; с ростом частоты ω диаграмма направленности сужается, $\theta_{0,7} \sim \omega^{-1}$, и уменьшается длина затухания $l_3 \sim \omega^{-2}$.

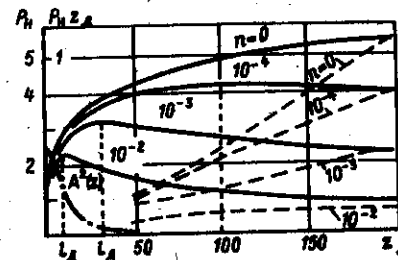
Вернемся к осевому распределению амплитуды ВРЧ. На рис. 2.3 изображены осевые распределения для различных значений l_D или частот накачки. С увеличением ω амплитуда максимума увеличивается и расстояние, на котором достигается максимум, растет, так как $l_D \sim \omega$. При отсутствии дифракции волн накачки, т. е. на расстояниях $z \ll l_D$ наблюдается некоторый рост ВРЧ (модель Вестервельта). Полагая в выражении (2.18) $l_D = \infty$, т. е. $n=0$, получаем решение, описывающее генерацию ВРЧ в недифрагирующих пучках

$$P_n = [0,25 \ln(1 + z_1^2) + \operatorname{arctg}^2 z_1]^{0,5}. \quad (2.19)$$

Дифракционная расходимость пучка накачки существенно влияет на ВРЧ, и рост амплитуды ВРЧ с расстоянием замедляется. При дифракции несущих волн и $z > l_D$ начинается заметное уменьшение амплитуды волн накачки. Означает ли это, что при $z > l_D$ генерация ВРЧ не эффективна? Такое предположение не правомерно. Хотя происходит изменение амплитуды ВРЧ на оси за счет расходимости волн накачки, объем области взаимодействия увеличивается. Имеют место два компенсирующие друг друга процесса: амплитуда генерируемой в каждой точке пространства ВРЧ уменьшается $\sim p_1 p_2 \sim 1/z^2$, но объем пространства увеличивается $\sim z^2$ и, следовательно, общая энергия ВРЧ, генерируемая данным участком, не должна убывать. В этом легко убедиться. На рис. 2.3 представлены пунктиром приведенные значения амплитуды zP_n . Формирование характеристик считается законченным, если приведенная к одному метру амплитуда — величина постоянная, т. е. распространяющаяся волна становится чисто сферической, и подкачка энергии прекращается. Для ВРЧ приведенная амплитуда продолжает увеличиваться на расстояниях $z > l_D$ практически по линейному закону. Заметное снижение темпов роста приведенной амплитуды наблюдается на расстояниях z , значительно больших l_D , а точнее при $z > \omega l_D / \Omega$. Это означает, что подкачка энергии уменьшается и эффективность генерации ВРЧ снижается. В справедливости такого утверждения легко убедиться, если найти изменение интенсивности пучка с расстоянием

Рис. 2.3. Изменение амплитуды разностного сигнала P_n (сплошная линия) и приведенной амплитуды $P_n z$ (штриховая линия) в ближней зоне на оси ПА при наличии дифракции волн накачки.

Штрих-пунктирная линия показывает относительное изменение интенсивности волн накачки для $n=10^{-2}$; пунктирная — положение длины зоны дифракции для соответствующих волн накачки



$$W = \pi/c_0 \rho_0 \int_0^{\infty} P(z, r') P^*(z, r') r' dr'. \quad (2.20)$$

Записанный интеграл после подстановки P (2.17) в подынтегральное выражение и интегрирования по r примет вид

$$W \sim \int_0^z \ln [1 + z(2yn - i)/(2 - iy)] (2yn - i)^{-1} dy. \quad (2.21)$$

Нетрудно убедиться, раскладывая подынтегральную функцию, что $W \sim z^2$ при $z_1 < 1$ ($z < l_d$); при $z \sim l_d$ мощность зависит от z практически по линейному закону и лишь при $z > \omega l_d / \Omega$ зависимость приобретает медленный логарифмический характер. Таким образом, действительно лишь на расстояниях $z > \omega l_d / \Omega$ наблюдается снижение эффективности генерации ВРЧ.

Рассмотрим теперь поперечное распределение ВРЧ в ближней зоне. Решение (2.16) можно выразить через интегральную показательную функцию

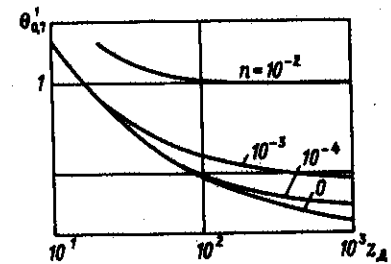
$$P_n = \frac{1}{1 - inz_1} \exp [-2nr^2 a^{-2} (1 - inz_1)^{-1}] \left\{ Ei \left[\frac{2ir^2}{a^2(i + nz_1)(i + rz_1)} \right] - Ei \left[\frac{2ir^2}{a^2(1 - iz_1)(i + nz_1)} \right] \right\}. \quad (2.22)$$

Для всех расстояний форма диаграммы направленности ВРЧ напоминает гауссову функцию. Распределение по r плавное без осцилляций, что вполне естественно, так как диаграмма направленности волн накачки не содержит боковых лепестков. Для анализа в приосевой области, например, нахождения ширины диаграммы направленности по уровню 0,7, можно воспользоваться известным соотношением

$$Ei(x_1) - Ei(x_2) = \ln(x_1/x_2) + \sum_{n=1}^{\infty} (n - n!)^{-1} (x_1^n - x_2^n). \quad (2.23)$$

На рис. 2.4. показано влияние дифракции волн накачки на ширину диаграммы направленности ПА по уровню 0,7. При отсутствии дифракции она монотонно сужается, стремясь к нулевому значению, при наличии — монотонно убывает с расстоянием, стремясь к постоянному значению, определенному произведением диаграмм направленности исходных волн $\theta_{0,7} = 2\sqrt{-\ln 0,7}/ak = 0,84/ak$. Таким образом, чем больше l_d , т. е. частота накачки, тем более узкую диаграмму направленности удастся получить. Влияние дифракции начинается с расстояний $z \approx l_d$ и приводит к более медленному сужению диаграммы направленности, чем в модели Вестервельта ($n = 0$) (см. рис. 2.3). Формирование диаграммы

Рис. 2.4. Изменение угловой ширины пучка ВРЧ по уровню 0,7 (-3 дБ) с расстоянием при различной расходимости исходных волн накачки $\theta_{0,7} = 4,2 \cdot 10^{-2} a/l_d$



направленности заканчивается (ее ширина становится постоянной) на значительно больших расстояниях $\sim \omega l_d / \Omega$. Следовательно, при отсутствии затухания волн накачки зоной формирования характеристик ПА можно считать расстояние $\omega l_d / \Omega$.

При расчетах характеристик ПА на расстояниях, пропорциональных l_d и в дальней зоне, необходимо учитывать диссипативные эффекты, которые приводят к затуханию волн накачки. Если дифракционное уменьшение амплитуды волн накачки компенсировалось увеличением объема взаимодействия, то для диссипативных эффектов компенсации нет, и их влияние будет более заметным. Рассмотрим влияние диссипации на примере модели Вестервельта для ПА с недифрагирующими пучками накачки. Полагая в (2.17) $l_{d1} = l_{d2} = \infty$, имеем

$$P = i\epsilon K p_{01} p_{02} (2c_0^2 \rho_0)^{-1} \int_0^z \exp \left\{ (-y/l_d^+) - r^2 a^{-2} \times \right. \\ \left. \times [1 - i(z - y)L_d^{-1}]^{-1} \right\} [1 - i(z - y)L_d^{-1}]^{-1} dy. \quad (2.24)$$

На оси ПА решение (2.24) удается выразить аналитически через интегральную показательную функцию

$$P(z) = \exp(-z_3) |Ei(z_3 + id) - Ei(id)|. \quad (2.25)$$

Качественное поведение ВРЧ на оси такое же, как и при наличии дифракции волн накачки. Сначала амплитуда ВРЧ растет до максимального значения, а затем убывает. Максимум достигается на расстояниях, пропорциональных l_d^+ . На рис. 2.5 представлено графическое изображение решения (2.25). Кривые построены для различных отношений l_d^+ . Сходство в подведении ВРЧ на оси при дифракции волн накачки и влиянии диссипации чисто внешнее. Закон спада амплитуды будет в диссипативной среде другой. В этом легко убедиться, если рассмотреть поведение приведенной к одному метру амплитуды ВРЧ: при диссипации она не растет монотонно, как при наличии дифракции, а достигнув максимального значения при значениях $z \sim l_d^+$, монотонно убывает к некоторому постоянному значению, которое нетрудно найти, перейдя в (2.24) к пределу $z \rightarrow \infty$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} Pz = \epsilon K^2 a^2 p_{01} p_{02} l_3 / 8 c_0^2 p_0 \quad (2.26)$$

Поведение амплитуды представлено на рис. 2.6. Диаграмма направленности ПА при наличии затухания волн накачки сначала монотонно сужается до минимума на том же расстоянии, где приведенная амплитуда достигает максимума, а затем монотонно расширяется, приближаясь к постоянному значению, определяемому волновым числом разностной частоты и длиной затухания l_3^* (см. рис. 2.6).

Рассмотрим теперь общую модель ПА, учитывающую дифракцию всех волн и затухание волн накачки. Запишем решение (2.16) в более удобном для анализа виде, вводя безразмерные параметры

$$z_3 = z/l_3^*; \quad B = L_d l_3^* / l_{d1} l_{d2}; \quad r_W^2 = r^2 K / 2 l_3^*; \quad d = L_d / l_3^*;$$

$$P_3(z_3, r_W) = \int_0^{z_3} \frac{\exp \left[-y - \frac{r_W^2 (1 + iBy)}{d + i(y - z_3) + z_3 y B} \right]}{d + i(y - z_3) + y z_3 B} dy = \quad (2.27)$$

$$= \int_0^{z_3} \Phi_3(r_W z) dz.$$

Прежде чем приступить к анализу полученного решения, остановимся кратко на вопросе о выборе безразмерных параметров. В общем случае характеристики ПА определяются тремя независимыми параметрами Ω , ω , a (при больших интенсивностях добавляется четвертый параметр p_0). Различные комбинации этих величин входят в окончательное

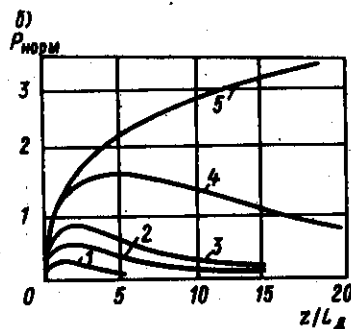
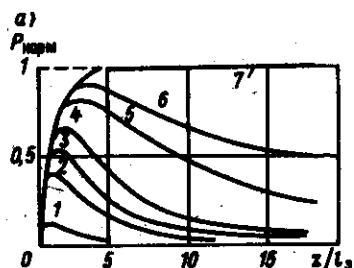


Рис. 2.5. Зависимость нормированной амплитуды ВРЧ на оси: а - кривым 1-7 соответствуют значения $2L_d/l_3 = 0,1; 0,5; 1; 2; 5; 10; \infty$ ($l_3 = \text{const}$). Амплитуда нормирована на величину $\epsilon K l_3 P_{01} P_{02} / 4 c_0^2 p_0$; б - кривые 1-5 построены для $2L_d/l_3 = 2; 1; 0,5; 0,1; 0$ ($l_d = \text{const}$). Амплитуда нормирована на $\epsilon K L_d P_{01} P_{02} / 2 c_0^2 p_0$

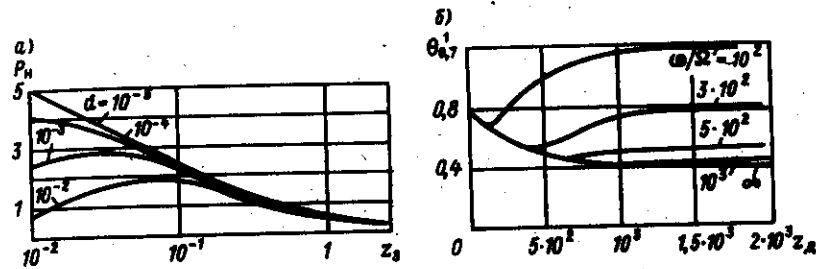


Рис. 2.6. Зависимость амплитуды (а) и ширины диаграммы (б) направленности от частоты разностного сигнала ($d = L_d/l_3$)

решение (свойства среды считаем заданными). Выбор удобного параметра заключается в нахождении такой комбинации, которая в наибольшей степени определяет основные характеристики ВРЧ и облегчает расчет ПА. Выбор параметров d и B удобен для расчетов, так как с расстояния $z \gg l_{d3} \gg \sqrt{d/B}$ параметр d не влияет на значение интеграла и его можно принять равным нулю. Зависимость интеграла только от одного параметра B значительно упрощает анализ выражения (2.27) при построении номограмм или выборе оптимальных параметров системы.

Для описания диаграммы направленности радиус r_W^2 следует заменять величиной $(\theta W)^2 z_3^2$, где $(\theta W)^2 \leq \theta^2 K l_3^2 / 2$ соответствует расстоянности ВРЧ в дальней зоне при расчетах по модели Вестервельта. Укажем также, что для приведенного расстояния z_3 длины дифракции ВРЧ и волн накачки будут равны $L_d/l_3^* = d$, $l_{d1}/l_3^* = \sqrt{d/B}$.

Интеграл (2.27) не удается выразить в виде аналитических функций, поэтому в общем случае его следует исследовать с помощью численных методов расчета. Однако на оси ($\theta W = 0$) подынтегральная функция значительно упрощается, и решение (2.27) удается выразить через аналитические функции

$$P_n(z_3, 0) = i(i + Bz_3)^{-1} \exp \frac{d - iz_3}{i + Bz_3} \left[Ei \left(\frac{Bz_3 + d}{i + Bz_3} \right) - Ei \left(\frac{d - iz_3}{i + Bz_3} \right) \right] \quad (2.28)$$

Амплитуда ВРЧ в среде с диссипацией ведет себя так же, как и при наличии дифракции, т. е. сначала возрастает с ростом z_3 , достигает максимального значения и затем начинает убывать. Однако положение и величина максимума амплитуды, а также закон убывания ее существенно зависят от соотношения входящих в решение параметров d и B .

Если $l_3 \gg l_{d1}$, а именно такой режим характерен для ПА (это соотношение нарушается обычно лишь в модельных экспериментах), то максимум

амплитуды при $z \sim l_d$, а затем амплитуда начинает уменьшаться. Несмотря на уменьшение амплитуды, подкачка энергии в звуковой пучок ВРЧ продолжается. Эффективность подкачки уменьшается либо из-за диссипации волн накачки (т. е. на расстоянии $\sim l_3$, если $l_3 < \omega l_d / \Omega$), либо из-за дифракционных эффектов (при $z > \omega l_d / \Omega$, если $l_3 > \omega l_d / \Omega$; $B > 1$). Однако при $B < 1$, хотя подкачка энергии и прекращается на расстояниях, пропорциональных l_3 ($z_3 \sim 1$), формирование характеристик продолжается из-за влияния дифракционных эффектов. Приведенная амплитуда и диаграмма направленности становятся постоянными лишь на расстояниях, пропорциональных $z_3 \sim B^{-1}$ (т. е. $z \sim \omega l_d / \Omega$). Очевидно, что расстояние $\omega l_d / \Omega$ для ПА имеет такое же значение, как длина прожекторной зоны для обычных антенн. На рис. 2.7 представлены характеристики осевого поведения амплитуды для различных значений B . При расчетах бралось $d = 0$, поэтому графики справедливы при $z \geq l_d$, $z_3 > \sqrt{d/B}$. На этом же рисунке представлены результаты численного расчета диаграммы направленности $\theta_{0,7}^W$ по уровню 0,7. При значениях параметра $B < 1$ диаграмма направленности сначала сужается на расстояниях $z < l(z < l_3)$. При значениях $z_3 \approx 1$ ($z \approx l_3$) она минимальна, а затем начинает расширяться, стремясь к постоянному значению $\theta^W = 1$. Формирование диаграммы направленности, как и амплитуды, заканчивается на расстояниях $Bz_3 > 1$ ($z > \omega l_d / \Omega$).

При значениях параметра B , больших единицы, диаграмма направленности практически не имеет минимума, а монотонно убывает к постоянному значению, зависящему от B . Чем больше B , тем шире диаграмма направленности θ^W . Изменение диаграммы направленности с расстоянием лишний раз подтверждает, что расстояние $z < \omega l_d / \Omega$ можно считать ближней зоной ПА. Формирование диаграммы направленности заканчивается на этом расстоянии. Диссипация волн накачки влияет на характер поведения ВРЧ несколько differently для $B < 1$ ($l_3 < \omega l_d / \Omega$) и $B > 1$ ($l_3 > \omega l_d / \Omega$).

Значения параметра $B \ll 1$ и $B \gg 1$ относятся к двум предельным случаям, когда основное влияние на диаграмму направленности оказывает длина области затухания (модель Вестервельта) и дифракционные эффекты (модель Берктея) [38].

Таким образом, всю область взаимодействия (см. рис. 2.1) можно разбить на ряд характерных областей, где дифракционные эффекты

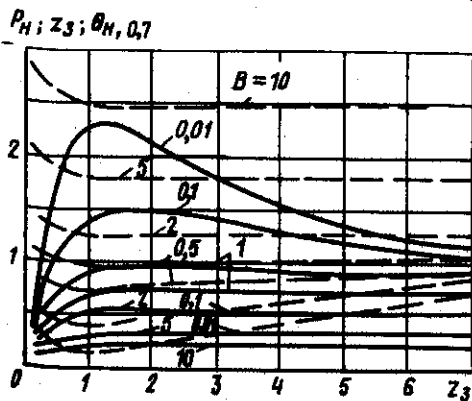


Рис. 2.7. Номограмма для расчета приведенной амплитуды звукового давления на оси ПА (сплошная линия) и ширины диаграммы направленности по уровню 0,7 (пунктирная линия) при $z > L_d$

оказывают различное влияние на взаимодействующие волны. При $z < L_d$ (область I) все волны можно считать плоскими и не учитывать дифракционные эффекты. В области II $L_d < z < l_d$ дифракционные эффекты необходимо учитывать лишь для ВРЧ, а волны накачки близки к плоским (прожекторная зона). При $l_d < z < \omega l_d / \Omega$ (область III) дифракционные эффекты необходимо учитывать для ВРЧ, а взаимодействующие волны можно считать сферически расходящимися. И лишь при $z > \omega l_d / \Omega$ (область IV) все волны становятся сферическими и можно не учитывать влияние дифракционных эффектов. Нетрудно убедиться, что лишь начиная с расстояний $z > \omega l_d / \Omega$ поведение ВРЧ будет описываться законами, характерными для сферического взаимодействия волн. ПА можно представить как набор источников, расположенных вдоль оси z . Фазовый фронт этих источников плоский лишь при $z < l_d$, затем искривляется и становится сферическим, как и фронт волн накачки. Волну, распространяющуюся от излучателя со сферическим фронтом, можно считать сферической, т. е. она не испытывает дополнительного углового расхождения за счет дифракции, если радиус кривизны R_0 больше эффективной длины дифракции. Если учесть, что для ВРЧ при $z > l_d(z) / R_0 z$, а эффективный радиус $a^2(z) \sim a^2 z^2 / l_d^2$, т. е. $L_d \approx a^2 K z^2 / 2 l_d^2$, то неравенство $R_0 > l_d(z)$ справедливо начиная с расстояний $z > \omega l_d / \Omega$. С этих расстояний все три волны можно считать сферическими. В каждой из этих областей поведение ВРЧ имеет характерную особенность. Если пренебречь затуханием, то в первой области ($z < l_d$) амплитуда ВРЧ растет практически по линейному закону, во второй — продолжает расти, но за счет дифракции ВРЧ рост замедляется и носит логарифмический характер, в третьей — амплитуда ВРЧ на оси начинает убывать за счет дифракционного расхождения волн накачки, однако общая энергия пучка, как и во второй зоне, продолжает расти практически по линейному закону. В последней зоне амплитуда ВРЧ изменяется практически по сферическому закону, эффективность взаимодействия уменьшается и энергия пучка увеличивается по логарифмическому закону. При наличии диссипации подкачка энергии в пучок прекращается с расстояний $\sim l_3$, и ВРЧ принимает сферический закон изменения значительно быстрее.

Для расчетов диаграммы направленности по уровню 0,7 можно применять приближенные методы, упрощающие расчеты. Например, для описания диаграммы направленности вблизи оси ПА можно использовать разложение экспоненциальной функции по малому параметру θ^W или R_W . Для приосевой области решение имеет вид

$$P_n = P_n(z, 0) - i(\theta^W)^2 \int_0^{z_3} \frac{z_3^2 (1 + iBy) \exp(-y)}{(d + i(y - z_3) + Byz_3)^2} dy - \frac{i}{2} (\theta^W)^4 \int_0^{z_3} \frac{z_3^4 (1 + iBy)^2 \exp(-y)}{(d + i(y - z_3) + Byz_3)^3} dy + \dots \quad (2.29)$$

Интегралы, являющиеся коэффициентами членов разложения $(\theta W)^2$ и $(\theta W)^4$, можно выразить через аналитические функции, что значительно упрощает расчет диаграммы направленности. Для нахождения ее ширины по уровню 0,7 необходимо вначале выделить решение в виде

$$P_H = P + iP' - (\theta W)^2(I_1 + iI_1') + [(\theta W)^4]^2(I_2 + iI_2') + \dots$$

Тогда угловая ширина $\theta_{0,7}^W$ по уровню 0,7 находится с помощью приближенного выражения

$$(\theta_{0,7}^W)^2 = \frac{PI_1 + P'I_1' - \sqrt{(PI_1 + P'I_1')^2 - 0,5(P'^2 + P^2)(I_1^2 + I_1'^2 - 2PI_2 - 2P'I_2')}}{I_1^2 + (I_1')^2 - 2PI_2 - 2P'I_2'} \quad (2.30)$$

Повышение точности при учете дальнейших членов разложения приводит к резкому увеличению объема расчетов.

Другой способ оценки диаграммы направленности основан на предположении, что поперечный профиль сигнала имеет гауссову форму. Это предположение оправдано для расчетов характеристик в ближней зоне и значений $B \geq 1$. Некоторые отличия наблюдаются только в дальней зоне для очень малых значений параметра B . В соответствии с нашим предположением интенсивность ВРЧ определяется выражением

$$I(z, r) = P_H^2(z, 0) \exp[-2r^2 W / a_W^2(z_3)],$$

где $P_H(z_3, 0)$ – осевое значение амплитуды, вычисляемое из выражения (2.28). Для гауссова профиля волны мощность ВРЧ, содержащаяся во всем телесном угле, равна $W(z) = \pi a_W^2(z) P_H^2(z, 0) / 2$. С другой стороны, мощность ВРЧ можно найти из общего решения (2.21). Приравнявая эти величины, найдем приближенное значение радиуса $a_W^2(z_3) = 2W / P_H^2(z_3, 0)$, где

$$W = \left| \int_0^{z_3} dy' \int_0^{z_3} \frac{\exp(-y' - y'')}{2d + i(d+1)(y' - y'') + 2By'y''} dy'' \right|.$$

Ширина диаграммы направленности по уровню 0,7 в этом случае находится из соотношения

$$\theta_{0,7}^W = 0,84 W^{0,5} / z_3 P_H(z_3, 0). \quad (2.31)$$

Полученное для $\theta_{0,7}^W$ значение описывает ширину диаграммы направленности во всем диапазоне варьирования параметров B и d . Если предположить, что поперечное распределение ВРЧ описывается выражением, справедливым для модели Вестервельта, т. е. $D(r) = [1 + r_W^2 / a_W^2(z_3)]^{-1/2}$,

то в выражении (2.31) незначительно изменится только численный коэффициент, который будет равен 0,8.

Рассмотрим теперь характеристики ПА в дальней зоне на расстояниях $z_3 \geq 1$. Поведение характеристик в этой области имеет большое практическое значение. Ранее мы выяснили, что формирование характеристик ПА практически заканчивается на расстояниях $z_3 B \geq 1$ ($z > \omega l_W / \Omega$). Полагая в выражении (2.27) $z_3 \gg 1$, можно несколько упростить подынтегральную функцию

$$P_H(z, \theta^W) = iz_3^{-1} \exp[-i(\theta^W z_3)] \int_0^\infty (1 + iBy)^{-1} \times \exp[-y - \theta^W(d + iy)(1 + iBy)^{-1}] dy. \quad (2.32)$$

Поскольку параметр d практически всегда значительно меньше единицы, им можно пренебречь. Основное влияние на поведение характеристики ВРЧ в этой области оказывает параметр B . Рассмотрим вначале характер поведения амплитуды ВРЧ для предельных значений параметра B . При $B \ll 1$ имеем

$$\left. \begin{aligned} |P_H(z_3, \theta^W)| &= (z_3)^{-1} \exp[-(\theta^W)^2 d] [1 + (\theta^W)^4]^{-1/2}; \\ |P_H(z, \theta)| &= (l_3/z) \exp[-0,5(\theta Ka/2)^2] [1 + (\theta^2 Kl_3/2)^2]^{-1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.33)$$

Нетрудно убедиться, что полученное выражение точно соответствует решению Вестервельта [38]:

При $B \gg 1$ амплитуда ВРЧ описывается следующим выражением:

$$\left. \begin{aligned} |P_H(z_3, \theta^W)| &= (1/Bz_3) \exp[-(\theta^W)^2/B] (\ln^2 B + \pi^2/4)^{1/2}; \\ |P_H(z, \theta)| &= (l_{d1} l_{d2} / L_d z) \exp[-2\theta^2 l_{d1} l_{d2} / a^2] (\ln^2 L_d l_{d1} / l_{d1} l_{d2} + \pi^2/4)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

Полученный результат соответствует модели, рассмотренной Берктем [38], когда взаимодействующие волны предполагались сферически расходящимися и недифрагирующими. Диаграмма направленности ВРЧ не зависит от l_3 и определяется произведением диаграмм направленности исходных волн, а зависимость амплитуды от l_3 очень слабая.

В общем виде интеграл (2.32) не удается выразить через аналитические функции. Точно вычисляется только осевое значение амплитуды ($\theta = 0$):

$$|P_H(z_3, 0)| = (z_3 B)^{-1} Ei(-i/B)$$

Зависимость осевого значения ВРЧ от параметра B , приведенная к единице длины, изображена на рис. 2.8 (кривая 1). С увеличением B значение приведенной амплитуды убывает.

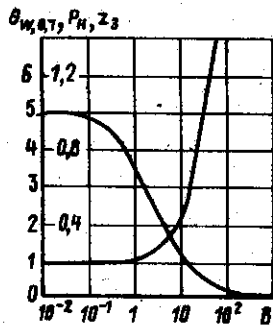
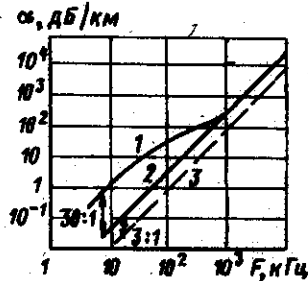


Рис. 2.8. Номограмма для расчета приведенной амплитуды звукового давления на оси (кривая 1) и ширины диаграммы направленности по уровню 0,7 (кривая 2) в дальней зоне ПА

Рис. 2.9. Коэффициент поглощения звука в морской (кривая 1), дистиллированной (2) воде

Пунктир — теоретическое значение, учитывающее сдвиговую вязкость (кривая 3)



Анализ угловых характеристик ПА в дальней зоне проведен численными методами. На рис. 2.8 кривая 2 показывает зависимость ширины диаграммы направленности по уровню 0,7 от величины параметра B . Для значений $B < 1$ ширина диаграммы направленности практически не изменяется и остается равной единице, т. е. находится из модели Вестервельта. Для $B > 1$ диаграмма направленности начинает довольно резко расширяться и при достаточно больших B определяется приближенно выражением $\theta_{0,7}^W \approx 0,6\sqrt{B}$.

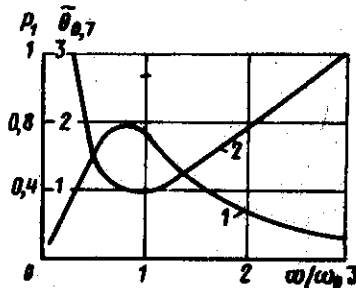


Рис. 2.10. Зависимость приведенной амплитуды ВРЧ (кривая 1) и ширины диаграммы направленности по уровню 0,7 в дальней зоне излучателя от частоты накачки $\omega_0 = c_0(\Omega\rho_0/ba^2)^{1/4}$

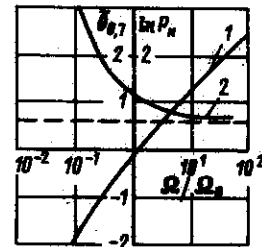


Рис. 2.11. Зависимость приведенной амплитуды ВРЧ (кривая 1) и ширины диаграммы направленности ПА по уровню 0,7 в дальней зоне излучателя от частоты разностного сигнала

$$P_n = 8P_{z0}c_0^2/\epsilon P_{01}P_{02}a^6b\omega^6; \tau_{0,7} = \theta_{0,7}a^2\omega^2/2c_0^2; \Omega_0 = ba^2\omega^4/c_0^2$$

Учитывая зависимость характеристик ПА от параметра B , можно найти зависимость характеристик ПА в дальней зоне от независимых параметров системы, т. е. от a, Ω и ω . Для этих переменных параметр B равен $\Omega c_0^4 \rho_0 / b \omega^4 a^2$. При получении данного соотношения предполагалось, что $l_3 = c_0^3 \rho_0 / b \omega^2$. Однако в реальных средах величина l_3 , особенно в диапазоне частот меньших 10^5 Гц, будет в 10–30 раз больше, чем это следует из рассматриваемой теоретической модели. Ясно, что такое уменьшение l_3 , т. е. длины области взаимодействия, существенно повлияет на характеристики ПА. Поэтому в практических расчетах величину l_3 следует искать по эмпирической формуле Шулкина–Марша [53], графическое изображение которой представлено на рис. 2.9.

Найдем вначале зависимость характеристик ПА от частоты накачки, предполагая что разностная частота и радиус излучателя постоянны. Для этого выразим частоту ω через параметр B и другие параметры системы

$$\omega = c_0(\Omega\rho_0(bBa^2))^{1/4} = \omega_0 B^{-1/4}; \omega_0 = c_0(\Omega\rho_0(ba^2))^{1/4}. \quad (2.35)$$

Заменяя ω в выражении (2.32) в соответствии с полученными соотношениями, имеем

$$P = (\epsilon\Omega^{3/2}a^3\rho_{01}\rho_{02}/8c_0^3\rho_0^{1/2}b^{1/2}z)\sqrt{B}Ei(-i/B); \quad B = (\omega_0/\omega)^4. \quad (2.36)$$

Зная зависимость функции Ei от параметра B (см. рис. 2.8), найдем зависимость амплитуды ВРЧ от частоты в дальней зоне. Полученная зависимость изображена на рис. 2.10 (кривая 1). Видно, что амплитуда ВРЧ существенно зависит от частоты накачки и имеет максимум при $\omega = 0,8\omega_0$ ($B \approx 2,5$). Понижение эффективности в области более низких частот объясняется усилением дифракционных, а в области более высоких частот — диссипативных эффектов. Столь же заметно сказывается изменение частоты накачки и на ширине диаграммы направленности. Она имеет характерный минимум при $\omega \approx \omega_0$ ($B = 1$). Расширение диаграммы направленности для больших и меньших значений частоты объясняется теми же причинами, что и понижение амплитуды. Такое поведение амплитудных и угловых характеристик ПА позволяет говорить о существовании оптимальной частоты накачки $\omega \approx \omega_0$, при которой ширина его диаграммы направленности будет минимальной, а амплитуда максимальной

$$P_{\max} = 0,8\epsilon\Omega^{3/2}a^3\rho_{01}\rho_{02}/8c_0^3\rho_0^{1/2}b^{1/2}z; \quad \Delta\theta_{\min}^{0,7} = 2\sqrt{2}(b/\Omega a^2\rho_0)^{1/4}. \quad (2.37)$$

Если изменение разностной частоты или радиуса излучателя сопровождать изменением частоты накачки, выбирая ее оптимальной, то амплитуда ВРЧ будет зависеть от частоты по закону $\Omega^{3/2}$, а от радиуса a^3 ; ширина диаграммы направленности соответственно $\sim \Omega^{-1/4}, a^{-1/2}$.

Аналогичным образом находятся зависимости характеристик ПА от частоты разностного сигнала, если частота накачки и радиус остаются

постоянными. Учитывая, что $B = c_0^2 \Omega \rho_0 / ba^2 \omega^4 = \Omega / \Omega_0$, $\Omega_0 = ba^2 \omega^4 / c_0^2 \rho_0$, для амплитуды ВРЧ можно записать

$$P = (\epsilon \rho_0 \rho_0 a^6 b \omega^6 / 8c_0^2 \rho_0 z) B^2 |Ei(-i/B)|. \quad (2.38)$$

На рис. 2.11 показан характер поведения приведенной амплитуды на оси и угловой расходимости в зависимости от Ω . С увеличением Ω амплитуда ВРЧ монотонно растет (кривая 1). Однако характер зависимости будет различен для малых и больших значений Ω / Ω_0 . В первом случае ($\Omega / \Omega_0 \ll 1$) амплитуда сигнала растет пропорционально квадрату частоты, а во втором ($\Omega / \Omega_0 \gg 1$) – зависимость практически линейна. Диаграмма направленности с ростом Ω монотонно сужается к постоянному значению, определяемому произведением диаграмм направленности исходных волн накачки. Аналогичным образом рассчитывается зависимость характеристик ПА от радиуса излучателя.

Рассмотренную схему анализа и выбора оптимальных параметров ПА можно использовать не только для дальней зоны. В этом случае достаточно с помощью номограмм или расчетов найти характер зависимости амплитуды $P_H(z_0)$ и $\theta_{0,7}^W(z_0)$ от параметра B (если $z \gg l_D$) или от двух параметров, B и d . Последующий анализ характеристик проводится так же, как и для дальней зоны.

Примеры расчета характеристик ПА. При оценке уровней излучения ПА иногда возникают трудности с выбором входящих в решение параметров.

Параметр l_3 , характеризующий затухание волн, следует рассчитывать по эмпирической формуле Шулкина–Марша [53]. Приведенная ранее формула $l_3 = 1/\alpha = b\omega^2/2c_0^2 \rho$ (где α – коэффициент поглощения за счет вязкости и теплопроводности) не учитывает целого ряда эффектов, влияющих на затухание акустических волн в реальных средах и связанных с наличием в воде растворов солей, неоднородностей и т. д. Указанные эффекты особенно в НЧ части спектра увеличивают затухание в 10–30 раз. Строгий учет этих эффектов приводит к сложной системе уравнений, которую трудно решить. Однако, как показывают оценки, такие эффекты практически не сказываются на процессе распространения и взаимодействия волн, а заметно влияют лишь на их затухание.

Зачастую трудно определить точное значение амплитуд накачки непосредственно на поверхности излучателя, из-за чего сложно сравнить их экспериментальные и теоретические результаты. Обычно известно звуковое давление, приведенное к одному метру, либо измеренное на некотором расстоянии. Иногда задана излучаемая мощность. Для гауссова пучка и пучков с равномерной амплитудой связь между звуковым давлением на излучателе p_0 и приведенным к одному метру $p_{0,z}$ имеет простой вид $p_0 = p_{0,z} l_D$. Если измерение амплитуд звукового давления производилось на расстояниях, сравнимых с l_D , то значение p_0 находится из выражения, описывающего поведение волны накачки с расстоянием $p_0 = p \sqrt{1 + z^2/l_D^2}$.

Для пучка с гауссовым поперечным профилем излучаемая мощность равна

$$W = \pi p_0^2 (c_0 \rho_0)^{-1} \int_0^\infty \exp(-2r^2/a^2) r dr = \pi p_0^2 a^2 / 4c_0 \rho_0$$

Учитывая записанное выражение, для амплитуды звукового давления ВРЧ получим соотношение

$$P = 2p_0 \epsilon \pi F^2 a^2 P_H / 4c_0^2 \rho_0 \approx 7WF^2 10^{-10} P_H \text{ Па},$$

где F – измеряется в килогерцах, W – в ваттах.

В записанной формуле наиболее наглядно проявляется линейная зависимость амплитуды ВРЧ от излучаемой мощности. Следует помнить, что записанное выше выражение для мощности W справедливо лишь для волн с гауссовым профилем. Для крупного излучателя с равномерной амплитудой $W = \pi r_0^2 a^2 / 2c_0 \rho_0$, т. е. в два раза больше, чем для гауссова сигнала.

Нелинейный параметр ϵ величина практически постоянная. Для морской воды при солености 35‰ в диапазоне температур 20–30 °С он примерно равен $3,6 + 4$. Скорость звука c_0 зависит от температуры, солености и давления. Однако в расчетах ПА ввиду незначительного изменения этого параметра скорость звука можно считать постоянной и равной $1,5 \cdot 10^3$ м/с.

Приведем пример расчета характеристик ПА. Пусть необходимо найти звуковое давление на оси ПА и ширину диаграммы направленности ВРЧ $\theta_{0,7}$ по уровню 0,7 на частоте $F = 15$ кГц при частоте накачки ВРЧ $f_0 = 400$ кГц, радиусе излучателя $a = 0,2$ м и мощности $W = 2$ кВт.

1. Необходимо убедиться, что при данной мощности излучения не будут наблюдаться кавитационные эффекты и возникающие на преобразователе накачки амплитуды звукового давления меньше пороговых. Для данного режима работы $p_0 = 3,1 \cdot 10^5$ Па, что значительно ниже порога кавитации на частоте накачки $f_0 = 4 \cdot 10^5$ Гц. С 1 см² поверхности максимальная излучаемая мощность равна 2,3 Вт/см² для гауссова распределения (1,6 Вт/см² для равномерного распределения). Полученные уровни вполне допустимы при работе пьезокерамических излучателей.

2. Найдем амплитуду ВРЧ по формуле

$$P = 7WF^2 10^{-9} P_H = 7 \cdot 210^3 \cdot 2,25 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-9} P_H = 3,15 \cdot 10^3 P_H \text{ Па}.$$

3. Вычислим значение параметров, входящих в решение. В соответствии с формулой Шулкина–Марша $l_3 = 178$ м, $l_D = S/c_0 = 33,5$ м, $L_D = SF/2c_0 = 0,63$ м. В этом случае $B = l_3 L_D / l_D^2 \approx 0,1$, $d = 3,5 \cdot 10^{-3}$.

4. Пусть необходимо определить звуковое давление и ширину диаграммы направленности на расстоянии 500 м в дальней зоне. Для нахождения значений $\theta_{0,7}^W$ и P следует либо рассчитать интеграл (2.27), либо воспользоваться номограммами. Поскольку в данном случае $z \gg l_D$ параметр d можно не учитывать. Для записанных значений параметров $P_H = 1,4/2,85 \approx 0,5 \theta_{0,7}^W \approx 0,5$. Таким образом, уровень звукового давления на расстоянии 500 м равен

$$P \approx 1,6 \cdot 10^3 \text{ Па}.$$

Соответственно полуширину диаграммы направленности по уровню 0,7 найдем из соотношения $(\theta^W)^2 = 0,5 Kl_3 \theta^2$

$$\theta_{0,7}^W = \theta_{0,7}^W \sqrt{2} (Kl_3)^{-0,5} \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ рад} \approx 0,38^\circ.$$

При такой диаграмме направленности на расстоянии 500 м засвечивается пятно с радиусом 3,5 м. Если бы исходный излучатель работал непосредственно на частоте 15 кГц с той же мощностью на расстоянии в 500 м, его амплитуда на оси была бы 410² Па, а диаграмма направленности в 26 раз шире и равнялась бы 10°.

В дальней зоне для $B = 0,1$ величина $P_{H,z} = 1$, следовательно приведенное к 1 м значение амплитуды ВРЧ равно

$$P = 3,15 \cdot 10^3 \text{ Па} = 5,6 \cdot 10^5 \text{ Па} \cdot \text{м}.$$

Для дальней зоны диаграмма направленности ПА несколько расширяется и равна $\theta_{0,7} = 0,7^\circ$. Для линейной антенны эти характеристики были бы равны $P = 2 \cdot 10^5 \text{ Па} \cdot \text{м}$, $\theta_{0,7} \approx 10^\circ$. С расстояний, больших $z = 1,5 \text{ км}$, уровни звукового давления ВРЧ превышают уровни звукового давления волны накачки.

§ 2.3. Секторные диаграммы направленности ПА

В практике активной локации иногда возникает необходимость формирования секторных диаграмм направленности при небольших габаритах исходных антенн и малом уровне боковых лепестков. Особенно часто такая задача стоит при размещении гидроакустических антенн на малых судах, подводных буксируемых аппаратах и др. Модульные мозаичные конструкции преобразователей накачки (см. гл. 8) позволяют формировать безлепестковые широкополосные ПА с практически любой формой диаграммы направленности. Например, для создания секторной диаграммы направленности конструктивно удобно выполнять антенну накачки в виде ломаной полосы, аппроксимирующей часть сферы. Внешний вид одной из реализованных

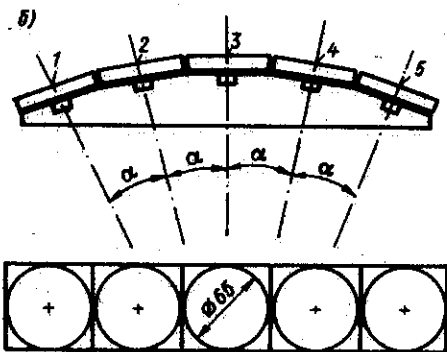
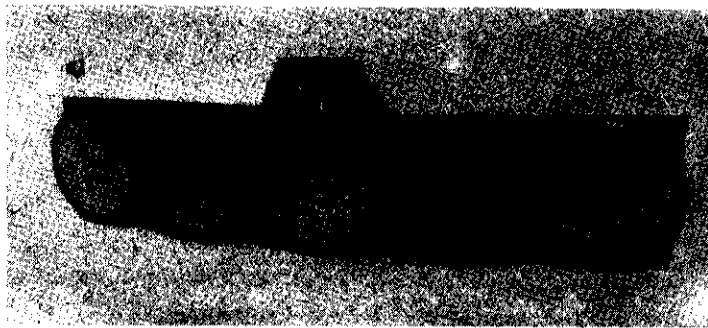


Рис. 2.12. Внешний вид (а) и схема расположения отдельных элементов (б) антенны накачки секторной ПА

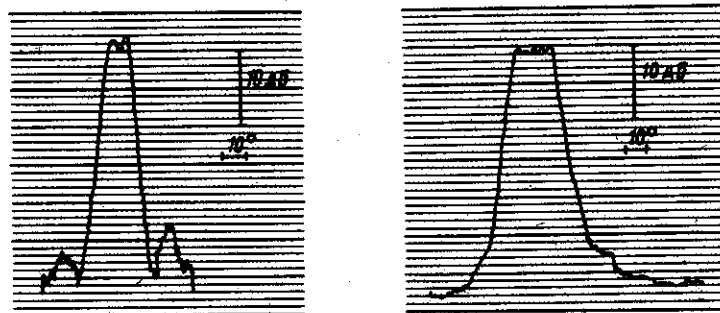
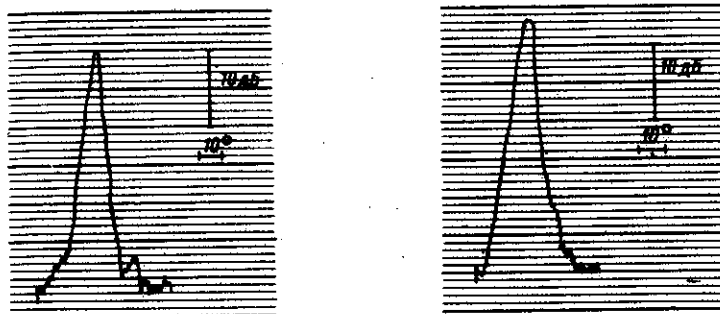


Рис. 2.13. Диаграммы направленности отдельного элемента (а) и различных вариантов включения (б, в, г) элементов секторной ПА

конструкций секторной 5-элементной антенны накачки показан на рис. 2.12,а. В подобных конструкциях использованы отдельные плоские дисковые пьезопреобразователи накачки серийной рыбопоисковой параметрической станции „Пескарь” и параметрического гидролокатора ПГЛ-4, характеристики которых приведены в гл. 8. Схема расположения отдельных элементов на ломаной полосе показана на рис. 2.12,б. Угол α между осями отдельных излучателей накачки составляет 6° . Диаграмма направленности и другие основные характеристики ПА отдельного элемента накачки рассчитываются по материалам § 2.2. При использовании слабоогнутых или слабовыпуклых элементов следует пользоваться расчетными соотношениями § 2.4.

На графиках, приведенных на рис. 2.13, показаны полученные на самописце диаграммы направленности ПА отдельного элемента (см. рис. 2.13,а) и формируемые при различных вариантах включений других преобразователей накачки указанной конструкции. Из анализа экспериментальных результатов видно, что диаграмма направленности отдельного элемента, приведенная на рис. 2.13,а, является типичной для плоского преобразователя накачки, ее ширина по уровню 0,7 равна $2\theta_{0,7} = 6^\circ$. При совместной работе двух рядом расположенных элементов

(например, элементов 1 и 2) диаграмма направленности ПА в плоскости сектора расширилась примерно вдвое до $2\theta_{0,7} \approx 12^\circ$ (см. рис. 2.13б). При включении двух элементов через один (например, 1 и 3) экспериментальная диаграмма направленности ПА получается с некоторым провалом в середине (см. рис. 2.13в). Включение одновременно всех пяти элементов накачки формирует диаграмму направленности ПА в виде сектора (см. рис. 2.13г) с шириной $2\theta_{0,7} \approx 30^\circ$. При этом в поперечной плоскости ширина диаграммы направленности остается на уровне $2\theta_{0,7} = 6^\circ$ значений, соответствующих направленности одного элемента.

§ 2.4. Сферические преобразователи накачки (вогнутые и выпуклые)

Узкая диаграмма направленности ПА в ряде прикладных задач гидролокации создает дополнительные трудности: усложняется система стабилизации луча, увеличивается время обзора пространства и др. Расширяя диаграмму направленности исходных волн накачки за счет использования сферических (выпуклых или вогнутых) излучателей либо задавая определенное фазовое распределение для многоэлементных антенн, можно расширить диаграммы направленности ПА, сохранив остальные положительные качества ПА – малые габариты, широкополосность и малый уровень боковых лепестков.

Для сферического преобразователя накачки фазовый фронт задается следующим граничным условием:

$$A(r, z = 0) = p \exp[-r^2 a^{-2} (1 \pm kr^2/2R_0)], \quad (2.39)$$

где знак „минус“ соответствует сфокусированной, а знак „плюс“ – дефокусированной волнам; R_0 – радиус кривизны исходного начального фронта.

В принципе, все решения, как для волн накачки, так и для ВРЧ, могут быть получены с помощью формальной замены во всех входящих в решение параметрах величины a^2 на комплексную $a^2/[1 \pm kr^2/2R_0]$. Поэтому не будем останавливаться на решении уравнения ХЗК с граничными условиями (2.39), а непосредственно воспользуемся решениями из § 2.2. Напомним, что используемые решения справедливы лишь для слабовыпуклых и слабовогнутых излучателей, для которых сохраняется условие применимости квазиоптического приближения, т. е. выполняется условие $\tan \theta \approx \theta$ (при полуширине пучка 20° ошибка менее 5%, при 30° – чуть больше 10%).

Комплексная амплитуда волны накачки изменяется по закону

$$A = \frac{p}{1 - z(R_0 + iz/l_d)} \exp \left[-\frac{z}{l_s} - \frac{r^2(1 \mp il_d/R_0)}{a^2[(1 \mp z/R_0) - iz/l_d]} \right] \quad (2.40)$$

Ширина пучка $a(z)$ и звуковое давление на оси изменяются по закону

$$a(z) = a[(1 \mp z/R_0)^2 + z^2/l_d^2]^{0.5}, \quad p(0, z) = p[(1 \mp z/R_0)^2 + z^2/l_d^2]^{-0.5}. \quad (2.41)$$

По сравнению с плоским у выпуклого излучателя наблюдается дополнительное уменьшение амплитуды и расширение пучка. Если излучатель сферически сходящийся, то за счет фокусировки происходит увеличение амплитуды и сужение пучка. Положение максимума, значение максимального звукового давления и наименьший радиус пятна зависят от соотношения параметров l_d и R_0 . Максимальное значение амплитуды и минимальный радиус достигаются на расстоянии $r = R_0 l_d^2 / (R_0^2 + l_d^2)$ и равны

$$A_{\max} = p_0 (1 + l_d^2/R_0^2)^{0.5}, \quad a_{\min} = a [1 + l_d^2/R_0^2]^{-0.5}. \quad (2.42)$$

Фокусировка происходит при $z = R_0$, если $R_0 \ll l_d$, влияние фокусировки сильно сказывается. При $R_0 \gg l_d$ влияние фокусировки практически не сказывается и излучатель можно считать плоским.

В дальней зоне для фокусированных и дефокусированных пучков происходит уширение диаграммы направленности

$$D(\theta) = \exp[-k^2 a^2 \theta^2 / 4(1 + l_d^2/R_0^2)].$$

Величина приведенного к 1 м звукового давления в дальней зоне также не зависит от того, выпуклый или вогнутый профиль имел преобразователь накачки

$$P(z) = p_0 R_0 l_d / \sqrt{R_0^2 + l_d^2}. \quad (2.43)$$

Фаза разностного сигнала для фокусированных сигналов при $R \ll l_d$ изменяется от 0 до π . Причем скачок фазы происходит вблизи R_0 и тем резче, чем больше отношение l_d/R_0 . При $l_d \ll R_0$ фаза, как и для плоского излучателя, изменяется в пределах от 0 до $\pi/2$. Для расходящегося пучка фаза практически не изменяется при $R \ll l_d$ (ВРЧ можно считать сферической во всей области) и изменяется от 0 до $\pi/2$ при $R_0 \gg l_d$. За изменением амплитуды, фазы и ширины пучка волны накачки для расходящейся и сходящейся волн можно проследить на рис. 2.14.

Теперь рассмотрим особенности генерации ВРЧ в сходящихся и расходящихся пучках. Подставляя комплексное значение амплитуды в решение (2.16) для амплитуды ВРЧ, получим следующее решение, описывающее поведение сходящихся и расходящихся пучков:

$$P_H = \frac{i}{L_D} \int_0^z \varphi^{-1}(z) \exp \left\{ \frac{z'}{l_3} - \frac{2r^2}{a^2} \left[1 \pm 2n \frac{z'}{R_0} + i \frac{L_D z'}{l_D^2} \mp \right. \right. \\ \left. \left. \mp \frac{L_D}{R_0} \left(1 \mp \frac{z'}{R_0} \right) \right] \varphi^{-1}(z) \right\} dz'; \\ \varphi(z) = \left(1 \mp \frac{z'}{R_0} \right) \left(1 \mp \frac{z}{R_0} \right) + \frac{i(z' - z)}{L_D} + \\ + \frac{2iL_D z'}{l_D^2} \left(1 \mp \frac{z}{R_0} \right) + \frac{zz'}{l_D^2} \quad (2.44)$$

Фокусировка акустических волн может быть использована для повышения амплитуды звукового давления в фокальной плоскости. Если ставится задача расширения диаграммы направленности, то трудно ответить на вопрос, какой излучатель использовать — слабовыпуклый или слабоогнутый. На генерацию ВРЧ одновременно будут оказывать влияние несколько конкурирующих процессов. Увеличение интенсивности ВЧ-волн в сходящихся пучках, приводящее к росту амплитуды ВРЧ, компенсируется увеличением дифракционной расходимости за счет уменьшения радиуса пучка в фокальной области и уменьшением размеров области взаимодействия. Скачок фазы на π в фокальной области также приведет к снижению эффективности ПА, так как за фокусом генерация ВРЧ будет происходить в противофазе. Причины этого явления те же, что при отражении от свободной границы. Они подробно будут рассмотрены в гл. 4.

На оси ВРЧ описывается выражением

$$P_H = \left\{ 1 + 2n(1 - z/R_0) - i [L_D z/l_D^2 - (L_D/R_0)(1 - z/R_0)] \right\}^{-1} \times \\ \times \ln \left[(1 - z/R_0)^2 + z^2/l_D^2 + 2i (L_D z/l_D^2)(1 - z/R_0) \right] : \\ : (1 - z/R_0 - iz/L_D). \quad (2.45)$$

Заметное отличие в поведении амплитуды ВРЧ, генерируемых фокусированными или дефокусированными пучками накачки, наблюдается при значениях радиуса фокусировки, меньших длины дифракции волн накачки ($R_0 \ll l_D$). На начальном этапе амплитуда ВРЧ возрастает как для фокусированных, так и для дефокусированных волн накачки. В последнем случае ее рост происходит значительно быстрее. При значении $z_D \approx R_0/\sqrt{1 + nR_D^2}$ (при $z = R_0/\sqrt{1 + R_0^2/l_D^2}$) достигается максимум амплитуды ВРЧ

$$P_{H \max}(z, 0) = \left\{ \ln^2 \left[2(\sqrt{1 + R_0^2/l_D^2} - 1)L_D/R_0 \right] + \pi^2/4 \right\}^{0.5} \quad (2.46)$$

для фокусированных пучков накачки, и

$$P_{H \max}(z, 0) = \left\{ \ln^2 \left[2(\sqrt{1 + R_0^2/l_D^2} + 1)L_D/R_0 \right] + \pi^2/4 \right\}^{0.5} \quad (2.47)$$

для дефокусированных пучков. Если $R_0^2/l_D^2 \ll 1$, то максимум амплитуды ВРЧ достигается на расстоянии, близком R_0 , максимальное значение амплитуды приближенно равно

$$P_{H \max}^2 = \begin{cases} \ln^2 (R_0 L_D/l_D^2) + \pi^2/4 & \text{— для фокусированных пучков;} \\ \ln^2 (4L_D/R_0) + \pi^2/4 & \text{— для дефокусированных пучков.} \end{cases} \quad (2.48)$$

Сравнивая максимальные значения амплитуды для фокусированных пучков накачки и волн с плоским начальным профилем, по выражениям (2.48) и (2.18) находим, что для значений $R_0 < 2l_D$ максимальное значение амплитуды ВРЧ для фокусированных пучков накачки больше, чем для плоской антенны. Однако логарифмическая зависимость амплитуды от R_0 не позволяет получить существенного ее усиления; например, при $R_0 = l_D/50$ (рис. 2.15) увеличение максимального значения амплитуды ВРЧ происходит всего в 2 раза по сравнению с максимальным значением, получаемым при генерации ВРЧ плоской антенной. Этот факт объясняется сильной дифракционной расходимостью генерируемых НЧ-волн. Последующее за максимумом убывание амплитуды происходит значительно быстрее (для фокусированной волны накачки), и амплитуда ВРЧ достаточно быстро становится меньше, чем при волне накачки с плоским начальным фронтом (см. рис. 2.15). Законы убывания амплитуды ВРЧ при фокусированных

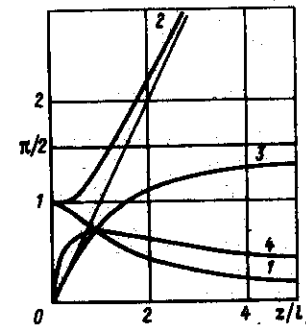


Рис. 2.14. Изменение амплитуды на оси (1); ширины пучка (2); фазового сдвига (3); кривизны фронта (4) в зависимости от пройденного волной расстояния

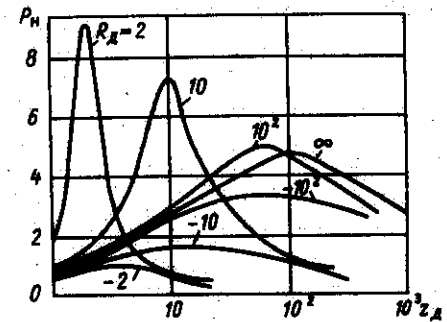


Рис. 2.15. Осевое распределение амплитуды ВРЧ при различной фокусировке и дефокусировке исходных волн накачки ($R_D = 0, \pm 2, \pm 10, \pm 10^2$)

и дефокусированных волнах накачки существенно различны. Для фокусированных волн уменьшение амплитуды ВРЧ происходит значительно энергичнее. Но что интересно, при достаточном удалении ($z_3 \gg R_0$) закон изменения амплитуды ВРЧ для фокусированных и дефокусированных пучков накачки один и тот же,

$$P_H(z, 0) = (L_D/z \sqrt{4\pi^2 L_D^2/R_0^2 + (n + L_D/R_0)^2}) \{ \ln^2(z^2/L_D^2) [(n + L_D/R_0)^2 + 4\pi^2 L_D^2/R_0^2 + \pi/4] \}^{0.5} \quad (2.49)$$

Эффективный радиус ВРЧ находится с помощью выражения (2.39). Для фокусированных волн накачки ширина пучка вначале убывает, достигая минимального значения в области максимальной амплитуды, а затем резко расширяется, стремясь к значению, равному произведению радиусов волн накачки. Для дефокусированных волн накачки этот процесс происходит значительно быстрее. Амплитуды расходящихся и сходящихся ВРЧ одинаковы, когда их радиусы равны. Таким образом, общая энергия пучка, генерируемого выпуклым, вогнутым и плоским излучателями, одинакова. Это связано с тем, что при $l_D < R_0$ искривление фронта практически не сказывается на поведении ВРЧ. Указанные в начале параграфа эффекты, связанные со скачком фазы, сказываются лишь при значениях $R_0 \ll l_D$.

Рассмотрим теперь характеристики ПА в дальней зоне (при $z_3 \rightarrow \infty$). В этом случае решение (2.44) можно записать в виде

$$P_H = iz_3^{-1} \exp[-i(\theta^W z_3)] \int_0^\infty \{ (1 + iB_\Phi y)^{-1} \exp[-y - (i\theta^W y)^2] (1 + iB_\Phi y)^{-1} \} dy, \quad (2.50)$$

где $B_\Phi = L_D^2 l_3 (l_D^2 R_0^{-2})$ характеризует изменение параметра за счет фокусировки и дефокусировки исходных волн. Причем как фокусировка, так и дефокусировка пучков накачки приводят к одинаковому увеличению этого параметра.

Полученное для дальней зоны решение с точностью до замены коэффициента B на B_Φ соответствует аналогичному решению (2.32) для дифрагирующих волн накачки, что позволяет непосредственно воспользоваться результатами § 2.2. Например, расчет амплитудных и угловых характеристик ПА можно проводить с помощью номограмм, полученных для плоского излучателя. Таким образом, для значений параметра $B_\Phi < 1$ амплитудные и угловые характеристики ПА остаются такими же, как и для волн накачки с плоским исходным фронтом, и их расчет следует проводить в соответствии с формулой (2.33). Для значений $B_\Phi > 1$ дефокусировка и фокусировка волн накачки приводят к увеличению угловой расходимости пучка θ^W и снижению приведенной амплитуды (B_Φ всегда больше B). При $B_\Phi \gg 1$ диаграмма направленности определяется произведением диаграмм направленности исходных волн

$$P_H = (B_\Phi z_3)^{-1} \exp[-(\theta^W)^2 B_\Phi^{-1} (\ln^2 B_\Phi + \pi^2/4)^{1/2}];$$

$$P_H = l_{D1} l_{D2} R_0^2 [z L_D (R_0^2 + l_{D1} l_{D2})]^{-1} \exp\{-2\theta^2 l_{D1} l_{D2} \times R_0^2 [a^2 (l_{D1} l_{D2} + R_0^2)]^{-1} (\ln^2 B_\Phi + \pi^2/4)^{0.5}\}. \quad (2.51)$$

Таким образом, при фокусированных и дефокусированных пучках накачки не происходит увеличения эффективности или сужения диаграмм направленности в дальней зоне ПА. При $R_0 \ll l_D$ для фокусированных пучков необходимо учитывать влияние дифракции на волны накачки. В противном случае амплитуда ВЧ-гармоник вблизи фокуса будет неограниченно возрастать, что в свою очередь приведет к неограниченному росту ВРЧ. Это происходит в силу того, что для фокусированных пучков без учета дифракции фокальное пятно имеет бесконечно малые размеры.

Для расходящихся пучков возможны три ситуации: $R_0 \approx l_D$, $L_D \approx R_0 \ll l_D$ и $R_0 \ll L_D$, l_D . В первом случае необходимо использовать общее решение, полученное выше; во втором — дифракционные эффекты следует учитывать только для волн разностных гармоник. Все полученные выше решения в этом случае можно упростить, положив $l_D = \infty$. В частности, решение (2.44) примет вид

$$P_H = i/L_D \int_0^z \varphi^{-1}(z) \exp\{-z'/l_3 - 2r^2 a^2 [1 - 2nz'R_0^{-1} + L_D R_0^{-1} (1 + z'R_0^{-1})] \varphi^{-1}(z)\} dz, \quad (2.52)$$

где $\varphi(z) = (1 + z'/R_0)(1 + z/R_0) + i(z' - z)/L_D$.

Характер поведения амплитуды ВРЧ и радиуса пучка останется без изменения. Если $R_0 \ll L_D$, то можно не учитывать дифракцию и для ВРЧ. При расчетах можно считать, что происходит взаимодействие сферических волн в ограниченном телесном угле. В этом случае для расчетов можно воспользоваться уравнением Бюргера для сферических волн

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} p - \frac{\epsilon}{2c_0^4 \rho_0} p \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} = 0. \quad (2.53)$$

Решение записанного уравнения методом последовательных приближений по числу Маха для ВРЧ дает следующее выражение:

$$P = (\epsilon \Omega p_0^2 r_0^2 / 2c_0^3 \rho_0 r) [Ei(r/l_3) - Ei(r_0/l_3)]. \quad (2.54)$$

При отсутствии затухания волн накачки, что эквивалентно ближней зоне ($z < l_3$) ПА,

$$P = \epsilon \Omega p_0^2 r_0^2 (2c_0^3 \rho_0 r)^{-1} \ln(r/r_0). \quad (2.55)$$

Результаты экспериментальных исследований осевых, пространственных и фазовых характеристик излучения ПА с фокусированными и дефокусированными излучателями накачки приведены в § 6.4.

§ 2.5. Щелевой и цилиндрический преобразователи накачки

Предположим, что по одной из координат, например y , излучатель накачки неограничен. Тогда граничное условие для волн накачки записывается в виде

$$p = p_0 \exp[-x^2/a^2 + i\omega t].$$

Такая постановка задачи представляет интерес для исследования ближней зоны ПА с излучателями накачки с сильно отличающимися размерами на расстояниях $z \ll l_{\text{д}}$ ($l_{\text{д}}$ — характерная длина дифракции по оси y). Реализуются подобные излучатели в параметрических антеннах бокового обзора, имеющих сильно отличающиеся размеры и соответственно узкую диаграмму направленности в одной плоскости и широкую — в другой. Антенны бокового обзора позволяют проводить профилирование дна в широкой полосе захвата (см. § 8.3).

Чисто математическую аналогию имеют задачи, связанные с распространением и взаимодействием акустических волн в слоях или, например, в подводном звуковом канале. В этом случае отражение от границ (или рефракция) звуковых волн ограничивает дифракционную расходимость в одной плоскости; затухание волн накачки носит тот же характер, что и для неограниченного по одной из координат излучателя. Для заданного граничного условия в процессе распространения волны накачки из плоских становятся цилиндрическими. Амплитуда волны описывается комплексным выражением

$$p = p_0 (1 - iz/l_{\text{д}})^{-0.5} \exp\{(-x^2/a^2)(1 - iz/l_{\text{д}})^{-1} - z/l_3\}, \quad (2.56)$$

которое получается из решения первого приближения уравнения ХЗК, если $\Delta_{\perp} = d^2/dx^2$. С увеличением z (при $z \gg l_{\text{д}}$ амплитуда уменьшается как у цилиндрической волны $\sim \sqrt{z}$, а фаза

$$\psi = 1/2 \arctg(z/l_{\text{д}}) + x^2 z / [a^2 l_{\text{д}} (1 + z^2/l_{\text{д}}^2)] \quad (2.57)$$

на оси ($x = 0$) при $z \rightarrow \infty$ изменяется не на $\pi/2$, как у сферических волн, а на $\pi/4$.

Для ВРЧ решение уравнения второго приближения находится по той же схеме, как и для аксиально симметричных пучков. Характеристики подынтегральных выражений в общем решении для аксиально симметричных и цилиндрических пучков во многом схожи. В данном случае общее решение имеет вид

$$P_{\text{н}} = \frac{i}{L_{\text{д}}} \int_0^z \frac{\exp\{-z'/l_3 - 2x^2 a^{-2} (1 - iz'/L_{\text{д}}/l_{\text{д}1} l_{\text{д}2}) \times [1 - i(z' - z)/L_{\text{д}} + zz'/l_{\text{д}1} l_{\text{д}2}]^{-1}\}}{[1 - i(z' - z)/L_{\text{д}} + zz'/l_{\text{д}1} l_{\text{д}2}]^{0.5}} dz' \quad (2.58)$$

В ближней зоне, где затухания еще не сказываются ($z < l_3$) удобно в решении (2.58) перейти к безразмерным координатам $z_2 = z/l_{\text{д}}$, $l_{\text{д}} = (l_{\text{д}1} + l_{\text{д}2})/2$:

$$P_{\text{н}} = \frac{i}{\sqrt{n}} \int_0^{z_2} \frac{\exp\{-2x^2 a^{-2} (1 - iz'\sqrt{n}) [1 - i(z' - z_2)/\sqrt{n} + z_2 z']^{-1}\}}{[1 - i(z' - z_2)/\sqrt{n} + z_2 z']^{0.5}} dz' \quad (2.59)$$

На оси ($x = 0$) амплитуда ВРЧ описывается следующим выражением:

$$P_{\text{н}} = -2(\sqrt{1 + z_2^2} - \sqrt{1 + iz_2/\sqrt{n}}) / (1 + i\sqrt{n}z_2). \quad (2.60)$$

Амплитуда ВРЧ монотонно возрастает к постоянному значению, равному $2n^{-0.5}$. На расстояниях $z \sim l_{\text{д}}$ амплитуда растет линейно, затем — как \sqrt{z} на расстояниях $z < l_{\text{д}}$, после чего асимптотически стремятся к постоянному значению. Амплитуду можно считать неизменной, начиная с расстояний $z > \omega l_{\text{д}}/\Omega$. Фаза волны также плавно изменяется от 0 до $\pi/4$. Форма диаграммы направленности близка к гауссовому распределению. Угловая ширина направленности постепенно сужается с удалением от излучателя и при $z > \omega l_{\text{д}}/\Omega$ становится практически равной диаграмме направленности исходных волн. При взаимодействии цилиндрических волн дифракционная расходимость $\sim \sqrt{z}$ компенсируется подкачкой энергии за счет взаимодействия волн накачки.

Несложно получить решение, описывающее осевое поведение ВРЧ с учетом затухания волн накачки

$$P_{\text{н}} = \frac{2i\sqrt{l_3 l_{\text{д}}}}{\sqrt{(z_2 \sqrt{n} - i)}} \exp\left[-\frac{l_{\text{д}}(\sqrt{n} + iz_2)}{l_3(z_2 \sqrt{n} - i)}\right] \times \left\{ \Phi\left[\sqrt{\frac{l_{\text{д}}(1 + z_2^2)}{l_3(z_2 - i/\sqrt{n})}}\right] - \Phi\left[\sqrt{\frac{l_{\text{д}}(\sqrt{n} + iz_2)}{l_3(z_2 \sqrt{n} - i)}}\right] \right\} \quad (2.61)$$

Затухание волн накачки приводит к уменьшению подкачиваемой энергии, и амплитуда ВРЧ, достигнув максимума, убывает. Положение максимума и его амплитуда зависят от соотношения $l_{\text{д}}$ и l_3 . При $z \gg l_3$ закон убывания носит цилиндрический характер $P_{\text{н}} \sim z^{-0.5}$:

$$|P_H| = \frac{2\sqrt{l_d l_3}}{L_d \sqrt{z}} \left| \sqrt{\frac{\pi}{2}} - \Phi[\sqrt{l_d/l_3}] \right| \quad (2.62)$$

Для диаграммы направленности в дальней зоне справедливы те же соотношения, что и для гауссова сигнала, т. е. при $B \ll 1$ диаграмма направленности определяется длиной затухания и описывается тем же выражением $D(\theta) \sim [1 + (Kl_3 \theta^2)^2]^{-0.5}$, при $B \gg 1$ она определяется произведением диаграмм направленности волн накачки. Влияние конечности размера по оси y , а также слабывпуклости излучателя будут рассмотрены в § 2.9.

§ 2.6. Особенности формирования характеристик ПА в средах с дисперсией

Как известно, дисперсия оказывает существенное влияние на характер нелинейных процессов [21, 38]. Дисперсионные эффекты, как и нелинейные, при взаимодействии волн носят накапливающийся характер. Даже при слабой дисперсии характер взаимодействия волн может заметно измениться. Морская вода обладает очень слабой дисперсией, но наличие пузырьков газа, растворов солей, микроорганизмов могут существенно изменить ее дисперсионные характеристики. Ряд предложений по повышению эффективности ПА, например, путем создания в среде пузырьков одного размера, использование специальных материалов с большими нелинейными параметрами [32, 38], связаны в конечном счете с созданием искусственной дисперсии. Дисперсионные эффекты возникают также при взаимодействии различных мод в мелком море.

Рассмотрим вначале влияние дисперсии на взаимодействие плоских волн. При распространении двух незатухающих коллинеарных волн в средах без дисперсии амплитуда ВРЧ линейно возрастает с расстоянием [38]. При наличии дисперсии амплитуда ВРЧ изменяется в пространстве по периодическому закону

$$|P| = \epsilon \Omega \rho_0 \sin(\Delta z/2) / c_0^3 \rho_0 \Delta, \quad (2.63)$$

где $\Delta = k_1 - k_2 - K$ характеризует дисперсионные свойства среды и определяет период осцилляций и амплитуду ВРЧ. Если выполняется условие синхронизма, т. е. система равенств $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ и $K = K_1 - K_2$, в средах с дисперсией возможен линейный рост амплитуды ВРЧ. Для выполнения указанных равенств необходимо, чтобы волны накачки распространялись под некоторым углом друг к другу, определяемом из соотношения

$$\cos \theta = (k_1^2 + k_2^2 - K^2) / 2k_1 k_2. \quad (2.64)$$

В этом случае угол θ между $\vec{k}_{1,2}$ и \vec{K} будет равен

$$\theta = \arctg [k_1 \sin \theta / (k_1 \cos \theta - k_2)].$$

Рассмотрим взаимодействие ограниченных пучков в средах с дисперсией. Характер распространения спектральных компонент волны накачки при дисперсии не изменяется, и они описываются выражениями (2.13). Уравнение, описывающее поведение ВРЧ, аналогично (2.15), несколько изменяется лишь правая часть

$$\theta = (i\epsilon \Omega / 2c_0^3 \rho_0) A_1(r, z) A_2^*(r, z) \exp(-z/l_3 - i\Delta z). \quad (2.65)$$

Дополнительный множитель $\exp(-i\Delta z)$ учитывает дисперсию среды. Тогда общее решение для ВРЧ получается путем введения множителя $\exp(-i\Delta z)$ в числитель подынтегрального выражения (2.16).

Рассмотрим сначала влияние дисперсии на простейшую модель ПА, когда взаимодействуют два незатухающих пучка волн накачки. Поведение ВРЧ в этом случае описывается интегралом

$$P_H = i \int_0^{z_1} \left\{ \left[\exp \left(-i\Delta_1 z' - \frac{r^2/a^2}{1 - i(z_1 - z')} \right) \right] / [1 - i(z_1 - z')] \right\} dz', \quad \Delta_1 = \Delta L_d. \quad (2.66)$$

На оси ПА амплитуда ВРЧ описывается выражением

$$P_H = \{ Ei(\Delta_1) - Ei[\Delta_1(1 - iz_1)] \} \exp[\Delta_1(1 - iz_1)]. \quad (2.67)$$

На рис. 2.16 представлена графическая иллюстрация поведения

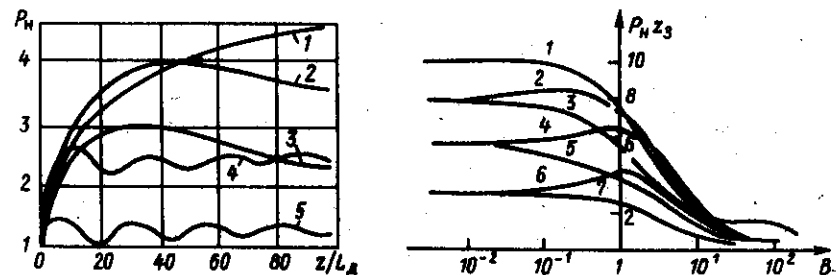


Рис. 2.16. Осевое поведение ВРЧ при наличии дисперсии

Рис. 2.17. Зависимость приведенного значения амплитуды от параметра в дальней зоне ПИ при различных дисперсионных характеристиках среды [$\Delta = 0$ (кривая 1), $\pm \pi/4$ (кривые 2, 3), $\pm \pi/2$ (кривые 4, 5), $\pm \pi$ (кривые 6, 7)]

ВРЧ для различных параметров Δ . При отсутствии дисперсии $\Delta = 0$, несмотря на дифракцию ВРЧ, подкачка энергии за счет нелинейного взаимодействия способствует росту амплитуды ВРЧ. Наличие дисперсии приводит к уменьшению генерируемой энергии и амплитуда ВРЧ стремится к некоторому постоянному значению — тем меньшему, чем больше Δ , и определяемому из выражения (2.55) при $z \rightarrow \infty$. На начальном этапе наблюдаются осцилляции, амплитуда которых постепенно уменьшается. Период осцилляций определяется, как и для плоских волн, величиной ΔKz . Зависимость амплитуды от знака Δ объясняется тем, что в ближней зоне ПА не происходит синфазного сложения волн. За счет дифракции вклад от дальних виртуальных источников будет сдвинут на $\pi/2$, по сравнению с ближними. Дисперсия в одном случае усугубляет этот эффект, в другом — несколько компенсирует.

Общее решение удастся выразить через аналитические функции только для осевого значения амплитуды ВРЧ

$$P_H(z_3, 0) = \frac{1 - i\Delta_3}{i + B} \exp \left[\frac{(d - iz_3)(1 - i\Delta_3)}{i + Bz_3} \right] \times \\ \times \left\{ Ei \left[\frac{(1 - i\Delta_3)(d + Bz_3^2)}{1 + Bz_3} \right] - Ei \left[\frac{(1 - i\Delta_3)(d - iz_3)}{i + Bz_3} \right] \right\}, \quad (2.68)$$

где $\Delta_3 = \Delta Kl_3$.

Наличие дисперсии вызывает уменьшение амплитуды ВРЧ. Дифракция ВРЧ и волн накачки резко ослабляет осцилляции на оси, характерные для плоского взаимодействия волн в средах с дисперсией.

Проанализируем более подробно характеристики ПА в дальней зоне. В этой области решение принимает вид

$$P_H = \frac{1}{z_3} \int_0^\infty \left\{ (\exp[-z'(1 - i\Delta_3) - (\theta^W)^2(d + iz) / (1 + iBz')]) / (1 + iBz') \right\} dz'. \quad (2.69)$$

Амплитуда ВРЧ на оси ($\theta^W = 0$) описывается выражением

$$P_H(z_3, 0) = \left\{ (1 - i\Delta_3) / iBz_3 \right\} Ei[(\Delta_3 - i)/B]. \quad (2.70)$$

Зависимость приведенного значения амплитуды $P_H z_3$ от B для различных Δ изображена на рис. 2.17. Для положительных значений Δ наблюдается немонотонная зависимость амплитуды от величины параметра B . При малых B приведенное значение амплитуды практически не зависит от него и определяется только значением параметра $\Delta(P_H z_3) = (1 + \Delta^2)^{-1/2}$. С увеличением B наблюдается рост амплитуды, если $\Delta > 0$, или уменьшение, если $\Delta < 0$. Для некоторого значения B

(тем большего, чем больше Δ) достигается незначительный максимум приведенной к 1 м амплитуды, а затем она начинает убывать с увеличением B . Следует отметить существенное отличие зависимости амплитуды ВРЧ на оси для сред с дисперсией и без нее. В средах без дисперсии амплитуда монотонно убывает с ростом B (кривая 1). Немонотонность зависимости при наличии дисперсии объясняется следующим. Фазовый сдвиг между взаимодействующими волнами появляется по двум причинам: 1) за счет дифракции волн; 2) за счет дисперсии. Для положительных Δ и определенных значений B эти эффекты взаимокompенсируются, приводя к относительному увеличению эффективности взаимодействия и росту амплитуды ВРЧ.

Влияние дисперсии на форму диаграммы направленности ПА существенно зависит от значений параметра B (рис. 2.18). Для малых значений этого параметра ($B \ll 1$) форма диаграммы направленности определяется выражением

$$D(\theta) = [1 + (\Delta_3 - \theta^W)^2]^{-1/2} \quad (2.71)$$

Таким образом, при $\Delta_3 > 0$ максимальное значение амплитуды ВРЧ достигается не на оси, а под некоторым характерным углом $\theta = \Delta_3$, определяемым из соотношения

$$\theta = [(-k_1 + k_2 + K)/K]^{1/2}. \quad (2.72)$$

При отсутствии дисперсии $k_1 - k_2 = K$, максимум амплитуды достигается на оси. Ограниченный пучок можно представить как суперпозицию плоских волн, распространяющихся под разными углами к оси. Наиболее эффективно взаимодействуют компоненты, для которых выполнено условие синхронизма. Они и будут генерировать ВРЧ под углом θ^* . Для $\Delta < 0$ происходит лишь расширение диаграмм направленности и уменьшение осевого значения амплитуды.

Для больших значений параметра B ($B \gg 1$) форма диаграммы направленности и ее ширина по уровню 0,7 практически не зависят от Δ , т. е. дисперсия не оказывает влияния на ее форму, а изменяет амплитудные характеристики. Форма диаграммы направленности в этом случае, как и при отсутствии дисперсии, определяется дифракционной расходимостью исходных волн накачки.

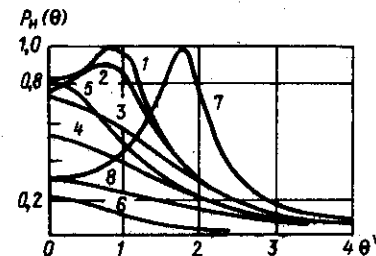


Рис. 2.18. Диаграмма направленности ПА в дальней зоне для различных значений параметров B и Δ .

Кривая 1 — $\Delta = \pi/4$, $B = 10^{-3}$; 2 — $\pi/4$, 10^{-1} ; 3 — $\pi/4$, 1; 4 — $\pi/4$, 10; 5 — $(-\pi/4)$, 10^{-3} ; 6 — $(-\pi/4)$, 10; 7 — π , 10^{-3} ; 8 — $(-\pi)$, 10^{-3} .

Для конечных значений параметра B заметна тенденция к сглаживанию боковых максимумов в форме диаграммы направленности с ростом параметра B (см. рис. 2.18).

Может ли дисперсия способствовать увеличению амплитуды ВРЧ и повышению эффективности взаимодействия между волнами накачки и разностной? Как известно, в нелинейной оптике такие трехчастотные взаимодействия удается сделать более эффективными (в смысле перекачки ВЧ-энергии в НЧ-часть спектра). Это возможно, когда условие синхронизма выполнено или нарушено незначительно для волн накачки и разностной, а для ВЧ-гармоник волн накачки дисперсия проявляется очень сильно. В этом случае потери энергии на генерацию ВЧ-гармоник весьма незначительные, затухание волн накачки происходит медленней и соответственно, генерация ВРЧ будет проходить эффективней. В воде дисперсия может быть создана лишь искусственными методами, например введением пузырьков газа. Однако в этом случае резко повышаются потери энергии, связанные с рассеянием акустических волн. В итоге существенного выигрыша в амплитуде ВРЧ получить не удастся.

§ 2.7. Генерация волны суммарной частоты ПА

При взаимодействии двух волн накачки помимо ВРЧ происходит генерация волн суммарной частоты и вторых гармоник волн накачки. Возникает также генерация и других комбинационных гармоник, однако их амплитуда на порядок и более (по числу Маха) ниже указанных. ПА часто используется при расстояниях от преобразователя порядка l_d , где амплитуда волн накачки существенно выше, чем ВРЧ. Такое использование ПА обычно связано с низким уровнем боковых лепестков, что очень важно для широкого круга гидроакустических задач. Однако при малых расстояниях от преобразователя накачки суммарная и двойная гармоники имеют также низкий уровень боковых лепестков. Их амплитуда существенно больше амплитуды ВРЧ (эффективность генерации примерно равна отношению частот), а существенно более высокая частота позволяет повышать разрешающую способность при лоцировании близлежащих объектов. Кроме того, для решения более сложных, чем простая локация, задач, например задач классификации и исследования характеристик объекта по отраженному сигналу, обычно используются широкополосные сигналы. Использование помимо разностной также суммарных частот и вторых гармоник позволяет значительно расширить частотный диапазон отраженного сигнала.

Уравнение, описывающее поведение амплитуды P_+ суммарной частоты $\omega_+ = \omega_1 + \omega_2$, имеет вид

$$\frac{dp_+}{dz} + \frac{i}{2k_+} \Delta_1 p_+ + \frac{b\omega_+^2}{2c_0^3 \rho_0} p_+ = i \frac{\epsilon \omega_+}{2c_0^3 \rho_0} A_1 A_2 \exp(-z/l_3), \quad (2.73)$$

сходный с уравнением для разностной частоты, только в правой части берем A_2 , а не A_2^* . Для вторых гармоник уравнение аналогично, только в правой части стоит квадрат амплитуды первой или второй гармоник $A_1^2(r, z)$ или $A_2^2(r, z)$.

Методы решения уравнения (2.73) те же, что для ВРЧ, поэтому сразу приведем общее решение

$$p_+ = \frac{i\epsilon\omega_+ p_{01} p_{02}}{2c_0^3 \rho_0} e^{-z/l_3} \times \int_0^z \frac{\exp\{-z'/l_3 + z'/l_3^* - 2r^2(1 - iz'l_3^*/l_{d1}l_{d2})a^{-2}[1 + i(z' - z)/l_d^* - zz'/l_{d1}l_{d2} - 2izl_d^*/l_{d1}l_{d2}]^{-1}\}}{[1 - i(z' - z)l_d^* - zz'/l_{d1}l_{d2} - 2izl_d^*/l_{d1}l_{d2}]} dz', \quad (2.74)$$

где $l_d^* = a^2 \omega_+ / 4c_0 = (l_{d1} + l_{d2})/2 \approx l_d$.

В общем виде решения для волны суммарной частоты находятся так же, как и для ВРЧ. Подынтегральные функции совпадают, за исключением численных коэффициентов. Однако если рассматривать поведение волны суммарной частоты применительно к ПА, когда волны накачки близки и можно с большой степенью точности считать, что $l_{d1} = l_{d2} = l_d^* = l_d$, подынтегральное выражение сильно упрощается, и решение (2.74) примет вид

$$p_+ = \frac{i\epsilon\omega_+ p_{01} p_{02} \exp\{-z/l_d^* - 2r^2/[a^2(1 - iz/l_d)]\}}{2c_0^3 \rho_0 (1 - iz/l_d)} \times \int_0^z \frac{\exp(z'/l_3)}{1 - iz'/l_d} dz'. \quad (2.75)$$

Записанный в решении интеграл выражается через интегральную показательную функцию. Если затухание в ближней зоне слабое, то решение приобретает вид

$$p_+ = \left\{ \epsilon\omega_+ p_{01} p_{02} l_d / [2c_0^3 \rho_0 (1 - iz/l_d)] \right\} \ln(1 - iz/l_d) \times \exp\{-2r^2/[a^2(1 - iz/l_d)]\}. \quad (2.76)$$

Амплитуда волны суммарной частоты монотонно растет, достигая максимума на расстоянии, приблизительно равном $1,4l_d$ (рис. 2.19). Затем она убывает, и закон убывания постепенно приближается к сферическому при $z > l_d$. Характерно, что ширина диаграммы направленности во всей области взаимодействия соответствует произведению диаграммы направленности исходных волн. Протяженность виртуальных источников не сказывается на формировании диаграммы направленности волны суммарной частоты. Это связано с тем,

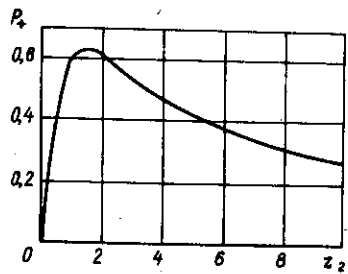


Рис. 2.19. Осевое поведение амплитуды суммарной гармоники

что начиная с расстояний $z > l_d$ волну суммарной частоты можно считать сферически расходящейся, и нет необходимости учитывать дифракционные эффекты. Напомним, что для ВРЧ это расстояние равнялось $\omega l_d / \Omega$. Чтобы найти расстояние, с которого можно считать волну сферически расходящейся, необходимо найти зависимость текущих значений l_d для виртуальных источников (за счет расходимости пучка радиус виртуальных источников, а, следовательно, текущее значение l_d ,

тоже растет) и радиус кривизны фронта. Там, где длина дифракции становится значительно больше радиуса кривизны, дифракцию можно не учитывать и волну считать сферически расходящейся. Нетрудно убедиться, что для ВРЧ это расстояние равняется $\omega l_d / \Omega$, а для суммарной — l_d . С этого расстояния для описания суммарной гармоники можно все три взаимодействующие волны считать сферическими. Вторые гармоники описываются точно такими же выражениями, как и (2.75), (2.76), с точностью до замены l_d на l_{d1} или l_{d2} .

Влияние дисперсии проявляется для волны суммарной частоты таким же образом, как и для разностной гармоники. На начальном этапе появляются осцилляции амплитуды как на оси, так и в диаграмме направленности, которые постепенно сглаживаются с увеличением z . Период пространственных осцилляций определяется величиной Δ^+ , равной $-\Delta^+ = k_1 + k_2 - K_+$. В конечном счете появление дисперсии приводит к уменьшению амплитуды волны суммарной частоты. Диаграмма направленности в процессе распространения остается равной произведению диаграмм направленности исходных волн. Искажения формы диаграмм в дальней зоне, характерное для ВРЧ, не наблюдается, так как эти эффекты возникают только в том случае, когда направленность определяется длиной области взаимодействия, что не имеет места для суммарной гармоники.

Некоторые особенности, связанные со скачком фазы волн накачки вблизи фокуса, наблюдаются при генерации в фокусированных пучках. Амплитуда волны суммарной частоты описывается выражением

$$p_+ = \frac{\epsilon \omega_+ p_{01} p_{02} l_d \ln(1 \mp z/R_0 + iz/l_d)}{2c_0^3 \rho_0 (1 \mp z/R_0 - iz/l_d)} \exp\left(-\frac{2r^2/a^2}{1 \mp z/R_0 - iz/l_d}\right) \quad (2.77)$$

Знак „+“ стоит для фокусированных пучков. Если $R_0 \ll l_d$, то до фокуса амплитуда растет, достигая максимума, а затем убывает, причем закон убывания динамичнее, чем это следовало бы из сферического закона (см. рис. 2.20) распространения. Это означает, что за фокусом происходит не подкачка, а, наоборот, убывание энергии пучка. В этом

легко убедиться, если найти изменение общей энергии пучка с расстоянием

$$W \sim \ln^2 [(1 - z/R_0)^2 + z^2/l_d^2] + 4 \arctg^2 \left\{ z/[l_d(1 - z/R_0)] \right\}. \quad (2.78)$$

На рис. 2.20 представлено графическое изображение решения (2.78), кривая 1. За фокусом энергия пучка убывает, достигая минимума при $z \approx 2R_0$, величина которого зависит от соотношения между R_0 и l_d .

В рамках геометрической акустики ($l_d \rightarrow \infty$) она равнялась бы нулю, а затем начинается ее рост. Такое поведение объясняется скачком фазы на π вблизи фокуса, в результате чего генерация волны суммарной частоты за фокусом происходит в противофазе, и энергия пучка уменьшается. Аналогичный эффект наблюдается при отражении сигнала от свободной границы раздела, когда фаза отраженного сигнала изменяется на π . Более подробно эти эффекты рассмотрены в гл. 4. После достижения минимума наблюдается рост амплитуды волны суммарной частоты. Точно такое же поведение характерно и для вторых гармоник волн накачки. Это означает, что если распространяется мощная фокусированная волна, то генерация ее гармоник происходит до фокуса. За ним наблюдается обратный процесс перекачки энергии гармоник в ВЧ-волну, и на расстоянии, близком к двум фокусным, волна вновь становится гармонической.

Повысить интенсивность волны суммарной частоты за фокусом можно с помощью свободной границы, расположенной непосредственно за фокусом. В этом случае все гармоники поменяют фазу еще раз на π , а в общей сложности на 2π , и после отражения вновь наблюдается генерация волны суммарной частоты (см. рис. 2.20, кривая 2).

Амплитуда волны суммарной частоты при отражении от свободной границы описывается выражением, аналогичным (2.77). Изменится лишь вид функции под знаком логарифма. Осевое значение амплитуды имеет вид

$$p_+ = \epsilon \omega_+ p_{01} p_{02} l_d (2c_0^3 \rho_0)^{-1} \ln \left\{ -R_0^2/[l_d^2(1 - z/R_0 + iz/l_d)] \right\}. \quad (2.79)$$

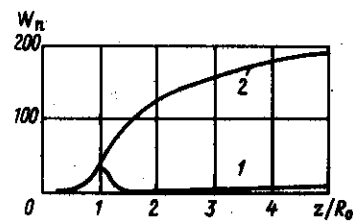


Рис. 2.20. Энергия суммарных гармоник в сходящихся звуковых пучках (кривая 1) и при отражении от свободной границы

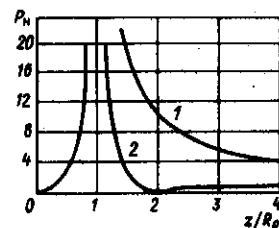


Рис. 2.21. Изменение амплитуды суммарной гармоники за фокусом (кривая 2) и при отражении от свободной границы (кривая 1)

На рис. 2.21 представлены график изменения амплитуды волны суммарной частоты при отражении от свободной границы. Значение амплитуды намного выше, чем в случае отсутствия границ. Эти особенности генерации комбинационных гармоник следует учитывать при работе с мощными сфокусированными пучками звуковых волн.

Если в фокусируемой системе с достаточно мощными звуковыми пучками накачки возникает нежелательная генерация гармоник волны, то для уменьшения их относительного вклада совсем необязательно уменьшать амплитуду волны. Достаточно на определенном расстоянии поставить плоскую отражающую свободную границу, что приведет к противофазной генерации после отражения. В итоге в фокусе гармоники накачки практически будут отсутствовать и сигнал станет гармоническим. Если выполняется неравенство $R_0/l_d \ll 1$, то расстояние, на котором следует расположить пластину, равно приближению $R_0(1 - \sqrt{R_0/l_d})$.

§ 2.8. ПА с эллиптическим преобразователем накачки

Полученные в предыдущих параграфах выражения можно применять не только для расчета характеристик ПА антенн с распределением амплитуд близким к гауссову, но и для оценки звукового давления и ширины диаграмм направленности по уровню 0,7 для излучателей накачки круглой или квадратной формы с равномерным, косинусоидальным и т. д. распределением амплитуды. Качественные изменения осевого распределения амплитуды и ширины диаграммы направленности практически не отличаются. Для получения численного совпадения следует учитывать энергетические соотношения, т. е. зависимость общей излучаемой энергии от характера распределения амплитуды на излучателе. Как будет показано в дальнейшем, расчет характеристик ПА для распределений, отличных от гауссова, существенно сложнее и требует использования ЭВМ.

По аналогии с гауссовым распределением, позволяющим быстро оценить характеристики излучателей с аксиальной симметрией на основе простых соотношений, переходя к анализу излучателей, не обладающих аксиальной симметрией, рассмотрим вначале поведение более простой для аналитических исследований модели

$$p_{1,2}(z=0, x, y) = p_{01}p_{02} \exp(-x^2/a^2 - y^2/b^2 + i\omega_{1,2}t) = A_{1,2}(z=0, x, y). \quad (2.80)$$

Поскольку линии равного звукового давления представляют собой эллипсы, в дальнейшем будем называть этот излучатель накачки эллиптическим. Такое распределение, с одной стороны, удобно для аналитических расчетов, а с другой — позволит проанализировать амплитуду звукового давления на оси и ширину основного лепестка диаграммы направленности для прямоугольного, эллиптического и т. д. излучателей накачки.

Для анализа ПА с распределением (2.80) воспользуемся уравнением ХЗК, представив поперечный лапласиан в виде $\Delta_{\perp} = d^2/dx^2 + d^2/dy^2$, удобным для расчета интересующей нас задачи. Схемы решения такие же, что и в предыдущих параграфах. Необходимо только учитывать, что для представления ограниченного пучка в виде суперпозиции плоских волн используется Фурье-преобразование. Для произвольного распределения амплитуды общее решение системы имеет вид

$$p_{1,2}(x, y, z) = \frac{ip_{01,02}k_{1,2}}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' A_{1,2}(z=0, x', y') \times \exp \left\{ -i \frac{k_{1,2}}{2z} [(x-x')^2 + (y-y')^2] \right\}; \quad (2.81)$$

$$P(x, y, z) = \frac{iK}{2\pi} \int_0^z \frac{dz'}{z-z'} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} \theta(x', y', z') \times \exp \left\{ -\frac{iK}{2(z-z')} [(x-x')^2 + (y-y')^2] \right\} dy'. \quad (2.82)$$

Для эллиптического излучателя поведение волн накачки, как следует из решения (2.81), описывается выражением

$$p(x, y, z) = p_0 \frac{\exp \left\{ (-z/l_z) - (x^2/a^2)(1-iz/l_{dx})^{-1} - (y^2/b^2)(1-iz/l_{dy})^{-1} \right\}}{[(1-iz/l_{dx})(1-iz/l_{dy})]^{0.5}} \quad (2.83)$$

При $l_{dx} \approx l_{dy}$ поведение амплитуды p аналогично поведению гауссова сигнала. При сильно различающихся l_d (пусть, например, $l_{dx} = l_{dy}$) в поведении амплитуды можно выделить несколько характерных этапов. При $z < l_{dy}$ волну можно считать плоской, при $l_{dy} < z < l_{dx}$ волна аналогична цилиндрической и $|p| \sim z^{-0.5}$, при $z > l_{dx}$ фронт волны становится сферическим $p \sim z^{-1}$.

Для ВРЧ, как и в случае симметрического гауссова распределения, общее решение удастся записать в виде интеграла

$$P_{\text{н}} \frac{i}{\sqrt{L_{\text{дх}} L_{\text{ды}}}} \int_0^z \frac{\exp[-z'/l_z^2 - x^2/a^2(z) - y^2/b^2(z)]}{[(1-i(z'-z)/L_{\text{дх}} + z'z/l_{\text{д1x}}l_{\text{д2x}})(1-i(z'-z)/L_{\text{ды}} + z'z/l_{\text{д1y}}l_{\text{д2y}})]} dz'.$$

$$a^2(z) = \frac{a^2(1-i(z'-z)/L_{\text{дх}} + z'z/l_{\text{д1x}}l_{\text{д2x}})}{2(1-izL_{\text{дх}}/l_{\text{д1x}}l_{\text{д2x}})};$$

$$b^2(z) = \frac{b^2(1 - i(z' - z)/L_{\text{дy}} + zz'/l_{\text{д1y}}l_{\text{д2y}})}{2(1 - izL_{\text{дy}}/l_{\text{д1y}}l_{\text{д2y}})} \quad (2.84)$$

В решении параметры равны: $P_{\text{н}} = \rho 2c_0^3 \rho_0 / \epsilon \Omega \rho_{01} \rho_{02} \sqrt{L_{\text{дx}} L_{\text{дy}}}$; $l_{\text{дx}12} = a^2 \omega_{12} / 2c_0$; $l_{\text{дy}12} = b^2 \omega_{12} / 2c_0$; $L_{\text{дx}} = a^2 \Omega / 4c_0$; $L_{\text{дy}} = b^2 \Omega / 4c_0$. Дифракционные эффекты в решении (2.7) описываются не двумя, а четырьмя параметрами $L_{\text{дy}}, L_{\text{дx}}, l_{\text{дx}} = a^2 \omega / 2c_0; l_{\text{дy}} = b^2 \omega / 2c_0$.

Рассмотрим вначале осевое поведение ВРЧ. Как правило $l_3 \gg l_{\text{д}}$, поэтому при расчете амплитуды ВРЧ в ближней зоне затуханием можно пренебречь. Выражение (2.84) в этом случае принимает вид

$$P_{\text{н}} = \frac{i}{\sqrt{L_{\text{дx}} L_{\text{дy}}}} \int_0^z \frac{dz'}{[(1 - i(z' - z)/L_{\text{дx}} + z'z'/l_{\text{дx}}^2)(1 - i(z' - z)/L_{\text{дy}} + z'z'/l_{\text{дy}}^2)]^{0.5}} \quad (2.85)$$

Предположим, что $l_{\text{дx}} > l_{\text{дy}}$, и пронормируем выражение на $l_{\text{дx}}$

$$P_{\text{н}} = \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{n}} \int_0^{z_2} \left\{ \left[1 - i \frac{z' - z_2}{\sqrt{n}} + z'z_2 \right] \left[1 - i \frac{m(z' - z_2)}{\sqrt{n}} + z'z_2 m^2 \right] \right\}^{-0.5} dz' \quad (2.86)$$

где $z_2 = z/l_{\text{дx}}; k = 2\omega/\Omega; m = a^2/b^2$.

Интегрируя выражение (2.85), для осевого распределения нормированной амплитуды ВРЧ получим

$$P_{\text{н}} = \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{cn}} \ln \left[\frac{2\sqrt{c} \sqrt{(1+z_2^2)(1+m^2 z_2^2)} + 2cz_2 + b}{2\sqrt{c} \sqrt{(1+iz_2/\sqrt{n})(1+imz_2/\sqrt{n})} + b} \right] \quad (2.87)$$

где $c = m(z - i/\sqrt{m})(mz - i/\sqrt{m})$; $b = m(1 + iz/\sqrt{n})(mz - i/\sqrt{n}) - (z - i/\sqrt{n}) \times (1 + imz/\sqrt{n})$.

В общем виде выражение достаточно громоздко, однако для некоторых областей оно может быть упрощено. Например, в ближней зоне, т. е. для расстояний порядка нескольких $l_{\text{дx}} (z \ll c_0 l_{\text{дx}}/\Omega)$, выражение (2.87) примет вид

$$P_{\text{н}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \ln \frac{2\sqrt{m(1+z_2^2)(1+m^2 z_2^2)} + (m+1)(mz_2^2 + 1)}{4imz_2} \quad (2.88)$$

Поскольку функция монотонная, то ее максимум достигается при максимальном значении аргумента. Нетрудно убедиться, что максимум аргумента достигается при значениях $z_2 \approx m^{-1/2}$, т. е. при $z \sim \sqrt{l_{\text{д1}} l_{\text{д2}}}$.

Таким образом, у асимметричного излучателя максимальное значение амплитуды ВРЧ достигается в промежутке между $l_{\text{дx}}$ и $l_{\text{дy}}$ и принимает значение

$$P_{\text{нmax}}(z = \sqrt{l_{\text{дx}} l_{\text{дy}}}) = \frac{1}{\sqrt{n}} \left[\ln^2 \frac{(2\sqrt{n}(m+1))}{\sqrt{m}} + \left(\frac{n}{2}\right)^2 \right]^{0.5} \quad (2.89)$$

Отметим, что если величину lab считать эффективной площадью излучателя накачки S , максимальное значение амплитуды будет достигаться на расстоянии $z = \sqrt{l_{\text{дx}} l_{\text{дy}}} = \omega ab / 2c_0 = S f / c_0 = S / \lambda$, т. е. максимум амплитуды, как и для аксиально симметричного гауссова пучка, достигается на расстоянии S/λ . Аналогичное совпадение характерно и для амплитудного множителя. Если выразить звуковое давление ВРЧ через мощность волн накачки $W = lab \rho_0^2 / 4c_0 \rho_0$, то амплитудный множитель перед $P_{\text{н}}$ будет иметь тот же вид, что и для гауссова сигнала

$$P \approx 7WF_{-} 10^{-9} P_{\text{н}} \quad (2.90)$$

Напомним, что величина $\sqrt{m/(m+1)}$ равна $ab/(a^2 + b^2)$. При неизменном a , эта величина принимает максимальное значение при $b = a$. Таким образом, при неизменной мощности излучателя и постоянстве одного линейного размера антенны наибольшее значение амплитуды ВРЧ в точке максимума достигается при $b = a$, т. е. когда антенна накачки имеет одинаковые размеры в обоих плоскостях.

На рис. 2.22 представлены графики осевого распределения сигнала

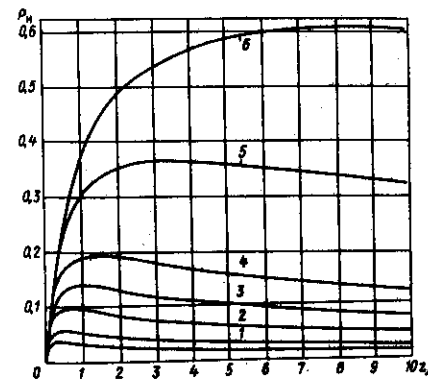


Рис. 2.22. Осевое поведение ВРЧ для излучателя эллиптической формы для различных значений параметра m .

Кривые 1-6 соответствуют значениям параметра: 5; 2; 1; 0,5; 0,1; 0,02

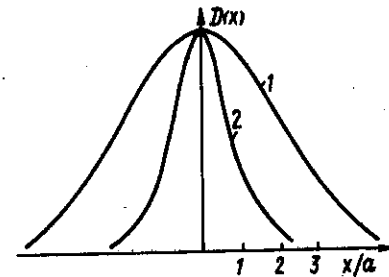


Рис. 2.23. Изменение диаграммы направленности эллиптического излучателя в плоскости xz [для $z_2 = 1$ (кривая 1), $z_2 = 10$ (кривая 2)]

ВРЧ. Когда длины дифракции близки, поведение амплитуды такое же, как и от круглого излучателя. Если же эти величины сильно отличаются, то вначале характер поведения ВРЧ близок к случаю взаимодействия цилиндрических волн (вопросы взаимодействия этих волн рассмотрены в § 2.4 – 2.5).

Поперечное распределение сигнала ВРЧ в процессе распространения остается плавным без боковых осцилляций. В этом легко убедиться непосредственным интегрированием выражения (2.84). При отсутствии затухания ширина диаграммы направленности (рис. 2.23) уменьшается в обеих плоскостях x и y с расстоянием, стремясь к постоянному значению, равному произведению диаграмм направленности исходных волн. Причем в этой плоскости, где l_d меньше l_3 формирование заканчивается раньше. Обычно l_3 в параметрических излучателях значительно больше l_d , поэтому можно не учитывать влияния затухания на характеристики антенн в ближней зоне.

Рассмотрим теперь характеристики ПА в дальней зоне. Как показано исследованием, зона имеет размеры порядка нескольких расстояний параметра $\Omega l_d / \omega$. В этой области поперечное распределение удобнее описывать с помощью угловых координат $\theta_x = x/z \approx \theta \sin \varphi$, $\theta_y = y/z = \theta \sin \varphi$. Учитывая малость параметра z^{-1} , выражение (2.84) удастся упростить и представить в виде

$$P_n = \int_0^{z_3} \frac{\exp \left[-z' - \frac{\theta_{W,x}^2 (1 - iz'B_x)}{dx - i(z' - z_3) + z_3 z' B_x} - \frac{\theta_{W,y}^2 (1 - iz'B_y)}{dy - i(z' - z_3) + z_3 z' B_y} \right]}{[(dx - i(z' - z_3) + z_3 z' B_x)(dy - i(z' - z_3) + z_3 z' B_y)]} dz' \quad (2.91)$$

где $d_x = L_{dx}/l_3$; $d_y = L_{dy}/L_3$; $B_x = L_{dx} l_d / l_{dx}^2$; $B_y = L_{dy} l_d / l_{dy}^2$.

Нетрудно убедиться, что на расстояниях $z > l_{dx}$, параметрами d_x , d_y можно пренебречь, т. е. их можно считать равными нулю. В этом случае количество параметров в подынтегральном выражении сведется к двум, что значительно упростит расчет интеграла и резко сократит расчеты.

На расстояниях $z \gg \omega l_d / \Omega l_3$ интеграл (2.81) можно дополнительно упростить, предполагая, что $z \gg z'$ во всей области интегрирования

$$P_n = \frac{l_3}{z} \exp(i\theta^2 Kz/2) \times \int_0^\infty \frac{\exp[-z' - \theta_{W,x}^2 z'(z'B_x + i)^{-1} - \theta_{W,y}^2 z'(z'B_y + i)^{-1}]}{[(z'B_x + i)(z'B_y + i)]^{0.5}} dz' \quad (2.92)$$

В общем случае полученные выражения не удастся выразить через известные табулированные функции и их следует вычислить с помощью

ЭВМ. Достаточно простые выражения получаются для предельных значений параметров B_x , B_y . Если оба параметра значительно больше единицы, амплитуды сигнала описываются выражением

$$P_n = \frac{l_3}{z \sqrt{B_x B_y}} E_i \left(-\frac{i}{B_x B_y} \right) \exp \left[-\frac{\theta_{W,x}^2}{B_x} - \frac{\theta_{W,y}^2}{B_y} \right] \quad (2.93)$$

т. е. определяются произведением диаграмм направленности исходных волн накачки.

Если оба параметра намного меньше единицы, то диаграмма направленности становится аксиально симметричной с шириной диаграммы, определяемой параметром Kl_3 . Решение принимает следующий вид:

$$P_n = \frac{l_3}{z} \frac{\exp[-(\theta Ka)^2/8]}{(1 + i\theta^2 Kl_3/2)} \quad (2.94)$$

Таким образом, в зависимости от соотношения параметров, т. е. от значений B_x и B_y , форма диаграммы направленности может существенно изменяться, т. е. она может иметь одинаковую угловую расходимость по осям x и y , а может и различную – в зависимости от размеров излучателей.

§ 2.9. Уровень боковых лепестков диаграммы направленности ПА

Многочисленные эксперименты показали, что уровень боковых лепестков диаграммы направленности ПА очень мал [38]. Основное внимание при проведении теоретических расчетов характеристик ПА уделялось исследованию основного максимума диаграммы направленности, а уровень боковых лепестков предполагался пренебрежимо малым. Исследователи были вынуждены использовать эмпирические данные при нахождении уровня боковых лепестков, поскольку проведение точных расчетов даже с помощью уравнения ХЗК представляет собой серьезные трудности. В общем случае, как будет показано ниже, необходимо вычислять многократные интегралы, требующие специальных методов расчета на ЭВМ.

Уровень боковых лепестков существенно влияет на реверберационные характеристики гидролокатора как при объемной, так и поверхностной реверберации. Появляется некоторая „мертвая“ зона, не позволяющая лоцировать объекты вблизи дна, под дном, и у поверхности, так как отраженный от объекта сигнал невозможно выделить на фоне реверберационной помехи. В подобных случаях уровень бокового излучения и ширина диаграммы направленности являются основными величинами, определяющими характеристики

гидролокатора. Практическое отсутствие боковых лепестков в ПА и узкая диаграмма направленности открывают широкие возможности для их использования. На рис. 2.24 и 2.25 приведены характерные диаграммы направленности для волны накачки и ВРЧ. Уровень боковых лепестков диаграмм направленности ВРЧ настолько мал, что практически не превышает уровень помех. На рис. 2.24, а представлена диаграмма направленности широкополосной параметрической антенны гидролокатора ПГЛ-5 на частоте 20 кГц, ширина $2\theta_{0,7} = 4^\circ$. Уровень боковых лепестков не наблюдается до уровня -50 дБ. На рис. 2.24, б представлена диаграмма направленности на частоте накачки $f = 165$ кГц. Уровень боковых лепестков составляет 17 дБ. Измерения в диапазоне частот показали независимость ширины диаграммы направленности ПА от величины разностной частоты. Так, параметрическая антенна гидролокатора ПГЛ-5 имеет ширину диаграммы направленности 3° на уровне 0,7 в диапазоне разностных частот 5–50 кГц при диаметре преобразователя накачки 0,16 м. На рис. 2.25 показаны аналогичные характеристики для ПГЛ-5.

Первая трудность, возникающая при теоретическом исследовании уровня боковых лепестков ПА, заключается в точном описании реального распределения амплитуды на поверхности излучателя накачки. Обычно используются различные аппроксимации, по возможности, простыми аналитическими функциями.

Исследуем сначала уровни боковых лепестков на классическом примере, т. е. на круглом излучателе с равномерно распределенной амплитудой. Если анализировать поведение волны накачки на основе параболического уравнения, то решение имеет вид

$$A(r, z) = p_0 a \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\nu^2 z/2k) I_0(\nu r) I_1(\nu a) d\nu = \\ = p_0 i k/z \exp(-ikr^2/2z) \int_0^a \exp(-ikr'^2/2z) I_0(krr'/z) dr' \quad (2.95)$$

Ни один из интегралов точно взять не удастся. Можно исследовать поведение амплитуды сигнала на оси ($r = 0$)

$$A(0, z) = p_0 [1 - \exp(-ika^2/2z)], \quad |A(0, z)| = 2p_0 |\sin ka^2/4z|. \quad (2.96)$$

Различие в поведении волн накачки для гауссова поперечного распределения и равномерно распределенной амплитуды легко заметны. Для гауссова характерно плавное убывание амплитуды с расстоянием, а для излучателя с равномерно распределенной амплитудой на начальном этапе амплитуда резко осциллирует. Лишь с расстояния $z > l_d$ наблюдается плавное уменьшение амплитуды. Пространственный период осцилляций с приближением к излучателю резко возрастает. Проверим, носит ли этот эффект физическую причину или является следствием использования „квазиоптического” приближения. Точное

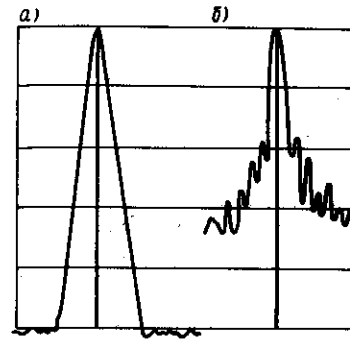


Рис. 2.24. Диаграмма направленности ПГЛ-5 на разностной частоте (а) и волне накачки (б)

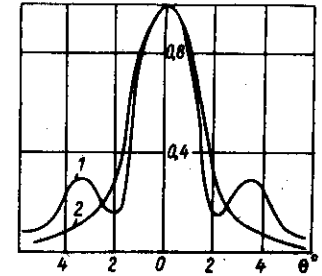


Рис. 2.25. Сравнительная диаграмма направленности линейной (кривая 1) и параметрической (2) антенн (экспериментальные результаты)

решение волнового уравнения для круглого излучателя с равномерно распределенной амплитудой имеет вид

$$A = p_0 a \exp(ikz) \int_0^{\infty} \exp(iz\sqrt{k^2 - \nu^2}) I_0(\nu, r) I_1(\nu, a) d\nu \quad (2.97)$$

и на оси оно принимает вид

$$A(0, z) = p_0 \{1 - z(z^2 + a^2)^{-1/2} \exp[ik(\sqrt{z^2 + a^2} - z)]\}. \quad (2.98)$$

Сравнивая полученные выражения, нетрудно заметить, что они будут практически совпадать при $z \gg a$. На расстояниях, сравнимых с радиусом излучателя, отличие в поведении существенно (рис. 2.26). Период осцилляций вблизи антенн и амплитуда осцилляций растут постепенно. Таким образом, параболическое уравнение будет справедливо лишь с расстояний $a/z \ll 1$, т. е. когда угол прихода акустических лучей от края диска мал.

Перейдем теперь к расчету ВРЧ. Общее решение уравнения ХЗК для произвольного аксиально-симметричного распределения имеет вид

$$P_-(r, z) = \int_0^{\infty} I_0(\nu, r) d\nu \int_0^z Q(\nu, z') \exp[i\nu^2(z - z')/2K] dz', \quad (2.99)$$

где $Q(\nu, z') = (i\epsilon K/2c_0^2 p_0) \exp(-\alpha z/l_3) \int_0^{\infty} A_1(r, z') A_2^*(r, z') I_0(\nu, r) dr$.

Анализ такого решения весьма затруднителен. Применение ЭВМ требует большого объема машинного времени.

Достаточно подробно исследовано поведение ВРЧ в дальней зоне. Общее решение в этом случае имеет значительно более простой вид

$$P = \int_0^{\infty} Q(\nu_1 - \nu^2/2k) \exp(i\nu^2 z/2K) I_0(\nu, r) \nu d\nu, \quad (2.100)$$

где $Q(\nu_1 - \nu^2/2k) = \int_0^{\infty} \theta(\nu, z) \exp(i\nu^2 z/2k) dz$.

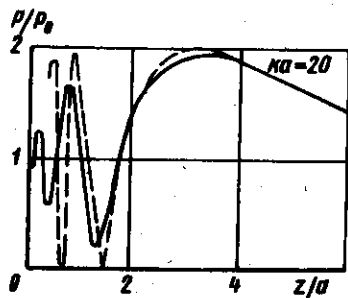


Рис. 2.26. Осевое поведение волны от излучателя с равномерно распределенной амплитудой, рассчитанное на основе волнового (сплошная линия) и параболического (пунктирная линия) уравнений

Максимально упростить общее решение уравнения удастся для предельных значений параметра B . При $B \ll 1$ (модель Вестервельта) диаграмма направленности зависит от параметра l_d и определяется выражением

$$D(\theta) \sim D_1(\theta) [1 + \theta^4 K^2 l_d^2 / 4]^{-0.5}, \quad (2.101)$$

где $D_1(\theta)$ — диаграмма направленности исходного преобразователя, излучающего разностную частоту при том же распределении амплитуды. Например, для диаграммы направленности с равномерно распределенной амплитудой форма диаграммы направленности определяется выражением

$$D(\theta) \sim \frac{I_1(Ka\theta)}{Ka\theta} [1 + \theta^4 K^2 l_d^2 / 4]^{-0.5}. \quad (2.102)$$

В этом случае уровень бокового лепестка очень мал.

В случае $B \gg 1$ (модель Берктея) форма диаграммы направленности зависит от волновых размеров преобразователя исходных волн. Для излучателя с равномерно распределенной амплитудой диаграмма направленности определяется выражением

$$D(\theta) \sim \frac{I_1(k_1 a \theta)}{k_1 a \theta} \frac{I_1(k_2 a \theta)}{k_2 a \theta} \quad (2.103)$$

С увеличением параметра B уровень боковых лепестков в ближней зоне ПА увеличивается, хотя и остается значительно ниже, чем у обычной антенны.

Исследования характеристик ПА в ближней зоне на основе решения (2.98) наталкиваются на технические трудности, связанные с большим вычислительным объемом. Поэтому анализ характеристик в ближней зоне осуществлялся двумя методами. Первый заключается в упрощении подынтегральных выражений таким образом, чтобы

учитывались все основные физические процессы, влияющие на формирование характеристик ПА, в том числе и боковых лепестков. Для описания осевых характеристик ПА, как было показано ранее, следует аппроксимировать поперечное распределение гауссовой функцией. Для описания поля в ближней зоне с учетом боковых лепестков можно использовать модельное решение, записанное в виде двухкратного интеграла

$$P = - \frac{\epsilon K^2}{2 c_0^2 \rho_0} \int_0^z \frac{\exp(-z'/l_d)}{z-z'} dz' \times \\ \times \int_0^\infty \frac{I_1(2r/a\sqrt{1+z'^2/l_d^2}) I_0(Kr r'/(z-z'))}{(1-z'^2/l_d^2 - i\Omega z/2\omega l_d^2) 4r^2/a^2 (1+z'^2/l_d^2)} \times \\ \times \exp \left[- \frac{ir^2 K z' / l_d^2}{2a^2 (1+z'^2/l_d^2)} - \frac{i}{2} K \frac{r^2 + r'^2}{(z-z')} \right] r' dr'. \quad (2.104)$$

Полученный интеграл позволяет рассчитывать уровень боковых лепестков ПА для излучателя накачки с равномерно распределенной амплитудой. Результаты расчетов показывают (можно воспользоваться результатами численного анализа, приведенного на рис. 2.29, так как они хорошо совпадают), что в ближней зоне уровень боковых лепестков очень мал, практически они составляют доли процента. На расстояниях $z > l_d$ уровень боковых лепестков остается очень малым. Лишь с расстояний $\sim \omega l_d / \Omega$ появляются небольшие лепестки, которые незначительно растут, достигая постоянного уровня в дальней зоне излучателя. Аналогичное поведение характерно и для других поперечных распределений на излучателе накачки.

В чем же причина отсутствия боковых лепестков в диаграмме направленности ПА? Параметрическую антенну можно представить как набор виртуальных антенн, расположенных вдоль оси z (рис. 2.27). Каждая виртуальная антенна излучает ВРЧ с определенной диаграммой направленности. Так как длина ВРЧ значительно больше x накачки, ВРЧ практически сразу становится сферической, и формируется боковой лепесток, распространяющийся под определенным углом. Поскольку эти виртуальные антенны расположены на разном расстоянии от экрана, боковые лепестки находятся на разном расстоянии от оси. И в результате этого боковой лепесток или очень сильно уменьшен, или отсутствует (см. рис. 2.27). Аналогичный эффект наблюдается и на расстояниях, больших l_d . Ширина пучка остается малой и дифракционные эффекты проявляются вплоть до расстояний $\sim \omega l_d / \Omega$. Из-за дифракции от каждой виртуальной антенны боковой лепесток распространяется под все меньшим, с увеличением расстояния, углом. И лишь при $z \gg \omega l_d / \Omega$ все три взаимодействующие волны можно считать сферическими. При этом угол распространения ВРЧ совпадает

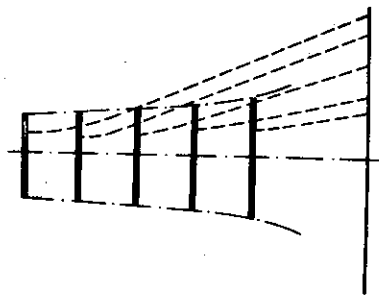


Рис. 2.27. Схематичное изображение положения максимумов от пяти виртуальных источников. Положение максимума изображено пунктирной линией

с углом распространения волны накачки, и амплитуда бокового лепестка начинает возрастать.

В качестве иллюстрации на рис. 2.28 приведены кривые, показывающие искаженные формы диаграммы направленности при замене плоского излучателя протяженным. Кривая 1 соответствует диаграмме направленности от плоского излучателя с равномерной амплитудой на расстоянии l , значительно большем l_d . Кривая 2 соответствует суммарной диаграмме направленности двух излучателей,

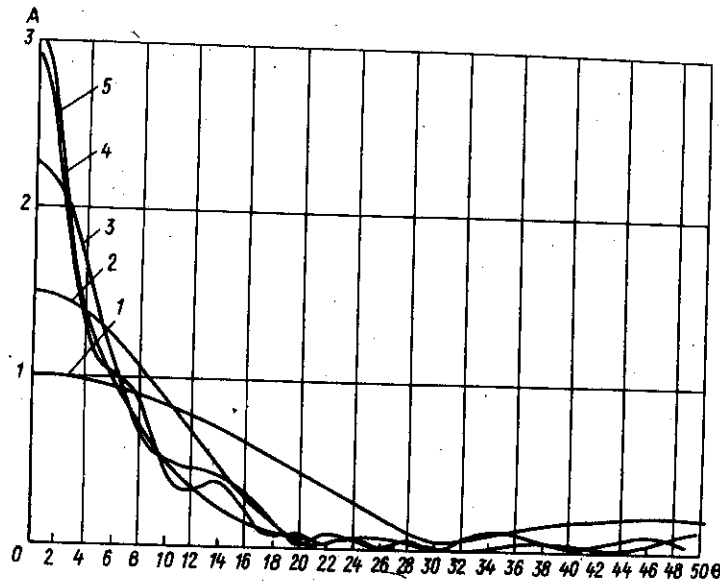


Рис. 2.28. Искажение формы диаграммы направленности при увеличении количества источников

Кривая 1 — соответствует измерению одним источником, 2 — двумя, 3 — пятью, 4 — десятью. Кривая 5 — соответствует диаграмме направленности от параметрической антенны

один из которых расположен на том же расстоянии l , а другой — на вдвое меньшем $l/2$. Кривая 3 соответствует диаграмме направленности 5, а кривая 4 — 10 излучателям. Расстояние между излучателями равно l/n . Общая излучаемая всеми излучателями энергия остается постоянной. Как видно из анализа кривых, увеличение количества антенн приводит к сужению основного лепестка и уменьшению уровня боковых лепестков. В пределе, когда количество излучателей неограниченно возрастает, т. е. источники становятся распределенными в пространстве, как для ПА, диаграмма направленности становится гладкой.

Использование модельных решений требует хорошего уровня теоретической подготовки. Чтобы избежать трудностей, связанных с нахождением аналитических решений, удобно использовать методы расчета, основанные на непосредственном решении дифференциальных уравнений численными методами, заменяя дифференциальные уравнения разностными уравнениями с последующим их решением на ЭВМ. Не будем останавливаться на анализе самих методов — они хорошо известны. Эти методы очень удобны при анализе пучков с произвольным распределением амплитуды волн накачки на поверхности излучателя, в частности для эмпирически найденного распределения. К недостаткам этого метода относятся резкое увеличение объема вычислений и потеря точности при удалении от излучателя. Практически удается получить результаты лишь для ближней зоны ПА. На рис. 2.29 и 2.30 показано поперечное распределение ВРЧ и волн накачки для равномерного и гипергауссового распределения

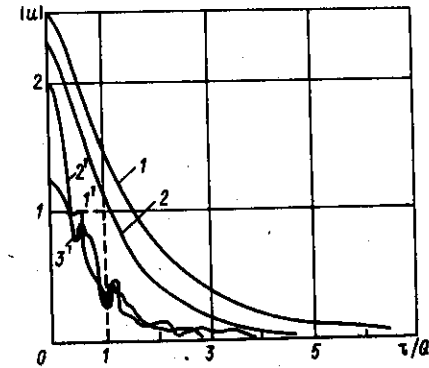


Рис. 2.29. Сравнительные диаграммы направленности ВРЧ (кривые 1, 2) и накачки (кривые 2, 3) для исходного прямоугольного профиля (кривая 1) на расстоянии $z/l_d = 0,2$ и $0,4$

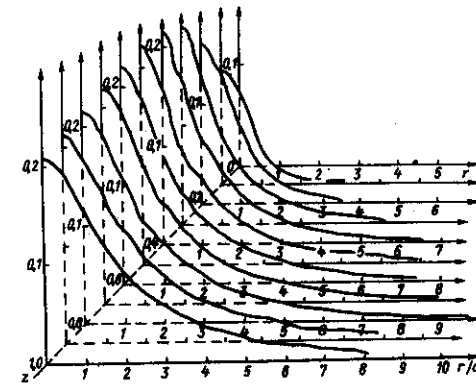


Рис. 2.30. Искажение формы диаграммы направленности ВРЧ от излучателя накачки с гипергауссовым распределением $\exp[-(r/r_0)^{10}]$ амплитуды при учете дифракционных эффектов волны накачки

Кривые 1-10 представлены для расстояний $z/l_d = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1, 2, 1,4, 1,6; 1,8; 2$

амплитуды на поверхности излучателя накачки $p = p_0 \exp(-r/r_0)^{10}$, т. е. на расстояниях $\approx 2l_d$. Диаграмма направленности остается без лепестков, плавно убывающей, разве что первая производная от функции, описывающей диаграмму направленности, не столь монотонна, как для случая гауссовой функции. Ширина диаграммы $\theta_{0,7}$ направленности и амплитудные характеристики близки к характеристикам ПА с гауссовым распределением. Для различных распределений могут возникать незначительные максимумы за счет преобладающего влияния близко расположенной области, однако их величина не превышает нескольких процентов по амплитуде, т. е. они меньше на 30 – 50 дБ (и более) от значения основного максимума.

Следует обратить внимание на отсутствие осцилляций амплитуды в ближней зоне на оси ПА. В принципе, это объясняется теми же причинами, что и отсутствие осцилляций в поперечном распределении. Все осцилляции, наблюдающиеся в „распределенных источниках“ волн накачки, имеют пространственные размеры $< \Lambda$. Соответственно дифракционные эффекты их моментально сглаживают. Амплитуда ВРЧ на оси монотонно растет и, достигнув максимума при $z = l_d$, монотонно убывает. Поведение фазы сигнала (продольное и поперечное) аналогично.

§ 2.10. Особенности работы ПА при сильном проявлении нелинейных эффектов

Принцип действия ПА основан на использовании нелинейных эффектов. Чем интенсивнее волна, тем сильнее проявляются нелинейные эффекты. Когда интенсивность волны достигает определенного уровня, ее поведение определяется в основном нелинейными эффектами. Образование ударных фронтов приводит к резкому усилению затухания. При сильном проявлении нелинейных процессов возникает ряд новых эффектов, связанных с тем, что функция модуляции изменяется в процессе распространения. Участки профиля, где амплитуда больше, начинают затухать раньше, что приводит к изменению формы модулирующей функции. Рассмотрим характер проявления нелинейных процессов на примере взаимодействия плоских волн. Для начального возмущения $p'(z=0; t) = p f(\omega t)$ решение уравнения Бюргерса имеет вид

$$p'(z, \tau) = p f(\omega \tau + \sigma p'/p). \quad (2.105)$$

Это решение справедливо лишь до момента образования разрыва, т. е. для значений $z = [c_0^3 \rho_0 / \epsilon \omega p] (df/dt)_{\max}$; $(df/dt)_{\max}$ – максимальное значение производной для функции $f(t)$. Спектральный состав периодического решения (3.42) находится из интегрального выражения

$$A_{n\omega}(\sigma) = -\frac{ip}{2\pi\sigma} \int_{-\pi}^{\pi} \exp[-in(\xi) - \sigma f(\xi)] d\xi, \quad (2.106)$$

Учитывая специфику работы ПА, основное внимание будет уделяться генерации разностных НЧ-гармоник.

Для исходного бигармонического сигнала накачки генерируемый спектр содержит все комбинационные гармоники $2\omega_1, 2\omega_2, \Omega, \omega_1 + \omega_2$. Амплитуда волны разностной частоты в этой области монотонно возрастает с расстоянием

$$P_{-}(z, \tau) = \frac{c_0^3 \rho_0}{\epsilon \Omega z} I_1(\epsilon \Omega \rho_{01} z / c_0^3 \rho_0) I_1(\epsilon \Omega \rho_{02} z / c_0^3 \rho_0) \cos \Omega \tau, \quad (2.107)$$

причем, если $\Omega \ll \omega_1, \omega_2$, то закон нарастания амплитуды ВРЧ будет практически линейным

$$P(z, \tau) = (\epsilon \rho_{01} \rho_{02} z \Omega / 2c_0^3 \rho_0) \cos \Omega \tau. \quad (2.108)$$

Взаимодействие волн усиливает затухание исходных гармоник. В частности, волна накачки ω_1 будет уже изменяться по закону

$$p' = 2\rho_{01} \frac{I_1(\sigma_1)}{\sigma_1} I_0\left(\frac{\rho_{02}}{\rho_{01}} \sigma_1\right) \sin \omega_1 \tau, \quad (2.109)$$

причем в ряде случаев, например при $\rho_{01} \gg \rho_{02}$, закон затухания носит существенно немонотонный (осциллирующий) характер.

Аналогичным образом находится НЧ-спектр амплитудно-модулированного по гармоническому закону мощного сигнала волны накачки. Первая и вторая гармоники огибающей $\Omega, 2\Omega$ изменяются по закону

$$A_{\Omega}(\sigma) = \frac{4p\Omega}{\omega\sigma} I_1\left(\frac{\Omega}{\omega}\sigma\right) I_0\left(\frac{m\Omega}{2\Omega}\sigma\right) I_1\left(\frac{m\Omega}{2\omega}\sigma\right) \approx \frac{\Omega}{2\omega} p m \sigma;$$

$$A_{2\Omega}(\sigma) = \frac{\Omega p}{\omega\sigma} I_0\left(\frac{2\Omega}{\omega}\sigma\right) I_1^2\left(\frac{m\Omega}{\omega}\sigma\right) \approx \frac{\Omega}{4\omega} p m^2 \sigma. \quad (2.110)$$

Приближенные выражения записаны для случая $\Omega \ll \omega$. Амплитуды обеих гармоник линейно растут с безразмерным расстоянием $\sigma = k\epsilon Mz$. Полученное решение (2.110) будет справедливо для момента образования разрыва, который наступает при $\sigma = (1+m)^{-1}$.

Если генерируемые ВРЧ и волны накачки сильно различаются по частоте, то выражения (2.106) и (2.107) существенно упрощаются. Рост всех НЧ-гармоник становится почти линейным. Это связано с тем, что появление НЧ-волн, имеющих амплитуду в ω/Ω раз меньшую амплитуды ВЧ-волн, практически не влияет на поведение волн накачки. Метод усреднений позволяет значительно упростить решение задач этого класса. Решение ищут в виде суммы НЧ- и ВЧ-сигналов:

$$p' = p_\omega + P_\Omega.$$

Подставляя его в уравнение Бюргера, имеем

$$\frac{\partial p_\omega}{\partial z} + \frac{\partial P_\Omega}{\partial z} - \frac{\epsilon}{c_0^3 \rho_0} (p_\omega + P_\Omega) \frac{\partial}{\partial \tau} (p_\omega + P_\Omega) - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \times$$

$$\times (p_\omega + P_\Omega) = 0. \quad (2.111)$$

С учетом того, что сама амплитуда НЧ-составляющих и ее производные в ω/Ω раз меньше, чем амплитуда волн накачки, уравнение удобнее решать методом последовательных приближений, но не по числу Маха, как это делалось в предыдущем параграфе, а по малому параметру. В рамках второго приближения получаем два уравнения, первое из которых описывает нелинейное искажение ВЧ-спектра

$$\frac{\partial p_\omega}{\partial z} - \frac{\epsilon}{c_0^3 \rho_0} p_\omega \frac{\partial p_\omega}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 p_\omega}{\partial \tau^2} = 0, \quad (2.112)$$

а второе – процесс генерации НЧ-гармоники

$$\frac{\partial P_\Omega}{\partial z} - \frac{\epsilon}{c_0^3 \rho_0} P_\Omega \frac{\partial P_\Omega}{\partial \tau} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 P_\Omega}{\partial \tau^2} = \frac{\epsilon}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \langle p_\omega^2 \rangle. \quad (2.113)$$

Правая часть уравнения – усредненное за интервал времени $\omega^{-1} \ll T \ll \Omega^{-1}$ значение p_ω^2 . На спектральном языке это означает, что в правой части уравнения (2.113) выделяются только НЧ-спектральные компоненты. Решать неоднородное уравнение Бюргера сложно, однако нелинейным членом этого уравнения можно пренебречь, так как в области генерации нелинейные эффекты самовоздействия для разностных частот практически не проявляются из-за малости их амплитуд.

Если пренебречь диссипацией исходных волн, что справедливо в области до образования разрывов, то система принимает более простой вид

$$\frac{\partial p_\omega}{\partial z} - \frac{\epsilon}{c_0^3 \rho_0} p_\omega \frac{\partial p_\omega}{\partial \tau} = 0; \quad \frac{\partial P_\Omega}{\partial z} = \frac{\epsilon}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \langle p_\omega^2 \rangle. \quad (2.114)$$

Для исходной волны с произвольной функцией модуляции

$$p'(z=0, \tau) = pf(\Omega t) \sin \omega t. \quad (2.115)$$

Форма НЧ-сигнала в области до образования разрывов, как и для

случая слабого проявления нелинейности, будет определяться производной от квадрата функции модуляции, а амплитуда сигнала линейно растет с расстоянием

$$P_\Omega(z, \tau) = \frac{1}{4\omega} pa \frac{\partial}{\partial \tau} f^2(\Omega \tau). \quad (2.116)$$

Спектр НЧ-сигнала определяется производной от НЧ составляющей спектра квадрата функции огибающей. Нетрудно убедиться, что формула (2.116) представляет собой асимптотическое решение при $\Omega \ll \omega$ для общих решений, найденных для бигармонического (2.107) и АМ-сигналов (2.110). Для фазовой модуляции исходного сигнала генерация НЧ-гармоник отсутствует. В области, где начинается образование ударных фронтов, функция огибающей изменяется и участки с большей амплитудой начинают затухать быстрее. В конечном счете модуляция полностью исчезает и генерация НЧ-гармоник прекращается. Математически это выразится в том, что функция $\langle p_\omega^2 \rangle$ в правой части уравнения (2.113) будет зависеть не только от τ , но и от z . Точно описать динамику искажения профиля огибающей достаточно сложно. Поэтому на практике ее обычно аппроксимируют более простой и удобной для аналитических расчетов функцией.

Практическое использование метода усреднений для анализа задач о генерации НЧ-сигналов в области существования разрывов рассмотрено на примере АМ-волны с гармоническим законом модуляции волн. Для описания процесса искажения формы огибающей воспользуемся достаточно грубой, но удобной для расчета функцией. Будем считать, что с момента образования разрыва амплитуда убывает обратно пропорционально расстоянию $p'(\sigma) \sim p/2\sigma$, а если разрыв не наступил, то она постоянна. Искажение формы огибающей в соответствии с принятым законом изображено на рис. 2.31. Форма генерируемого НЧ-сигнала для значений $\sigma < (1-m)^{-1}$ будет изменяться по следующему закону:

$$P_\Omega(z, \tau) = \frac{1}{2\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} \begin{cases} \frac{1}{2} (1 - m \cos \Omega \tau)^2 \sigma, & \sigma \leq (1 - m \cos \Omega \tau)^{-1}; \\ (1 - m \cos \Omega \tau) - (2\sigma)^{-1}; & \sigma \geq (1 - m \cos \Omega \tau)^{-1} \end{cases} \quad (2.117)$$

Для значений $\sigma > (1-m)^{-1}$ генерация заканчивается. Форма НЧ-сигнала в этой области определяется производной от функции огибающей, как в области до образования разрывов. Рассмотрим поведение отдельных НЧ-гармоник огибающих сигнала. Первая гармоника монотонно возрастает до некоторого максимального значения; вторая – монотонно растет только в области до образования разрывов, а затем начинает резко затухать. Это связано с тем, что ее генерация в данной

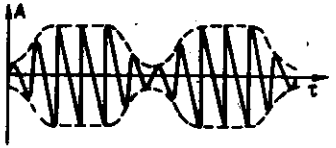
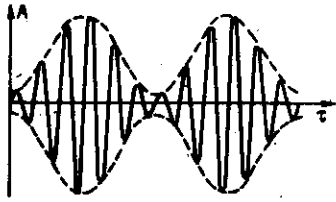


Рис. 2.31. Искажение формы огибающей амплитудно-модулированного сигнала при образовании разрывов

модуляции. В этом случае решение запишется в виде

$$P_{\Omega}(z, \tau) = \frac{p}{2\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} \begin{cases} \frac{1}{2} \sigma f^2(\Omega\tau), & \sigma f \leq 1; \\ f(\Omega\tau) - (2\sigma)^{-1}, & \sigma f > 1. \end{cases} \quad (2.118)$$

В области, где генерация НЧ-гармоник практически закончилась, форма сигнала определяется уже производной не от квадрата (как на начальном этапе распространения), а просто от функции модуляции, т. е. спектр генерируемого НЧ-сигнала в области до и после образования разрыва существенно различен. На расстояниях, где профиль волны становится практически пилообразным, для расчета НЧ-спектра можно использовать асимптотический метод — метод пилообразного профиля. Считая профиль волны пилообразным, достаточно просто описать его искажение с расстоянием. Фурье-анализ полученного решения позволяет найти отдельные спектральные компоненты сигнала, в том числе и низкочастотные. При распространении АМ-сигнала накачки наблюдаются некоторые особенности в поведении пилообразного профиля, по сравнению с профилем гармонического сигнала. Для гармонического сигнала разность площадей между полупериодами равна нулю, а для АМ-волны — отлична от нуля и приближенно равна $\Delta S_k \approx pf(\tau_k)$, где τ_k — среднее значение параметра для определенного периода волны накачки. В силу этого ударные фронты, образующиеся в исходном гармоническом сигнале, неподвижны в сопровождающей системе координат, а у АМ-сигнала движутся, так как только в этом случае ΔS_k для отдельных периодов будет

области происходит в противофазе. Третья гармоника (а также и другие более высокие НЧ-гармоники огибающей) начинает генерироваться только после начала образования разрыва, однако достигнув максимума, она быстро затухает.

Следует отметить, что такое поведение НЧ-гармоник характерно только для данного вида модуляции. Например, для бигармонического сигнала в области до образования разрыва генерируется только одна гармоника, а в области после образования разрыва — целый спектр гармоник $n\Omega$, причем все они монотонно растут к постоянному значению.

Рассмотренный метод позволяет легко обобщить полученные результаты на случай произвольной функции

сохраняться. Скорость движения фронта в сопровождающей системе координат пропорциональна площади периода волны:

$$d\tau_{\Phi}/d\sigma \approx \Delta S_k / 2\pi\omega. \quad (2.119)$$

Искажение профиля волны при наличии разности площадей описывается следующим точным решением уравнения Бюргера, обобщающим решение Хохлова:

$$p'(z, \tau) = \frac{p}{1+\sigma} \left\{ -\theta + \pi \operatorname{th} \frac{\pi[\theta + \Delta S(1+\sigma)/2\pi p]}{1+\sigma} \right\}. \quad (2.120)$$

Даже незначительная начальная разность площадей приводит к существенному искажению профиля и образованию в конечном счете одного полярного импульса. Поскольку величина ΔS_k различна для отдельных периодов волны накачки, то фронты будут двигаться с разными скоростями, догонять друг друга и сливаться. В конечном счете этот процесс приводит к образованию низкочастотной ударной волны (рис. 2.32). Для бесконечно малых значений Γ профиль НЧ-волны описывается асимптотическим решением

$$P_{\Omega}(z, \tau) = \frac{p}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} f(\Omega\tau) \left[1 - \frac{\pi^2}{2(1+\sigma f(\Omega\tau))^2} \right]. \quad (2.121)$$

Для конечных значений параметра Γ форма НЧ-сигнала в области $\sigma > 3$ определяется выражением

$$P_{\Omega}(\tau) = \frac{p}{\omega} \frac{\partial f(\Omega\tau)}{\partial \tau} \frac{I_1(f(\Omega\tau)/2\Gamma)}{I_0(f(\Omega\tau)/2\Gamma)}. \quad (2.122)$$

Нетрудно убедиться, что для предельных значений $f(\tau)/2\Gamma \gg 1$ и $f(\tau)/2\Gamma \ll 1$ выражение (2.116) переходит в (2.115). В зависимости от значений Γ для плоских волн форма НЧ-сигнала будет определяться либо производной от функции модуляции, либо производной

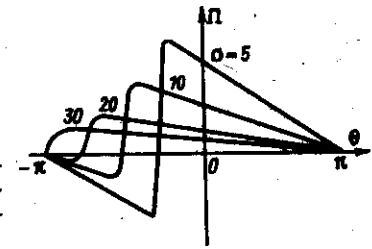


Рис. 2.32. Движение ударного фронта в сопровождающей системе координат для отдельного высокочастотного периода амплитудно-модулированной волны

от квадрата функции. Если взаимодействующие пучки ограничены, возникает ряд особенностей при генерации ВРЧ. Во-первых, на оси пучка, где амплитуда волн больше, ударные фронты образуются раньше, что приводит к изменению не только функции огибающей, но и поперечного распределения звукового пучка. Учет всех этих эффектов представляет сложную задачу, точное решение которой проводится численными методами [3]. Для расчета характеристик ВРЧ можно воспользоваться методом усреднений. В этом случае НЧ составляющие спектра будут описываться выражением

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial P_{\Omega}}{\partial z} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2 P_{\Omega}}{\partial \tau^2} \right) - \frac{c_0}{2} \Delta_1 P_{\Omega} = \frac{\epsilon}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \langle p_{\omega}^2 \rangle. \quad (2.123)$$

Для нахождения p_{ω} необходимо решить нелинейное уравнение. Если предположить, что ВЧ-пучки накачки не дифрагируют в области взаимодействия, для описания волн накачки можно воспользоваться уравнением Бюргера.

В качестве граничного условия для уравнения (2.123) используем бигармонический

$$p_{\omega}(z=0, \tau) = A_1(r) \sin \omega_1 \tau + A_2(r) \sin \omega_2 \tau \quad (2.124)$$

или АМ-сигнал

$$p_{\omega}(z=0, \tau) = A(r) (1 - m \cos \Omega \tau) \sin \omega \tau. \quad (2.125)$$

Нелинейные явления, происходящие в среде при распространении плоских ВЧ-волн, рассмотрены в начале параграфа. Соответствующие граничным условиям (2.124), (2.125) решения p_{ω} уравнения Бюргера содержат как ВЧ-, так и НЧ-гармоники. После усреднения по быстрым осцилляциям величина $\langle p_{\omega}^2 \rangle$ будет содержать только НЧ-гармоники с частотами $n\Omega$

$$\langle p_{\omega}^2 \rangle = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \langle p_{\omega}^2 \rangle \exp(in\Omega\tau) + \text{к. с.} \quad (2.126)$$

Подставляя это разложение в (2.123), легко видеть, что распределенные источники в правой части уравнения возбуждают такой же набор НЧ-гармоник:

$$P_{\Omega} = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} A_{n\Omega}(r, z) \exp(in\Omega\tau) + \text{к. с.} \quad (2.127)$$

Для каждой из амплитуд $A_{n\Omega}$ получаем неоднородное параболическое уравнение

$$\frac{\partial A_{n\Omega}}{\partial z} - \frac{1}{2inK} \Delta_1 A_{n\Omega} = i \frac{\epsilon nK}{2c_0^2 \rho_0} \langle p_{\omega}^2 \rangle = Q_n(r, z). \quad (2.128)$$

Практическая реализация такой схемы расчета затруднена отсутствием достаточно общих и простых выражений для распределенных источников Q_n . Однако часть выкладок все же удается проделать и получить результаты в аналитической форме.

Исследуем вначале поведение диаграммы направленности НЧ-гармоник

$$\tilde{Q}_n = \iint_0^{\infty} Q_n(r, z) \exp\left(-i \frac{v^2}{2nK} z\right) J_0(vr) r dr dz. \quad (2.129)$$

Рассмотрим наиболее простой случай, когда амплитуда АМ-волны накачки

$$A(r) = \begin{cases} p, & r < a; \\ 0, & r > a, \end{cases} \quad (2.130)$$

т. е. постоянна по сечению круглого пучка и равна нулю вне его. Из-за отсутствия дифракции ВЧ-волн функция $Q_n = (i\epsilon nK/2c_0^2 \rho_0) \times A^2(r) \Phi_n(z)$ будет иметь такую же зависимость от переменной r и формула (2.129) примет вид

$$\tilde{Q}_n = i \frac{\epsilon nK}{2c_0^2 \rho_0} p^2 \frac{a^2}{2} \left[\frac{2J_1(va)}{va} \right] \int_0^{\infty} \Phi_n(z) \exp\left(-i \frac{v^2}{2nK} z\right) dz. \quad (2.131)$$

Итак, в этом случае диаграмма направленности представляется как произведение поперечного и продольного апертурных множителей. Выражение для поперечного множителя при равномерном распределении амплитуды ВЧ для любой из НЧ-гармоник имеет вид

$$D_t(\theta) = p^2 \pi a^2 [2J_1(nKa\theta)/nKa\theta]. \quad (2.132)$$

Продольный множитель для гармоники $n\Omega$ равен преобразованному по Фурье-распределению источников $\Phi_n(z)$ вдоль оси z

$$D_l(\theta) = \int_0^{\infty} \Phi_n(z) \exp\left(-i \frac{1}{2} nK\theta^2 z\right) dz. \quad (2.133)$$

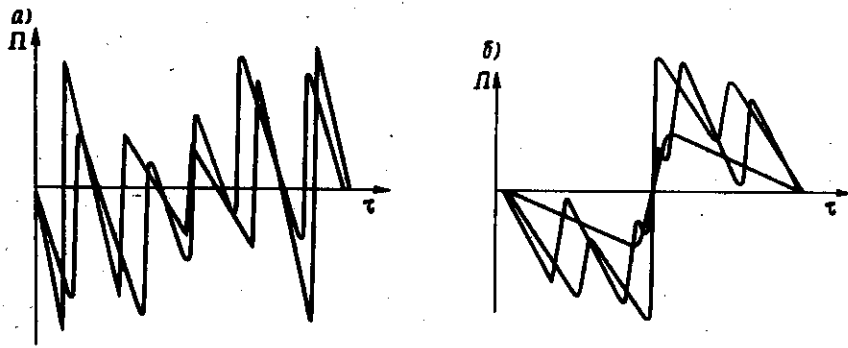


Рис. 2.33. Последовательные этапы формирования НЧ-сигналов АМ-волны

Для АМ-волны процесс генерации НЧ-гармоник в плоских волнах накачки рассмотрен в работе на основе прямого численного интегрирования уравнения Бюргера с граничным условием (рис. 2.33). Амплитуды гармоник с номерами $n = 1, 2, 3$ (для значений параметра глубины модуляции $m = 0,9$, отношения частот $\Omega/\omega = 0,1$ и числа $\Gamma = b\omega/2\epsilon p = l_p/l_s = 0,05$ изображены на рис. 2.34 штриховыми линиями. Эти данные позволяют рассчитать функции $Q_n \sim \Phi_n(z)$, которые, как видно из уравнения (2.128), равны производным $dA_{n\Omega}(z)/dz$ (см. рис. 2.34).

Заметим, что существуют и аналитические методы вычисления амплитуд НЧ-гармоник $A_{n\Omega}$ и функций Q_n . Так, результаты расчета

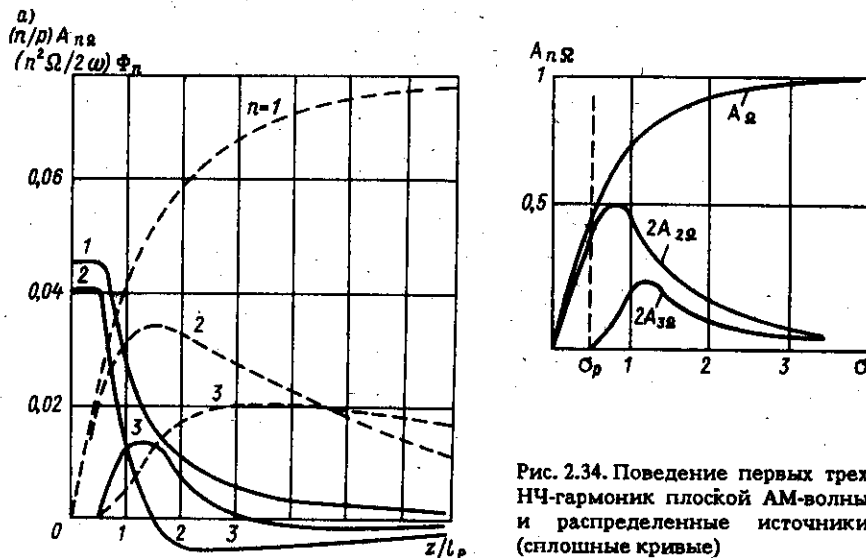


Рис. 2.34. Поведение первых трех НЧ-гармоник плоской АМ-волны и распределенные источники (сплошные кривые)

на основе аналитической модели, изображенные на рис. 2.34, б, обнаруживают качественное согласие с поведением штриховых кривых на рис. 2.34, а.

Результаты, приведенные на рис. 2.34, б, относятся к случаю сильного проявления нелинейных эффектов ($\Gamma \ll 1$), когда профиль волны накачки содержит крутые участки (фронты). При этом затухание НЧ-волн зависит главным образом не от вязких констант среды, а от амплитуды p волны накачки. Все величины Φ_n на рис. 2.34 заметно уменьшаются уже на расстояниях z порядка нескольких длин l_p образования разрыва, т. е. область существования распределенных источников (длина параметрической антенны) ограничена величиной $z = (5 \div 10)l_p$. Поэтому для грубых оценок угловой ширины продольного апертурного множителя можно заменить в формулах $l_s \rightarrow l_p$ и приближенно получить

$$2\theta_{0,7} \sim 1/\sqrt{5Kl_p}. \quad (2.134)$$

Длина $l_p = c_0^3 \rho_0 / \epsilon \omega p$ обратно пропорциональна амплитуде p ВЧ-волны, из-за чего с увеличением p ширина диаграммы должна увеличиваться как \sqrt{p} или прямо пропорционально интенсивности волны накачки.

Когда длина параметрической антенны ограничена нелинейным затуханием, диаграмма ПА уже не описывается формулой, справедливой для ПА с линейным затуханием накачки, и приобретает более сложный вид. Для количественного расчета диаграммы необходимо вычислить интеграл (2.133), подставив в него изображенные зависимости $\Phi_n(z)$ (или аналогичные зависимости при других значениях величин $m, \Omega/\omega, \Gamma$), а затем взять модуль от полученного выражения. Однако форма диаграммы направленности для первой НЧ-гармоники качественных особенностей не обнаруживает, и на этом вопросе мы останавливаться не будем.

Интересный вид приобретает диаграмма второй НЧ-гармоники. Для дальнейших рассуждений важно заметить, что функция $\Phi_2(z)$ (сплошная кривая 2 на рис. 2.34) имеет знакопеременный характер. Аппроксимируем эту зависимость простой функцией – разностью двух экспонент:

$$\Phi_2(z) \sim \exp(-2z/l_1) - \kappa \exp(-2z/l_2). \quad (2.135)$$

Здесь $\kappa < 1, l_1/l_2 < 1$ – свободные параметры, вариацией которых можно изменять форму кривой с целью приблизить ее к более сложной реальной зависимости $\Phi_2(z)$. Вычислив интеграл (2.133), найдем

$$|D_1(\theta)| \sim \left[\frac{l_1^2}{-1 + \theta^4/\theta_1^4} + \frac{\kappa^2 l_2^2}{1 + \theta^4/\theta_2^4} - 2\kappa l_1 l_2 \frac{1 + \theta^4/\theta_1^2 \theta_2^2}{(1 + \theta^4/\theta_1^4)(1 + \theta^4/\theta_2^4)} \right]^{1/2} \quad (2.136)$$

Здесь использовано обозначение $\theta_{1,2} = 2/\sqrt{2Kl_{1,2}}$.

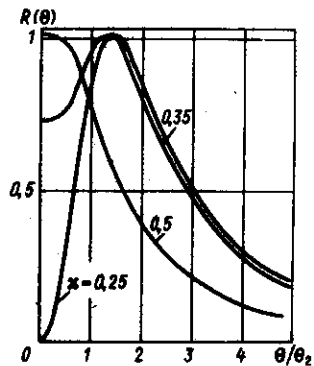


Рис. 2.35. Изменение диаграммы направленности второй НЧ-гармоники, рассчитанные для модельной зависимости

Диаграмма, построенная по формуле (2.136), изображена на рис. 2.35 для трех значений κ , равных 0,25, 0,35, 0,5 и значения $l_1/l_2 = 0,25$. Видно, что в центре диаграммы направленности в общем случае возникает провал. Он достигает наибольшей величины (амплитуда $A_{2\Omega}$ падает до нуля) при $l_1 = \kappa l_2$, т. е. в том случае, когда полная площадь под кривой $\Phi_2(z)$ равна нулю. Этот факт носит общий характер и не связан с принятой аппроксимацией (2.135). Как следует из формулы (2.127), равенство равно нулю второй НЧ-гармоники на оси (при $\theta = 0$), когда интеграл равен нулю. Физический смысл этой величины понятен; как указывалось выше, интеграл пропорционален асимптотическому значению $A_{2\Omega}(z \rightarrow \infty)$, получаемому из решения уравнения Бюргерса. Таким образом,

решение задачи для плоских волн позволяет установить, имеется провал в центре диаграммы направленности или нет. Форма НЧ-компоненты поля в случае АМ-волны накачки, как следует из решения уравнения Бюргерса, на расстояниях $z > l_3$, $z \ll L_3$ имеет вид

$$P_{\Omega} = \frac{b}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial \tau} \ln I_0 \left[\frac{\epsilon p}{b \omega} f(\Omega \tau) \right] = p \frac{\Omega}{\omega} f' \frac{I_1}{I_0} \quad (2.137)$$

При очень малых числах Γ аргументы функций Бесселя велики и $I_1/I_0 \approx 1$, т. е. форма НЧ-сигнала определяется производной от огибающей. Для модуляции по гармоническому закону (2.125) получаем

$$P_{\Omega} = p \frac{\Omega}{\omega} m \sin \Omega \tau. \quad (2.138)$$

Этот результат показывает, что при сильном проявлении нелинейных эффектов на больших расстояниях остается лишь первая гармоника огибающей; амплитуды же второй $A_{2\Omega}$ и третьей $A_{3\Omega}$ гармоник стремятся к нулю. Следовательно, в центре диаграмм направленности этих гармоник должны возникать провалы, и диаграммы принимают вид двугорбых кривых (см. рис. 2.35).

Указанное явление имеет место только для модулированного по гармоническому закону сигнала. Для бигармонического сигнала с одинаковыми амплитудами ВЧ-волн форма огибающей дается функцией $f = 2|\cos(\Omega \tau/2)|$, спектр производной от которой содержит весь набор НЧ-гармоник. Этот вывод справедлив и при различных амплитудах ВЧ-волн. Как нетрудно показать, совершив предельный переход

$\Gamma_1 \rightarrow 0$, $\Gamma_2 \rightarrow 0$ в решении, в случае бигармонического сигнала (2.124) амплитуды всех НЧ-гармоник стремятся к ненулевым постоянным значениям, и провал в центре диаграммы отсутствует.

Исследуем форму НЧ-сигнала, представляющего собой комбинацию нескольких гармонических составляющих. Поле n -й гармоники на оси в дальней зоне имеет вид

$$A_{n\Omega}(\theta = 0, z) = - \frac{\epsilon a^2 (n\kappa)^2}{2c_0^2 \rho_0 z} p^2 \int_0^{\infty} \Phi_n^2(z) dz. \quad (2.139)$$

Форма НЧ-сигнала дается рядом Фурье (2.127), коэффициенты которого определяются по формуле

$$P_{\Omega}(\theta = 0, z, \tau) = \frac{1}{2} \frac{\epsilon a^2 p^2}{4c_0^4 \rho_0 z} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(in\Omega\tau) \int_0^{\infty} \Phi_n(z) dz + \text{к.с.} \quad (2.140)$$

Выражение под знаком суммы имеет наглядный физический смысл. Действительно, решение плоской задачи, соответствующее (2.139) (как это следует из уравнения (2.128) при $\Delta_{\perp} = 0$), равно

$$A_{n\Omega}(z \rightarrow \infty) = i \frac{\epsilon n \Omega}{2c_0^3 \rho_0} p^2 \int_0^{\infty} \Phi_n(z) dz, \quad (2.141)$$

т. е. асимптотическая форма плоской волны есть

$$P_{\Omega}(z \rightarrow \infty, \tau) = \frac{1}{2} \frac{\epsilon p^2}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(in\Omega\tau) \int_0^{\infty} \Phi_n(z) dz + \text{к.с.} \quad (2.142)$$

Сравнив формулы (2.140) и (2.142), установим известную связь между решением задачи для плоских волн и НЧ-полем в дальней зоне на оси

$$P_{\Omega}(\theta = 0, z, \tau) = p \frac{a^2}{zc_0 z} \frac{\partial}{\partial \tau} P_{\Omega}(z \rightarrow \infty, \tau). \quad (2.143)$$

Поскольку, согласно (2.135), асимптотическая форма плоской волны описывается первой производной от функции огибающей, то

$$P_{\Omega}(\theta = 0, z, \tau) = p \frac{\Omega}{\omega} \frac{L_{\kappa}}{z} f'(\Omega \tau). \quad (2.144)$$

Таким образом, форма НЧ-сигнала в дальней зоне пропорциональна f' , т. е. второй производной функции огибающей исходной ВЧ АМ волны.

Когда ВЧ-волна модулирована по гармоническому закону, поле (2.125) не содержит особенностей. Однако для других видов модуляции двукратное дифференцирование огибающей „обостряет” форму НЧ-сигнала в дальней зоне. Например, огибающая $f = 2l \cos(\Omega t/2)$ бигармонического сигнала (2.124) с равными амплитудами периодически терпит излом, и поэтому в окрестностях точек $\Omega t = \pi(2n + 1)$ вторая производная может реально достигать большой величины. Осциллограммы НЧ-волн, генерируемых в поле бигармонической волны накачки, действительно содержали резкие „выбросы”, периодически следовавшие друг за другом. Величина НЧ-сигнала пропорциональна произведению амплитуд двух ВЧ-волн (при бигармонической накачке) или квадрату амплитуды АМ-волны. Когда нелинейное затухание ВЧ-волн оказывается существенным, зависимость $\sim r^2$ переходит в более медленную $\sim r$ (см. например, (2.144)).

Пусть приемник НЧ-сигнала помещен на фиксированном расстоянии от преобразователя накачки. Увеличивая плавно интенсивность накачки, можно снять линейную зависимость амплитуды НЧ-волны от r^2 . Однако при достаточном больших интенсивностях будет превышен порог образования разрыва, и на кривой образуются „загибы”. Это явление называют „нелинейным насыщением”, хотя, строго говоря, увеличение амплитуды лишь замедляется, а не прекращается совсем.

Глава 3

ГЕНЕРАЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ ПА

§3.1. Особенности генерации и формирования широкополосного сигнала ВРЧ

Проблема формирования широкополосных гидроакустических сигналов весьма важна. Антенны, позволяющие плавно перестраивать в широком диапазоне частоту и излучать сигналы с широким спектром, значительно улучшают характеристики гидролокаторов, они незаменимы для калибровки и передачи информации. По отражению сигналов со сложным спектральным составом можно судить о характеристиках отражающего объекта и решать задачи классификации. Формирование широкополосных сигналов методами линейной акустики связано с рядом серьезных технических трудностей ввиду того, что отдельный

излучатель обладает, как правило, узкой полосой пропускания. Широкая полоса пропускания заложена в принципе работы ПА. Если излучение производится одним излучателем с шириной полосы пропускания $\Delta\omega$ (для резонансных излучателей величина $\Delta\omega/\omega$ обычно мала), то ВЧ-гармоники, участвующие в генерации ВРЧ, для эффективного излучателя должны располагаться в данном спектральном интервале. Соответственно и ВРЧ можно генерировать в полосе частот $\Omega \leq \Delta\Omega$. Например, если накачка генерируется узкополосным излучателем средней частоты ~ 300 кГц и шириной полосы пропускания $\sim 10\%$, то ВРЧ будет эффективно генерироваться в интервале от 0 до 30 кГц. Если такой полосы недостаточно, то несложно расширить полосу пропускания, используя систему излучателей с близкими резонансными частотами.

Спектр сигнала в процессе трансформации из электрического в акустический искажается. Функция, учитывающая зависимость амплитуды излучаемой волны от частоты, называется амплитудно-частотной характеристикой антенны (АЧХ). При распространении ограниченного гармонического лучка в среде дифракционные и диссипативные эффекты существенно зависят от частоты сигнала, что приводит к искажению спектра акустического сигнала в процессе распространения. Лишь для сигналов с узким спектром эти искажения незначительны, и можно считать спектр неизменным в процессе распространения. Поскольку формирование характеристик ПА происходит в среде при сильном проявлении дифракционных и нелинейных эффектов, зависящих от частоты, все эти эффекты оказывают влияние на АЧХ ПА.

Рассмотрим влияние дифракции на характеристики линейной антенны. Спектр отдельной спектральной компоненты изменяется по закону

$$A(\omega) = A_0(\omega) [1 - iz/l_d(\omega)]^{-1} \exp \{ -r^2 a^{-2} [1 - iz/l_d(\omega)] \}, \quad (3.1)$$

где $A(\omega)$ – спектр излучаемого антенной сигнала. Из выражения (3.1) видно, что спектр сигнала в процессе распространения искажается, причем появляются зависимости от z и r , т. е. от расстояния до излучателя и расстояния до оси. Это связано с тем, что дифракционные эффекты сильнее проявляются для НЧ-компонент спектра $l_d \sim \omega a^2 / 2c_0$. На расстоянии $z \gg l_d(\omega)$, удовлетворяемом для всех излучаемых гармоник, спектр сигнала на оси линейно зависит от частоты $A(\omega) = \omega A_0(\omega)$. Это означает, что форма сигнала описывается первой производной от функции исходного профиля волны. Наблюдается искажение формы сигнала при удалении от оси. В спектре с увеличением r начинают преобладать НЧ-составляющие спектра. При $z/l_d(\omega) \gg 1$ эта зависимость для амплитуд спектральных составляющих $\sim A_0(\omega) \exp(-r^2 a^2 \omega^2 / 4c_0^2 z^2)$.

Если излучатель выпуклый, то влияние дифракции за счет сферической расходимости уменьшается. Как было показано в § 2.4, изменение амплитуды на оси происходит по закону $[1 + z/R_0 + iz/l_d(\omega)]^{-1}$. И при $R_0 \ll l_d$ дифракция практически не сказывается, спектр

и форма сигнала остаются неизменными в процессе распространения волны.

Для сигналов с узким спектром, обычно используемых для накачки в ПА, форма спектра определяется в основном первым сомножителем, а относительное изменение параметра для генерируемых спектральных компонент незначительное. В процессе распространения спектр такого сигнала практически не изменяется в зависимости от z и r . Форма амплитудно-модулированного сигнала с узким спектром описывается функцией

$$p(t) = p_0 f(\Omega t) \cos \omega_0 t, \quad (3.2)$$

где $\Omega \ll \omega_0$; ω_0 — несущая частота; $f(\Omega t)$ — медленно изменяющаяся (за один период волны ω_0) огибающая. Хотя форма сигнала на оси при $z \gg l_D(\omega)$ будет определяться производной

$$\omega_0 [(\Omega/\omega_0) f'(\Omega t) \cos \omega_0 t + f(\Omega t) \sin \omega_0 t],$$

из-за малости отношения Ω/ω_0 первого слагаемого практически не оказывается, и форма огибающей сохраняется. Дифракция приводит лишь к изменению фазы для всех гармоник на $\pi/2$.

Нелинейные эффекты также зависят от частоты генерируемого сигнала, что приводит к изменению спектра НЧ-сигнала. Рассмотрим влияние нелинейности на примере плоских волн. При распространении АМ-волны (3.2) в нелинейной среде происходит генерация ВЧ- и НЧ-составляющих. Спектр этих сигналов для незатухающих плоских волн находится из спектрального анализа квадрата решения (3.2). НЧ-часть спектра генерируемых волн определяется квадратом функции огибающей

$$A_0(\Omega) \approx \int f^2(\Omega t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (3.3)$$

Анализ поведения отдельных спектральных компонент можно провести на основе уравнения Бюргера [21, 38]. Решая его методом последовательных приближений, находим, что спектр изменяется по закону

$$A(\Omega, z) = \epsilon \Omega \rho_0^2 A_0(\Omega) z / 2c_0^3 \rho_0 \quad (3.4)$$

Линейная зависимость от частоты Ω означает, что форма сигнала определяется первой производной от квадрата функции огибающей

$$P(\tau, z) = \epsilon \rho_0^2 z (2c_0^3 \rho_0)^{-1} df^2(\Omega \tau) / d\tau. \quad (3.5)$$

Если функция f огибающей волны накачки представляет собой амплитудно-модулированную по гармоническому закону волну $f(t) = (1 + m \cos \Omega t)$, то в среде генерируются две гармоники с частотами Ω и 2Ω .

Для непериодических функций модуляции генерируются не отдельные НЧ-гармоники, а сплошной спектр. Например, для гауссовой формы огибающей, $f(\tau) = \exp(-\Omega_0^2 \tau^2)$, НЧ-сигнал имеет форму $\sim 4\Omega_0^2 \tau \exp(-2\Omega_0^2 \tau^2)$, а спектр определяется выражением

$$A(\Omega) \sim \Omega \Omega_0^{-1} \exp(-\Omega^2 / 8\Omega_0^2) \quad (3.6)$$

Аналогичным образом находятся корреляционные функции НЧ-волны для случайной функции огибающей. Для гауссова закона распределения этой функции имеем

$$B_\Omega(\theta_1, z) = -(\epsilon \delta^2 z / 2c_0^3 \rho_0)^2 \partial^2 B_0^2(\Omega \theta_1) / \partial \theta_1^2, \quad (3.7)$$

где $\theta_1 = \tau_1 - \tau_2$; B_0 — корреляционная функция для случайной функции модуляции $\delta = B_0(0)$.

Рассмотрим теперь другие виды модуляции. ЧМ- и ФМ-сигналы взаимосвязаны, хотя бы потому, что временная производная от фазы есть частота. Фазово-модулированный по гармоническому закону сигнал

$$p(z=0, t) = p_0 \cos(\omega t + m \cos \Omega t) = p_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \{ J_{2n}(m) \times \\ \times \cos(\omega + 2n\Omega)t + J_{2n-1}(m) \sin[\omega + (2n-1)\Omega]t \} \quad (3.8)$$

содержит бесконечное число гармоник $\omega \pm n\Omega$, амплитуды которых зависят от параметра m , характеризующего глубину модуляции. Предполагая, что $\Omega \ll \omega$, можно считать затухание всех исходных гармоник одинаковым. Нетрудно убедиться, что квадрат полученного решения не содержит НЧ-гармоник функции модуляции, т. е. при фазовой модуляции генерация НЧ-спектра отсутствует. Это будет справедливо не только для гармонического, но и для произвольного вида функции модуляции. Однако в экспериментах слабая генерация НЧ-гармоник все же будет наблюдаться. Это связано с тем, что различное затухание исходных гармоник приводит к амплитудной модуляции исходной волны и соответственно к генерации НЧ-гармоник этой огибающей. Как показывают расчеты, этот эффект будет в Ω/ω раз слабее, чем для исходной АМ-волны.

Характер генерации спектра ВРЧ не изменяется при взаимодействии сферических волн. Спектр НЧ-сигнала пропорционален частоте, и соответственно форма сигнала описывается первой производной от функции огибающей. Для расчетов можно воспользоваться решением (3.5), заменив z на $\ln(z/R_0)$, R_0 — радиус сферического излучателя.

Рассмотрим теперь генерацию широкополосных сигналов ограниченными пучками. Анализ решений, как и для бигармонического сигнала, будем проводить на основе системы уравнений (2.2), (2.3). Поведение ВЧ-компонент накачки описывается выражением (3.1). В общем случае необходимо учитывать диссипацию, что несложно

сделать, добавив множитель $\exp[-z/l_3(\omega)]$. Существенная зависимость затухания от частоты гармоники также приводит к искажению спектра, однако для узкополосного сигнала этот эффект незначительно сказывается на форме огибающей, приводя лишь к уменьшению амплитуды. Для периодической функции модуляции спектр накачки состоит из отдельных гармоник и записывается в виде ряда

$$A(\omega_k = \omega_0 + k\Omega, z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{p_0 A_0(\omega_k)}{1 - iz/l_d(\omega_k)} \exp \left[-\frac{z}{l_3(\omega_k)} - \frac{r^2/a^2}{1 - iz/l_d(\omega_k)} \right] \quad (3.9)$$

Для нахождения генерируемого в среде НЧ-сигнала необходимо вычислить спектр от решения (3.2). В данном случае каждая НЧ-гармоника генерируется не одной парой волн накачки, как для бигармонического сигнала, а целым набором таких пар, разница между частотами которых равна Ω . Для нахождения амплитуды отдельной гармоники необходимо вычислять интеграл

$$A(\Omega) \sim \int_{-\infty}^{\infty} A(z, \omega) A^*(z, \omega - \Omega) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega) A_0^*(\omega - \Omega) \times \frac{\exp \left\{ -z/l_3(\omega) - z/l_3(\omega - \Omega) - (r^2/a^2) [(1 - iz/l_d(\omega))^{-1} + (1 + iz/l_d(\omega - \Omega))^{-1}] \right\}}{[1 - iz/l_d(\omega)] [1 + iz/l_d(\omega - \Omega)]} d\omega. \quad (3.10)$$

Изменяя параметр Ω , вычислим генерируемый в среде спектр волны. В общем случае выражение для $A(z, \omega)$ определяется (3.9). Правая часть выражения (2.3) описывает распределенные в среде источники, возникающие из-за нелинейности среды. Линейная зависимость от Ω означает, что в каждой точке среды, где происходит взаимодействие волн, происходит генерация НЧ-спектра, соответствующая не выражению (3.10), а умноженная на Ω . Т. е. для АМ-накачки в среде генерируется сигнал с формой огибающей, соответствующий не квадрату функции огибающей волны накачки в данной точке, а ее производной.

Выражение (3.10), позволяющее рассчитывать амплитуды НЧ-гармоник в общем виде, достаточно громоздко. Его удастся упростить, если учесть, что спектр ВЧ-сигналов обычно достаточно узок. В этом случае изменением параметров l_d и l_3 в диапазоне генерируемых частот можно пренебречь. Ошибка при этом приближении пропорциональна Ω/ω_0 . Тогда можно считать $l_d(\omega) = l_d(\omega_0)$ и $l_3(\omega) = l_3(\omega_0)$. Практически это означает, что форма огибающей ВЧ-спектра не изменяется

в процессе распространения, и форма спектра НЧ-сигнала, генерируемого во всех точках пространства, будет неизменной. Естественно, что дифракционные эффекты приведут к дополнительному искажению НЧ-спектра, что учтем в дальнейшем. Таким образом, в рамках нашего приближения решение (3.10) запишется в виде

$$A(\Omega) \approx \frac{p_0^2 \exp \left\{ -z/l_3(\omega_0) - (r^2/a^2) [1(1 - iz/l_d(\omega_0)) + 1(1 + iz/l_d(\omega_0 - \Omega))] \right\}}{[1 - iz/l_d(\omega_0)] [1 + iz/l_d(\omega_0 - \Omega)]} \times \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega) A_0^*(\omega - \Omega) d\omega. \quad (3.11)$$

Выражение $A_0(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega_0) A_0(\omega_0 - \Omega) d\omega$ представляет собой Фурье-спектр функций $f^2(\Omega\tau)$. Если функция $f(\Omega\tau)$ периодическая, то интеграл запишется суммой. Амплитуда гармоники находится в виде суммы

$$A_0(k\Omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_0(\omega_0 + (n+k)\Omega) A_0^*(\omega_0 + n\Omega) = \int_{-n/\Omega}^{n/\Omega} f^2(\Omega t) \exp(-ik\Omega t) dt. \quad (3.12)$$

Тогда общее решение, учитывающее дифракцию генерируемых НЧ-компонент, имеет вид, аналогичный полученному для бигармонического сигнала

$$A_{\Omega}(r, z) = \frac{i\epsilon\Omega p_0^2 A_0(\Omega)}{4c_0^3 \rho_0} \int_0^z \left(\exp \left\{ -\frac{z'}{l_3} - \frac{2r^2 [1 + iL_d(\Omega)z'/l_d^2]}{a^2 [1 - i(z - z')/L_d(\Omega) + zz'/l_d^2]} \right\} [1 - i(z - z')/L_d(\Omega) + zz'/l_d^2]^{-1} dz' \right) \quad (3.13)$$

Полученное выражение описывает искажение спектра ВРЧ в процессе распространения. Для определения формы импульса необходимо сделать обратное Фурье-преобразование. Выясним сначала особенности формирования НЧ-спектра без учета затухания волн накачки. В гл. 2 уже указывалось, что для ПА существуют отдельные зоны, где дифракционные явления по-разному сказываются на формировании ВРЧ. Вблизи от излучателя, где дифракция для ВРЧ не успевает проявиться, форма сигнала определяется лишь нелинейностью и описывается

закономерностями, характерными для плоских волн. Спектр сигнала описывается выражением $\Omega A_0(\Omega)$, а форма — первой производной от квадрата функции огибающей. При дальнейшем удалении от излучателя форма сигнала определяется суперпозицией волн, генерируемых на разных расстояниях от точки наблюдения. От близко расположенных участков, для которых дифракция еще не проявилась, форма сигнала будет определяться первой производной от $f'(\Omega t)$, а от участков, расположенных на расстояниях, больших L_d , дифракция приведет к дополнительному „дифрагированию” формы огибающей, и спектр окажется пропорциональным Ω^2 . На расстояниях, для которых основной энергетический вклад будет определяться от удаленной на расстоянии, большие L_d (для всех компонент спектра ВРЧ) зоны, форма сигнала описывается второй производной от квадрата функции огибающей, т. е. АХЧ ПА на оси имеет практически квадратичную зависимость от частоты. В дальнейшем начнет сказываться дифракция волн накачки. Расширение звукового пучка и искривление фазового фронта накачки приводят к уменьшению дифракционной расходимости ВРЧ. Как уже указывалось в § 2.1, при $z > \Omega L_d / \omega$ взаимодействующие волны можно считать сферически расходящимися. В этом случае искажение спектра, как и на начальном этапе, происходит только за счет нелинейности. И если энергетический вклад от этой зоны будет определяющим, то АХЧ антенны вновь становится линейной, а форма сигнала определяется первой производной от квадрата функции огибающей. Все вышесказанное нетрудно подтвердить аналитически. Амплитуда сигнала на оси описывается выражением

$$A_{\Omega}(r=0, z) = \frac{\epsilon \rho_0^2 \Omega A_0(\Omega)}{2c_0^3 \rho_0} \left[\frac{i}{L_d(\Omega)} - \frac{z}{l_d^2} \right]^{-1} \ln \frac{1+z^2/l_d^2}{1-iz/L_d(\Omega)} \quad (3.14)$$

Нетрудно убедиться, что при $z \ll L_d$, $A_{\Omega} \approx \Omega A_0(\Omega)$, при $L_d < z < (\omega/\Omega)l_d$, считая, что зависимость логарифмической функции от Ω слабая, получаем квадратичную зависимость $A(\Omega) \approx \Omega^2 A_0(\Omega)$, и для $z \gg (\omega/\Omega)l_d$ зависимость вновь становится линейной. Дифракция разностных гармоник приводит не только к осевому, но и к радиальному искажению генерируемого спектра. Более низкочастотные компоненты дифрагируют сильнее, что приводит к усилению НЧ-компонент спектра при удалении от оси (увеличена r). И если на оси форма сигнала определяется второй производной от квадрата функции огибающей, с увеличением r форма сигнала становится ближе к первой производной. В дальней зоне, где дифракция ВРЧ не сказывается и происходит взаимодействие сферически расходящихся волн, радиальная зависимость формы сигнала пропадает, и при определяющем энергетическом вкладе этой зоны форма сигнала будет неизменной для всех углов наблюдения.

Рассмотрим теперь влияние затухания на формирование спектральных характеристик ПА. Затуханием определяют, какая из зон имеет

превалирующий энергетический вклад в результирующую характеристику ПА. Если $l_3 < (\omega/\Omega)l_d$, дифракция ВРЧ сильно сказывается на характеристиках ПА. АХЧ на оси ПА пропорциональна Ω и зависит от радиальных координат. При $l_3 \gg (\omega/\Omega)l_d$ АХЧ $\sim \Omega$ и постоянна для всех углов. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим характеристики ПА в дальней зоне $z \gg l_3$. Для дальней зоны решение (3.13) принимает вид

$$A_{\Omega}(z_3, \theta_w) = \frac{\epsilon a^2 \rho_0^2 \Omega^2 A_0(\Omega)}{16c_0^4 \rho_0 z_3} \exp(-i\theta_w^2 z_3) \int_0^{\infty} \left\{ \exp \left[-z' - \frac{i\theta_w^2(\Omega)z'}{1+iB(\Omega)z'} \right] \right\} (1+iB(\Omega)z')^{-1} dz' \quad (3.15)$$

Для конечных значений $B(\Omega)$ выделить какие-либо общие закономерности поведения спектра затруднительно. В каждом конкретном случае анализ можно провести с помощью номограммы, определяя $B(\Omega)$ соответствующей гармоники. Для нахождения формы НЧ-волны в общем случае необходимо произвести обратное Фурье-преобразование решения (3.14). Если $B(\Omega)$ для всех НЧ-гармоник намного меньше единицы, выражение (3.14) удастся записать в простом виде

$$|A_{\Omega}(z_3, \theta_w)| = \epsilon a^2 \rho_0^2 \Omega^2 A_0(\Omega) (16c_0^4 \rho_0 z_3)^{-1} [1 + \theta_w^2(\Omega)]^{-0.5} \quad (3.16)$$

На оси $\theta_w = 0$ спектр сигнала определяется выражением $\Omega^2 A_0(\Omega)$. Наличие множителя Ω^2 указывает, что форма сигнала в этом случае определяется второй производной от квадрата функции огибающей

$$P(\tau, z_3) = \epsilon a^2 \rho_0^2 (16c_0^4 \rho_0 z_3)^{-1} \partial^2 f^2(\Omega \tau) / \partial \tau^2 \quad (3.17)$$

Для конечных углов θ_w выражение (3.16) уже несправедливо, так как θ_w также зависит от Ω , т. е. форма сигнала при изменении угла θ меняется. В области $\theta_w \gg 1$ форма сигнала определяется первой производной от квадрата функции модуляции

$$P(\tau, z_3, \theta) = \epsilon a^2 \rho_0^2 (c_0^3 \rho_0 z \theta^2)^{-1} \partial f^2(\Omega \tau) / \partial \tau \quad (3.18)$$

Если для всех НЧ-частот $B(\Omega) \gg 1$, то интеграл (3.14) записывается в виде

$$A_{\Omega}(z, \theta) = \frac{\epsilon a^2 \rho_0^2 \omega \Omega A_0(\Omega)}{8c_0^4 \rho_0 z} \exp \left[-2\theta^2 l_d^2 / a^2 \left(\ln^2 B(\Omega) + \frac{\pi^2}{4} \right)^{0.5} \right] \quad (3.19)$$

Слабая логарифмическая зависимость амплитуды от Ω практически

означает, что форма НЧ-волны в этом случае определяется первой производной от квадрата функции огибающей по всему поперечному профилю.

Полученные теоретические соотношения проиллюстрированы в § 3.2 экспериментальными данными и теоретическими расчетами для различных конкретных случаев.

Рассмотренные для АМ-волны расчеты не нарушают общности задачи, поскольку любой сигнал с узким спектром можно представить в виде АМ- и ФМ-сигнала накачки. Например, бигармонический сигнал $p = p_{01} \cos \omega_0 t + p_{02} \cos (\omega - \Omega)t$ можно представить в виде

$$p = [p_{01}^2 + p_{02}^2 + 2p_{01}p_{02} \cos \Omega t]^{0.5} \cos [\omega_0 t + \varphi(t)]. \quad (3.20)$$

Как уже указывалось ранее, фазовая модуляция (ФМ) практически не влияет на генерацию НЧ-спектра, поэтому для расчетов можно использовать полученные соотношения с учетом полученной функции амплитудной модуляции.

Следует отметить, что хотя ФМ узкополосный сигнал сам по себе не приводит к генерации НЧ-сигнала, наличие близкого по частоте гармонического сигнала за счет интерференции приведет к эффективной амплитудной модуляции и соответственно к генерации НЧ-спектра. Например, для сигнала накачки

$$p_0 [\cos \omega_1 t + \cos (\omega_1 t + \varphi(t))] = p_0 \cos [\varphi(t)/2] \cos [\omega_1 t + \varphi(t)/2] \quad (3.21)$$

амплитудная модуляция описывается выражением $p_0 \cos [\varphi(t)/2]$, которое и ответственно за генерацию ВРЧ.

Помимо ВРЧ происходит генерация и ВЧ-сигнала с узкополосным спектром суммарных частот с несущей частотой, равной $2\omega_0$. Форма генерируемого НЧ-сигнала определяется выражением $p(2\omega) \sim f^2(\Omega\tau) \cos 2\omega_0 t$, а за поведением отдельных спектральных компонент несложно проследить на основе соотношений, полученных для суммарной гармоники § 2.7.

Некоторые особенности генерации спектра наблюдаются для интенсивных волн, когда нелинейные эффекты существенно сказываются на поведении гармоник. В таком случае виден другой характер затухания волн накачки, приводящий к искажению формы огибающей в процессе распространения [38]. Если обратиться к спектральному анализу, то это соответствует эффективной генерации сигналов ВРЧ высокочастотными гармониками основной частоты. Более подробно эти вопросы рассмотрены в § 2.11.

§ 3.2. Излучение ВРЧ при взаимодействии модулированных и манипулированных волн накачки

Свойство широкополосности ПА позволяет излучать НЧ-сигналы с различными видами модуляции и манипуляции. Проанализируем характеристики ПА при различных видах амплитудной и частотной модуляции, а также при частотной и амплитудной манипуляциях волн накачки [15, 21, 38]. Режим ПА с частотной модуляцией волн накачки представляет собой особый интерес для практического использования. Уже реализованы параметрические гидролокаторы с соответствующим режимом работы. Поэтому в гл. 7 подробно рассмотрены теоретические и практические вопросы режима излучения ПА широкополосных ЧМ-сигналов.

Рассмотрим различные возможности создания сигналов с дискретным спектром. Фазовая модуляция сигнала практически не сказывается на генерации ВРЧ, т. е. если в среде распространяется сигнал

$$p = p_0 f(\Omega_0 t) \cos [\omega_0 t + \varphi(\Omega_1 t)]; \quad \Omega_0 \Omega_1 \ll \omega_0, \quad (3.22)$$

то основной вклад в генерацию ВРЧ оказывает функция f . ФМ проявляется значительно слабее, практически в Ω/ω раз (по амплитуде) меньше. Влияние ФМ передается через амплитудную модуляцию; из-за различного затухания и дифракционной расходимости ВЧ-гармоник ФМ-сигнал при распространении становится амплитудно-модулированным. Однако при распространении сигнала с узким спектром этот эффект незначителен и им можно пренебречь.

Следует отметить, что при генерации ФМ-сигнала гармоническая интерференция этих волн приводит к амплитудной модуляции сигнала. Например,

$$p_0 [\cos \omega_0 t + \cos (\omega_0 t + \varphi(\Omega t))] = 2p_0 \cos [\varphi(\Omega t)/2] \times \times \cos [\omega_0 t + \psi(\Omega t)] \quad (3.23)$$

Естественно, что в этом случае произойдет эффективная генерация ВРЧ. Для генерации ВРЧ, в принципе, можно использовать модуляцию каждой из волн накачки. В этом случае резко расширяются возможности изменения спектра ВРЧ.

Пусть антенна накачки излучает в среду два амплитудно-модулированных (АМ) сигнала с узким спектром

$$p(z=0, t) = p_{01} f_1(\Omega\tau) \cos \omega_1 \tau + p_{02} f_2(\tau) \cos \omega_2 \tau, \quad (3.24)$$

где $f_{1,2}(\tau)$ – закон модуляции волн с частотами ω_1 и ω_2 . Тогда за счет интерференции результирующая огибающая запишется в виде

$$f^2(\tau) = p_{01}^2 [f_1^2(\tau) + f_2^2(\tau) K_a^{-2} + 2f_1(\tau)f_2(\tau) K_a^{-1} \cos \Omega_0 \tau], \quad (3.25)$$

где $K_a = p_{01}/p_{02}$, $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ – несущая разностная частота.

В общем случае при излучении в среду двух независимых колебаний сигнал, образующийся при взаимодействии этих волн, имеет сложную форму, зависящую от вида модулирующих функций и разностной частоты Ω . Рассмотрим несколько вариантов полезных для практики модулирующих функций $f_1(\tau)$ и $f_2(\tau)$ [15, 21], и приведем сравнение расчетных и экспериментальных значений. Методика и аппаратура для исследования ПА в режиме излучения модулированных сигналов описаны в гл. 7.

3.2.1. Сигнал накачки в виде суммы монохроматического и АМ-колебаний. Наиболее простым способом генерации НЧ-спектра является взаимодействие АМ- и гармонического сигналов. В этом случае в (3.24) функции модуляции определяются соотношением $f_1(\tau) = 1 + m \cos \Omega_M \tau$, $f_2(\tau) = 1$. Выражение (3.25) приобретает вид

$$f^2(\tau) = p_{01}^2 [K_a^{-2} + (1 + m \cos \Omega_M \tau)^2 + 2K_a^{-1}(1 + m \cos \Omega_M \tau) \cos \Omega_0 \tau], \quad (3.26)$$

где Ω_M — частота модуляции.

Таким образом, в среде генерируется целый спектр НЧ-гармоник с частотами Ω_M , $2\Omega_M$, Ω , $|\Omega - \Omega_M|$, $\Omega + \Omega_M$, относительная эффективность генерации которых зависит от частоты (эффективность генерации увеличивается с частотой, см. § 3.1) и соотношения амплитуд волн накачки.

Если частота $\Omega \gg \Omega_M$, то наиболее эффективно генерируются лишь три гармоники Ω , $\Omega - \Omega_M$, $\Omega + \Omega_M$. Гармоники Ω_M и $2\Omega_M$ как минимум будут в Ω_M/Ω раз меньше по амплитуде. Форма сигнала на оси ПА, например, в области $\Omega - z \gg L_D = a^2 \Omega / 2c_0$ определяется практически второй производной от $f^2(\tau)$ и имеет вид

$$P(z, \tau) \approx \Omega^2 K_a^{-1} (1 + m \cos \Omega_M \tau) \cos \Omega_0 \tau. \quad (3.27)$$

Как видно, сигнал разностной частоты является АМК с коэффициентом модуляции m и частотой модуляции Ω_M точно таким же, как и у АМ-сигнала накачки. Таким образом, практически удалось заменить несущую ω_1 на разностную Ω с сохранением функции модуляции. Это будет справедливо и для произвольной функции модуляции (если $\Omega_M \ll \Omega$), что позволяет передавать информацию с помощью ПА с малым изменением нелинейных искажений. На рис. 3.1 представлены расчетные и экспериментальные диаграммы сигналов накачки (см. рис. 3.1, а) и сигналов ВРЧ с различными несущими частотами (см. рис. 3.1, б, в, г) $F_H = 100$ (б), 50 (в), 25 (г) кГц при несущей частоте накачки $f_H = 1810$ кГц, частоте модуляции $F_M = 10$ кГц и коэффициенте модуляции $m = 1$, $K_a^{-1} = 2$. Измерения приведены в области $z \gg L_D$. Расчетные значения для ВРЧ получены по выражению (3.6), экспериментальные данные отмечены крестиками. Искажение в соотношении между амплитудами верхней и нижней боковых составляющих, усиливающееся с понижением несущей разностной частоты F_H , обусловлено

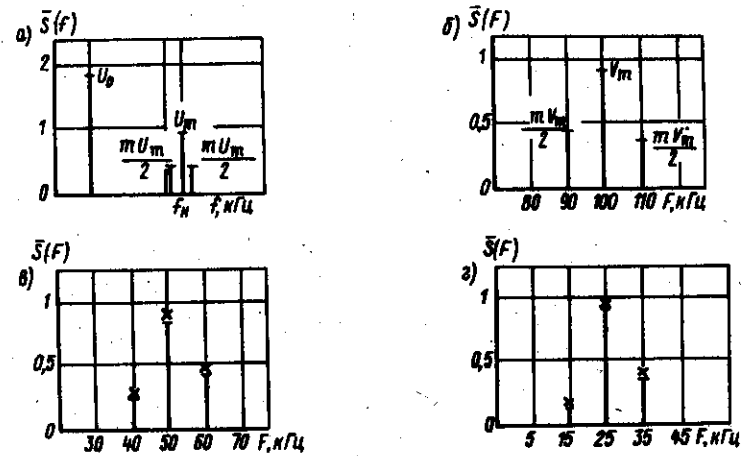


Рис. 3.1. Нормированные спектральные диаграммы сигнала накачки (а) и сигнала ВРЧ при $F_H = 100$ кГц (б), 50 кГц (в) и 25 кГц (г). Крестики — эксперимент

особенностью амплитудно-частотной характеристики ПА. Более высокочастотные гармоники генерируются эффективней. По этой же причине с ростом частоты модуляции F_M увеличивается искажение в соотношении между верхней и нижней боковыми составляющими, что иллюстрируется экспериментальными нормированными спектральными ВРЧ (рис. 3.2) при $m = 1$, $K_a^{-1} = 2$, $F_H = 50$ кГц, $f_H = 1810$ кГц, $F_M = 1$ кГц (а) и $F_M = 10$ кГц (б).

Из анализа соотношения (3.27) следует, что на модуляцию сигнала ВРЧ не влияет отношение K_a амплитуд опорного монохроматического колебания и несущей составляющей АМК-сигнала накачки. Эксперименты подтвердили тот вывод. При измерениях была осуществлена дополнительная линеаризация динамической характеристики усилителя

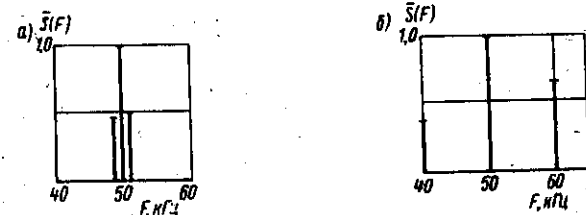


Рис. 3.2. Спектральные диаграммы АМ-сигнала ВРЧ при $F_H = 50$ кГц, $F_M = 1$ кГц (а) и 10 кГц (б)

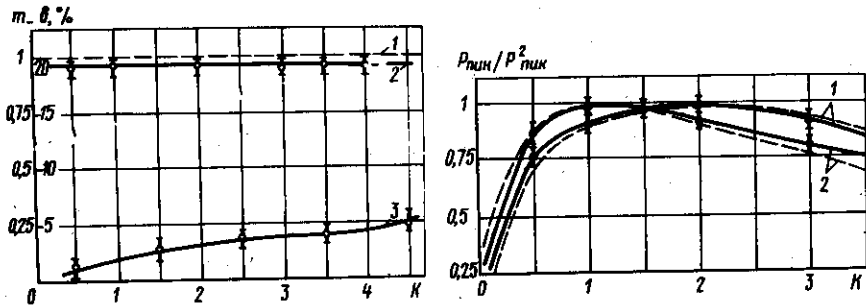


Рис. 3.3. Зависимости коэффициента модуляции m ВРЧ (кривые 1, 2) и коэффициента нелинейных искажений δ (кривая 3) от соотношения амплитуд сигнала накачки K_a

Рис. 3.4. Отношение пикового значения сигнала ВРЧ к пиковому значению мощности сигнала накачки в зависимости от отношения K_a амплитуд волн накачки
Кривые 1 для $m = 1$; 2 — $m = 0,3$; сплошные линии — эксперимент, штриховые — теория

мощности нелинейного акустического излучателя НАИ-5 (см. гл. 7), а уровень снимаемого с него электрического сигнала заведомо снижен (для исключения возможности работы в области верхнего загиба динамической характеристики). На рис. 3.3 представлены экспериментальная (кривая 2) и теоретическая (кривая 1) зависимости коэффициента модуляции m — сигнала ВРЧ и экспериментальная зависимость коэффициента нелинейных искажений (кривая 3) от значения коэффициента K_a . Измерения проводились при коэффициенте модуляции $m = 1$, $F_H = 100$ кГц, $f_H = 1810$ кГц, $F_M = 1$ кГц.

На рис. 3.4 представлены нормированные по максимальному значению теоретические (штриховые линии) и экспериментальные (сплошные линии) зависимости отношения пикового значения звукового давления сигнала ВРЧ $P_{\text{пик}} \sim (1+m)/K_a$ к квадрату пикового значения сигнала накачки $P_{\text{пик}} \approx (k+1+m)/K_a$ в функции от K_a для различных коэффициентов модуляции (кривые 1 для $m = 1$, кривые 2 для $m = 0,3$).

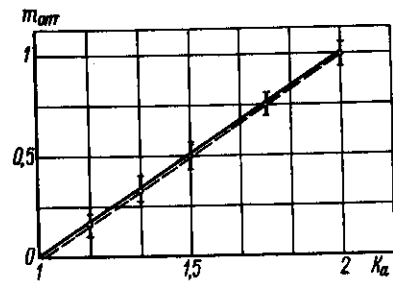


Рис. 3.5. Зависимость оптимального коэффициента модуляции от параметра K_a

На рис. 3.5 изображены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) зависимости оптимального сточки зрения максимизации отношения $P_{\text{пик}}/P_{\text{пик}}^2$ коэффициента модуляции $m_{\text{опт}}$ от величины отношения K_a .

Анализ зависимостей (см. рис. 3.1–3.5) показывает, что коэффициенты модуляции сигнала ВРЧ и нелинейных искажений не зависят от отношения амплитуд опорного сигнала и несущей компоненты накачки. Имеется определенная зависимость

между параметрами сигнала накачки m и K_a , позволяющая оптимизировать отношение $P_{\text{пик}}/P_{\text{пик}}^2$.

Если $\Omega_M \sim \Omega$, то эффективно генерируются все гармоники. Например, если $\Omega = 4\Omega_M$, то ПА излучает эквидистантный спектр с частотами $\Omega_M, 2\Omega_M, 3\Omega_M, 4\Omega_M, 5\Omega_M$. Такой сигнал в многоканальном приемнике, в каждом канале которого производится выделение огибающей принимаемого сигнала с последующим усреднением, может быть использован для целей классификации подводных объектов по частотной зависимости коэффициента отражения, при этом повышается помехоустойчивость системы обнаружения при последующей взаимной корреляционной обработке.

3.2.2. Волны накачки, образованные из двух АМК. Спектр генерируемого НЧ-сигнала значительно расширится, если использовать две АМ-волны накачки $f_1(\tau) = (1 + m_1 \cos \Omega_1 \tau)$, $f_2(\tau) = (1 + m_2 \cos \Omega_2 \tau)$. В этом случае

$$f_2(\tau) \sim p_0^2 [(1 + m_1 \cos \Omega_1 \tau)^2 + K_a^{-2} (1 + m_2 \cos \Omega_2 \tau)^2 - 2K_a^{-1} \times \\ \times (1 + m_1 \cos \Omega_1 \tau) (1 + m_2 \cos \Omega_2 \tau) \cos \Omega \tau] \quad (3.28)$$

В наиболее общем случае в ПА происходит генерация 13 гармоник ВРЧ с частотами $\Omega_1, 2\Omega_1, \Omega_2, 2\Omega_2, \Omega, \Omega \pm \Omega_1, \Omega \pm \Omega_1 \pm \Omega_2$. Амплитуды спектральных составляющих зависят от их частоты, коэффициентов модуляции m_1, m_2 и соотношения амплитуд K_a . Изменяя эти параметры, можно легко перестраивать спектр сигнала и соответственно форму ВРЧ. Например, если взять $\Omega_2 = 3\Omega_1, \Omega = 7\Omega_1$, то в ПА генерируется эквидистантный спектр с 11 гармониками, кратными Ω_1 . Спектр сигнала не только определяется указанными параметрами, но и изменяется в процессе распространения. Отметим (более подробно см. § 3.4), что при многочастотной накачке коэффициент преобразования ВЧ-энергии в НЧ можно заметно увеличить (имеется в виду общее отношение энергии всех НЧ-гармоник к энергии гармоник накачки).

Последовательно рассмотрим два существенно отличающихся варианта формирования АМ-сигнала накачки: при синфазных и противофазных АМ-волнах.

ПА при сигнале накачки, состоящем из двух одинаковых синфазных АМК $K_a = 1$, $f_1(\tau) = \pm f_2(\tau)$, имеет некоторые энергетические преимущества по сравнению со случаем, рассмотренным ранее.

Для квадрата огибающей двух синфазных АМК можно записать выражение

$$f^2(\tau) = p_0^2 [2f_1^2(\tau) - 2f_1^2(\tau) \cos \Omega\tau] \quad (3.29)$$

Для гармонической амплитудной модуляции волны накачки $f_1 = f_2 = (1 + m \cos \Omega_M t)$ и при условии, что $\Omega_M \ll \Omega$, форма сигнала ВРЧ определяется выражением

$$P(\tau) \approx p_0^2 (1 + m \cos \Omega_M \tau) \cos \Omega\tau \quad (3.30)$$

Сигнал разностной частоты, генерируемый ПА, представляет собой АМК с „квадратичным” законом модуляции, эффективность которого на различных расстояниях от излучателя пропорциональна Ω или Ω^2 . На рис. 3.6 представлены экспериментальные нормированные спектральные диаграммы синфазных АМК сигнала накачки (а) и сигнала ВРЧ (б) при $f_{H1} = 1700$ кГц, $f_{H2} = 1810$ кГц, $F_{M1} = F_{M2} = 10$ кГц, $m_1 = m_2 = 1$. Видно, что сигнал ВРЧ имеет составляющие удвоенной частоты модуляции.

При уменьшении соотношения Ω/Ω_M становятся заметны искажения спектра, связанные с зависимостью эффективности генерации от частоты (рис. 3.7).

Оценим зависимость коэффициента модуляции сигнала ВРЧ и его коэффициент нелинейных искажений в функции от коэффициента модуляции исходных синфазных АМ-сигналов накачки. На рис. 3.8 представлены теоретические (штриховые кривые) и экспериментальные (сплошные кривые) зависимости коэффициента модуляции сигнала m ВРЧ (кривые 1) и коэффициента нелинейных искажений (кривые 2) от $m_1 = m_2$. Из анализа видно, что нелинейные искажения могут достигать значительных величин. Однако уже при коэффициенте модуляции обоих сигналов накачки $m \leq 0,3$ сигнал в ВРЧ представляет собой практически „чистое” АМК с коэффициентом модуляции сигнала разностной частоты $M \approx 2m$, причем при $m \leq 0,3$ коэффициент нелинейных искажений $\delta \leq 5\%$, $M \leq 0,6$. Режим с малыми коэффициентами модуляции накачки можно считать вполне пригодным для практического использования с точки зрения минимальной степени искажения передаваемой информации. При больших m для получения исходной огибающей необходимо убирать гармоники $\Omega + 2\Omega_M$ в накачке.

На рис. 3.9 представлены графики зависимости пик-фактора сигнала накачки от коэффициента модуляции сигнала для случаев работы ПА в режиме излучения двух АМК-сигналов накачки (кривая 1), амплитудно-модулированного и опорного монохроматического сигнала (кривая 2) и отношения амплитуды звукового давления АМ-сигнала ВРЧ в первом случае к амплитуде звукового давления сигнала ВРЧ во втором при одинаковых пиковых значениях звукового давления

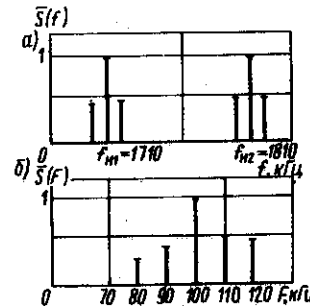


Рис. 3.6. Спектральные диаграммы сигнала накачки (а) и АМК ВРЧ (б)

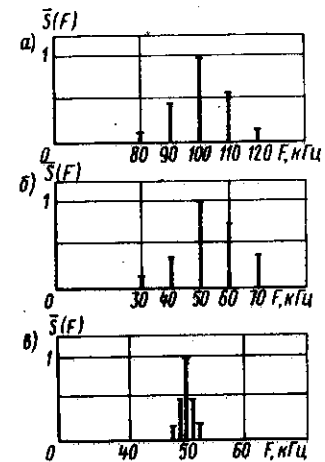


Рис. 3.7. Спектральные диаграммы АМК ВРЧ для случая $m_1 = m_2 = 0,5$: а — $F_H = 100$ кГц, $F_M = 10$ кГц; б — $F_H = 50$ кГц, $F_M = 10$ кГц; в — $F_H = 50$ кГц, $F_M = 1$ кГц

сигнала накачки и одинаковых коэффициентах модуляции сигнала ВРЧ. Из анализа зависимостей видно преимущество режима излучения двух синфазных АМК-сигналов накачки с точки зрения повышения эффективности работы ПА и увеличения КПД выходного каскада.

При двух противофазных АМК в сигнале накачки $K_a = 1$,

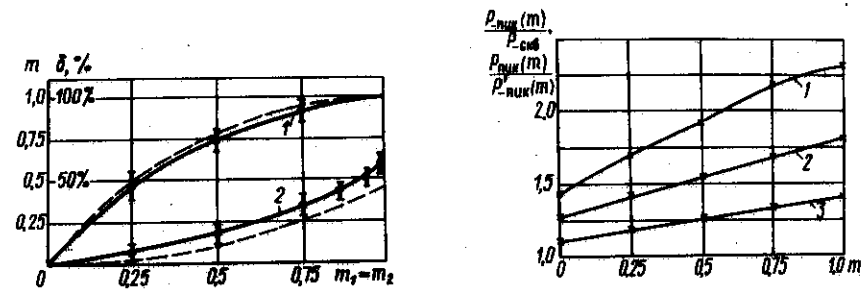


Рис. 3.8. Экспериментальные (сплошные кривые) и теоретические (штриховые кривые) зависимости коэффициента модуляции m ВРЧ (кривая 1) и коэффициента нелинейных искажений δ (кривая 2) от коэффициента модуляции синфазных АМК при $m_1 = m_2$

Рис. 3.9. Зависимость от коэффициента модуляции пик-фактора АМК при синфазной модуляции (кривая 1), при взаимодействии АМК с монохроматическим сигналом (кривая 2) и отношение пиковых давлений в названных случаях при одинаковом пиковом давлении сигнала накачки (кривая 3)

$f_1(\tau) = 1 + m \cos \Omega_M \tau$; $f_2(\tau) = 1 - m \cos \Omega_M \tau$ амплитудный спектр исходных взаимодействующих волн имеет сходный с предыдущим случаем вид, но форма квадрата огибающей и ее спектр совсем иные

$$f^2(\tau) = p_0^2 \left[(1 + m^2 \cos^2 \Omega_M \tau) + (1 - m^2 \cos^2 \Omega_M \tau) \cos \Omega \tau \right]. \quad (3.31)$$

На рис. 3.10 представлены экспериментальные нормированные спектры сигнала накачки (а) и сигнала ВРЧ (б) при $f_{H1} = 1760$, $f_{H2} = 1860$ кГц, $F_{M1} = F_{M2} = 10$ кГц, $m_1 = m_2 = 1$. При схожести исходных спектров сигналов накачки синфазного (рис. 3.6, а) и противофазного (рис. 3.10, а) законов модуляции в последнем случае ПА генерирует АМК с подавленной несущей компонентой, сильно сниженным коэффициентом модуляции и преобладанием второй гармоники модулирующей частоты в спектре. Все это затрудняет использование противофазных АМК для ПА в системах подводной связи. Полученные в основном для АМ по гармоническому закону результаты несложно применить и к другим видам модуляции.

3.2.3. Накачка в виде фазово-модулированных сигналов. Хотя спектр частотно-модулированного ВЧ-сигнала имеет много компонент (3.10), генерации НЧ-гармоник не происходит. Однако при распространении двух или большего числа ФМ-сигналов их интерференция приведет к амплитудной модуляции результирующего сигнала и эффективной генерации НЧ. Например, для двух волн

$$p = p_{01} \cos [\omega_1 t + \varphi_1(t)] + p_{01} \times \cos [\omega_2 t + \varphi_2(t)]. \quad (3.32)$$

Форма огибающей имеет вид

$$f^2(\tau) = p_{01}^2 \left\{ 1 + K_a^{-2} + 2K_a^{-1} \times \cos [\Omega t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t)] \right\}. \quad (3.33)$$

Таким образом, если $\varphi_1 \pm \varphi_2 \neq 0$, то квадрат огибающей представляет ФМ-функцию. Поскольку эффективность генерации отдельных гармоник ВРЧ зависит от частоты, сигнал будет иметь такой же спектр, как и (3.33), если $\Omega \gg d[\varphi_1(t) - \varphi_2(t)]/dt$.

Если одна из волн накачки будет гармонической $\varphi_2(t) = 0$ и $\Omega \ll dt_1/dt$, то произойдет перенос спектра с высокочастотной несущей ω_1 на НЧ разностную частоту Ω с сохранением формы огибающей спектра описанные

свойства позволяют эффективно использовать ПА для передачи информации без искажений.

Если $\varphi_1(t) = m \cos \Omega_M t$, то спектр генерируемой ВРЧ соответствует спектру ФМ по гармоническому закону функции

$$\cos (\Omega t + m \cos \Omega_M t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n}(m) \cos (\Omega + 2n\Omega_M)t + J_{2n-1}(m) \times \sin [\Omega - (2n-1)\Omega_M]t. \quad (3.34)$$

Ширина спектра существенно зависит от m , расширяясь с ростом коэффициента модуляции.

Если $\varphi_1(t)$ представляет собой квадратичную функцию $\varphi_1 \sim at^2$, периодически изменяющуюся через интервал $2T$, то частота генерируемого сигнала периодически изменяется в процессе генерации по линейному закону $\omega_0 + at$. Соответственно и форма разностного сигнала $\omega_0 \gg dT$ в течении одного периода изменяется по закону

$$p(\tau) \sim \cos (\omega_0 t + at^2); \quad T(2n-1) < \tau < T(2n+1). \quad (3.35)$$

Спектр частотно-модулированного сигнала описывается выражением

$$P(\Omega) \sim \sqrt{\frac{\pi}{2a}} \left[\cos \frac{(\omega_0 \pm n\omega_1)}{4a} S \left(at + \frac{\omega_0 \pm n\omega_1}{\sqrt{a}} \right) + \sin \frac{\omega_0 \pm n\omega_1}{4a} C \left(at + \frac{\omega_0 \pm n\omega_1}{\sqrt{a}} \right) \right] \int_0^T, \quad (3.36)$$

где $\omega_1 = 2\pi/T$, S и C – синус и косинус интегралов Френеля

$$S(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x \left(\frac{\sin t^2}{\cos t^2} \right) dt.$$

Спектр сигнала (3.36) представляет набор гармоник, ширина спектра которого зависит от параметра a .

§ 3.3. Генерация ВРЧ

одиночными периодически импульсными сигналами

При гидролокации антенны работают в импульсном режиме. По времени задержки между излученным и принятым импульсом вычисляется расстояние до отражающего объекта. Для ПА использование

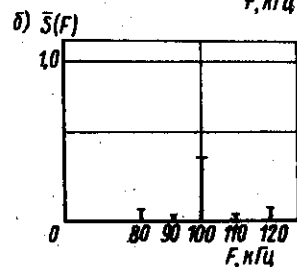
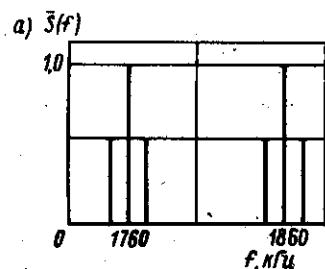


Рис. 3.10. Спектральные диаграммы сигналов накачки (а) и ВРЧ (б) при противофазной модуляции

импульсного режима сулит и энергетические выгоды. Амплитуда ВРЧ пропорциональна мощности излучаемого сигнала накачки. В коротком импульсе легче (по сравнению с непрерывным режимом) создать большую мощность накачки.

Если излучаемый сигнал является одиночным импульсом, то спектр такого сигнала непрерывен и находится с помощью интеграла Фурье (см. § 3.1). Общие закономерности формирования спектра ВРЧ остаются теми же, что и для непрерывных сигналов.

3.3.1. Бигармонические и АМ одиночные сигналы накачки. Если излучатель генерирует все частоты накачки ω_1 и ω_2 в течение промежуток времени $-\tau/2 < t < \tau/2$, то спектр генерируемого сигнала зависит от спектра квадрата функции огибающей, в данном случае от разностной частоты Ω_0 и длительности импульса T

$$A(\Omega) = 2 \int_0^{T/2} \cos \Omega_0 t \cos \Omega t dt = \frac{\sin [(\Omega_0 - \Omega) T/2]}{\Omega_0 - \Omega} + \frac{\sin [(\Omega_0 + \Omega) T/2]}{\Omega_0 + \Omega} \quad (3.37)$$

Если $\omega_0 T \gg 1$, то спектр сигнала довольно узкий, а основная энергия сигнала сконцентрирована в полосе частот, близких к ω_0 .

Следует обратить внимание на одно обстоятельство, связанное с аппроксимацией функции огибающей для одиночных импульсов. Если аппроксимирующая функция $f(\Omega \delta)$ такова, что первая или вторая производная имеет разрывы, то спектр генерируемых сигналов резко расходится с экспериментальными данными в области высоких частот. Например, спектр (3.37) в области, где форма сигнала $\sim d^2 f/dt^2$, т. е. спектр $\sim \Omega^2$ для частот $\Omega \gg \Omega_0$, амплитуда спектральных компонент растет с увеличением Ω практически по линейному закону. Этот факт является следствием образования разрывов в моменты времени $t = \pm T/2$ при дифференцировании функции огибающей. Эти разрывы для первой производной и δ -функции для второй в точках $t = \pm T/2$ представляют собой идеализацию функции огибающей для данного режима генерации.

Во-первых, в реальных излучателях амплитуда волны накачки не достигает максимального значения за один период. Она возрастает постепенно, что заметно изменит характер поведения функции огибающей в начале режима генерации. Такие же процессы характерны и для окончания процессов генерации волн накачки. Характер изменения амплитуд при начале и окончании генерации описывается функциями включения и выключения; их поведение определяется характеристиками данного конкретного излучателя, его добротностью, свойствами среды, мощностью излучателя и т. д. Во-вторых, при использовании данного метода расчетов предполагалось, что функция $f(\Omega, t)$ медленно изменяется за один период высокой частоты, т. е. спектральное представление такой функции не должно содержать высокочастотных

компонент, и она должна быть достаточно плавной. В противном случае спектральный анализ генерируемого НЧ-сигнала усложняется.

Чтобы избежать сложностей, связанных с особенностями интерполяции функции огибающей и ее производных, обычно поступают одним из следующих методов. Первый – функцию $f(t)$ выбирают такой, чтобы обе производные ее были непрерывны и не имели разрывов на всем интервале $[-T/2, T/2]$. Второй – ограниченную во времени функцию заменяют неограниченной, заметно отличной от нуля лишь в рассматриваемом интервале t . Это позволяет значительно упростить учет процессов включения и выключения и получить хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов во всем диапазоне генерируемых НЧ-гармоник.

В принципе, если генерируемая ВРЧ имеет узкую частотную полосу [в выражении (3.37) это справедливо при $\Omega_0 T \gg 1$] практический интерес представляют гармоники вблизи частоты Ω_0 . Их амплитуда существенно выше остальных. Гармоники с частотами $\Omega \gg \Omega_0$ можно не учитывать и НЧ-сигнал считать гармоническим и ограниченным во времени интервалом $[-T/2, T/2]$.

Аналогичным образом можно поступить при генерации ВРЧ, амплитудно-модулированной по гармоническому закону волной. В этом случае происходит генерация двух узкополосных гармоник вблизи частот Ω_0 и $2\Omega_0$ с амплитудными соотношениями, характерными для непрерывного процесса генерации.

Эффекты, связанные с включением и выключением излучения, требуют принципиального учета лишь при генерации широкополосных сигналов, например, получаемых при самодетектировании воли (более подробно об этом будет сказано ниже) или при $\Omega_0 T \leq 1$ в выражении (3.37). В принципе с помощью ПА удастся излучать импульсы очень короткие, длительность которых меньше одного периода волны накачки. Спектральная плотность на частоте Ω_0 , естественно, уменьшается, однако этот эффект компенсируется расширением спектра.

Узкополосный спектр с плавно убывающей амплитудой можно получить для огибающей типа $f^2(\tau) = \exp(-\tau^2/2T_0^2) \cos \omega_0 t$, спектр которой описывается выражением $A_\Omega \sim \exp - (\omega - \omega_0)^2 T^2/4$. Амплитуда спектральных компонент убывает с удалением ω от ω_0 . Поведение спектра, начиная с производной от квадрата функции огибающей, существенно зависит от величины $\omega_0 T_0$. Если $\omega_0 T_0 \gg 1$ (спектр узкий), то огибающая спектра практически не изменяется при дифференцировании и соответственно форма сигнала также не изменяется. Для малых значений $\omega_0 T_0$ искажение будет заметным. Максимум спектра смещается в более высокочастотную область, однако при $\omega \rightarrow \infty$ для обоих производных амплитуда высокочастотных компонент также стремится к нулю.

Полученные результаты несложно обобщить на случай других видов функции модуляции, например фазово-модулированные волны накачки, частотно-модулированные и т. д.

Если изменять частоту одной из волн накачки от одного импульса излучения к другому, сохраняя ее постоянной во время генерации,

можно получить набор импульсов, центральная частота которых будет изменяться. Такие импульсы часто называют манипулируемыми. Изменяя коэффициент отражения от импульса к импульсу, можно выяснить зависимость коэффициента отражения лоцируемого объекта от частоты. Аналогичным образом можно генерировать набор импульсов с более сложной частотной или амплитудной модуляцией импульсов. Возможности, связанные с использованием ПА для генерации импульсов с заданным спектром, практически неограниченны. Вид генерируемого спектра в первую очередь будет определяться конкретными условиями задачи.

Если одиночные импульсы периодичны, то спектр становится дискретным, с той же огибающей спектра, что и у одиночного импульса. Шаг между дискретными компонентами определяется периодом импульсов.

3.3.2. Самодетектированные сигналы и методы их расчета. Существенный интерес представляет исследование ПА с так называемыми самодетектированными сигналами [38]. При практической реализации ПА с самодетектированием в среде генерируется НЧ-спектр за счет нелинейного взаимодействия спектральных компонент отдельного импульса накачки или их серии. Функция огибающей ВЧ-гармоники не поддается управлению в смысле модуляции НЧ-частотой и зависит только от длительности импульса и процессов „включения” и „выключения” сигнала. Интерес к таким режимам работы ПА объясняется тем, что он является наиболее простым при технической реализации. ПА в режиме самодетектирования можно вводить в существующие гидроакустические станции при минимальных конструктивных изменениях последних. Например, в рыбопоисковом навигационном комплексе „Сарган” имеются две рабочие частоты 136 и 20 кГц, используемые для дальнего обнаружения рыбы (20 кГц) и локации вблизи судна (136 кГц), импульс с частотой заполнения 136 кГц генерирует в среде определенный НЧ-спектр, имеющий частотные компоненты и вблизи 20 кГц. Осуществляя прием на частоте 20 кГц при излучении на 136 кГц, мы практически реализуем ПА.

Вначале рассмотрим режим генерации ВРЧ гармоническим сигналом с огибающей, изменяющейся по гауссову закону [10, 12, 88].

$$p(t) = p_0 \exp(-t/2T_0)^2 \cos \omega_0 t. \quad (3.38)$$

НЧ-спектр огибающей $A(\Omega)$ для такого режима генерации описывается законом $A(\Omega) \sim \exp(-\Omega^2 T_0^2)$. За изменением отдельных спектральных компонент можно проследить с помощью рис. 3.11, построенного для трех значений отношения $n = \Omega/2\omega_0 = 2 \cdot 10^{-2}, 3 \cdot 10^{-2}, 5 \cdot 10^{-2}$ для импульса накачки длительностью $t_0 = 5$ мкс (на уровне $e \approx 2,71$). Из графиков видно, что максимум звукового давления всех гармонических составляющих, как и обычных [58], имеет место на расстоянии $z = l_D$. НЧ-составляющие вследствие большей дифракционной расходимости убывают с расстоянием быстрее, чем высокочастотные. Спектр самодетектированного НЧ-сигнала по мере его распространения

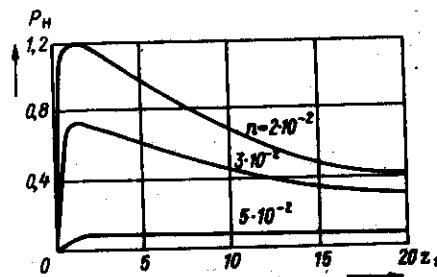


Рис. 3.11. Осьевое распределение нормированной амплитуды звукового давления отдельных спектральных компонент самодетектированного импульса при $\alpha = l_D/l_3 = 0,05$

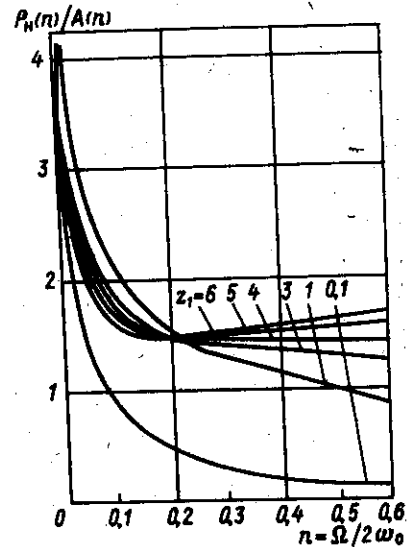


Рис. 3.12. Семейство зависимостей относительной амплитуды звукового давления от параметра n при различных значениях нормированного расстояния $z = z/l_D$

непрерывно изменяется и на определенном расстоянии, когда практически для всех НЧ-составляющих $L_D \gg 1$, от излучателя стабилизируется.

В процессе распространения спектр изменяется в соответствии с выражением (3.14). При построении графиков он умножается на логарифмическую функцию от комплексного переменного, учитывающую нелинейные и дифракционные эффекты. На рис. 3.12 представлены зависимости этой функции от отношения частот $\Omega/2\omega_0$ для различных значений параметра z_1 . Из анализа графиков видно, что по мере удаления от излучателя накачки спектр самодетектированного сигнала смещается в область высоких частот. Общие закономерности поведения спектра рассмотрены в § 3.1. Для рассматриваемой гауссовой функции огибающей результирующие искажения форма и спектр НЧ-сигнала

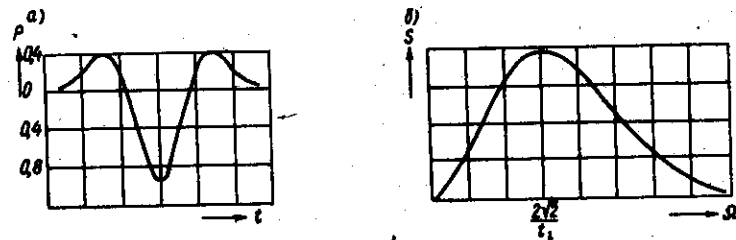


Рис. 3.13. Форма (а) и спектр (б) НЧ-сигнала в дальней зоне ПА при самодетектировании импульса накачки с гауссовой огибающей

на оси в области, где спектр $\sim \Omega^2$. Видно, что спектр сигнала является плавным и имеет характерный максимум на частоте $\Omega_{\max} = 2\sqrt{2}/t_0$. Амплитуда самодетектированного сигнала уменьшается по квадратичному закону при линейном увеличении длительности импульса накачки. В этом наблюдается аналогия с традиционным двухчастотным режимом ПА [38], при котором амплитуда звукового давления ВРЧ примерно пропорциональна квадрату разностной частоты.

Спектр НЧ-сигнала изменяется при удалении от оси. На рис. 3.14 представлены результаты расчетов на ЭВМ. Графики разделены на серию горизонтальных комплектов *a, б, в, г, д, е* при различных соотношениях параметров. Соотношения основных безразмерных параметров приведены около соответствующих горизонтальных рядов графиков, показывающих последовательное изменение формы спектра при увеличении расстояния *z*. Сплошные линии на графиках являются спектром самодетектированного сигнала на оси ПА, пунктирные — спектром при повороте антенны на угол $\theta_n = \theta(Kl_n)^{1/2} = 2$. В правом верхнем углу каждого графика показана форма самодетектированного сигнала, соответствующая указанным основным параметрам ПА.

Проанализируем серию графиков верхних четырех рядов (см. рис. 3.14, *a, б, в, г*), соответствующих случаю $n/\alpha \ll 1$, где $\alpha = l_n/l_0$. Вблизи от излучателя (две левые вертикальные колонки графиков) форма самодетектированного сигнала ПА описывается первой производной от квадрата огибающей импульса накачки. При удалении сигнала от преобразователя накачки его форма, а также спектр непрерывно изменяются и стабилизируются на определенном расстоянии z_1 . В дальней зоне, расстояние в которой фактически для всех НЧ-гармоник $z/l_n \gg 1$ (правая колонка графиков), форма самодетектированного сигнала пропорциональна второй производной от квадрата огибающей. Для ПА в режиме самодетектирования наблюдается зависимость в изменении формы и спектра НЧ-сигнала при увеличении угла θ . Из сравнения сплошных ($\theta = \theta^0$) и пунктирных ($\theta_n = 2$) кривых анализируемой серии графиков видно, что с увеличением угла θ спектр сигнала смещается в более низкочастотную область, что обусловлено различной дифракционной расходимостью спектральных составляющих генерируемого в антенне НЧ-сигнала.

При $n/\alpha \gg 1$, если длина области взаимодействия волн накачки намного превышает длину дифракции, форма самодетектированного НЧ-сигнала описывается первой производной от квадрата огибающей исходного импульса (см. рис. 3.14, *д, е*). В этом режиме форма и спектр слабо зависят от расстояния, длительности и угла поворота ПА. Таким образом, когда в ПА преобладающее влияние оказывают процессы дифракции, т. е. взаимодействие ВЧ-волн накачки в основном происходит в области сферической расходимости, форму, а соответственно и спектр самодетектированного сигнала, можно считать стабильными. Этот случай наиболее близок к режимам реальных гидроакустических устройств (см. гл. 6), работающих на частотах порядка десятков килогерц и используемых, например, в рыбопоисковой технике. В лабораторных экспериментах такой режим

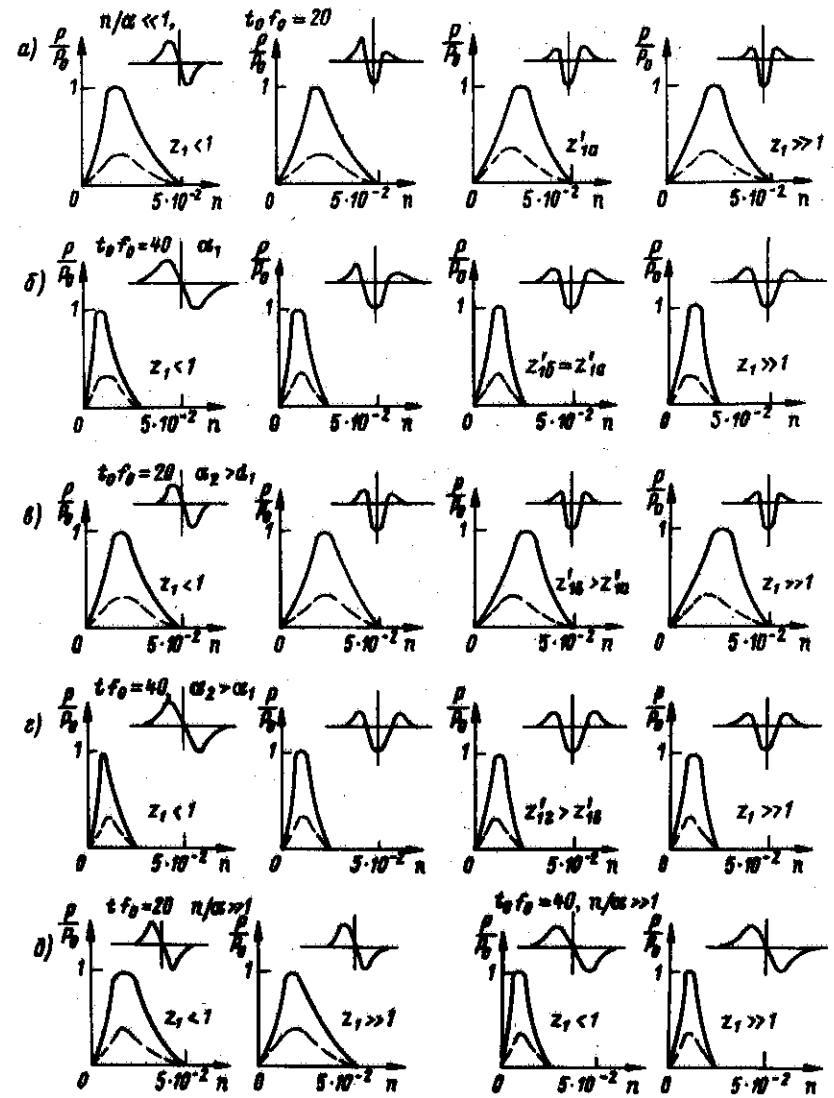


Рис. 3.14. Осевые и угловые изменения спектра и формы самодетектированных сигналов при гауссовой огибающей импульса накачки

с самодетектированием при работе излучателей накачки в диапазоне единиц мегагерц имеет место при малых апертурах излучателя.

Рассмотренная гауссова форма огибающей является лишь удобной математической формой, иллюстрирующей методы расчета. Более

реалистичной является функция огибающей, близкая к прямоугольной. Такая модель очень удобна для расчетов, однако содержит существенные недостатки, о которых говорилось в начале параграфа. Спектр генерируемого НЧ-сигнала для длительности импульса $2T$ с прямоугольной формой огибающей описывается функцией

$$A(\Omega) \sim (\sin \Omega T) / \Omega. \quad (3.39)$$

В области, где спектр $\sim \Omega^2$ амплитуда спектральных компонент с ростом частоты неограниченно возрастает. Это является следствием слишком глубокой аппроксимации функции огибающей. Единственно полезной информацией для такой функции является гармоническая зависимость амплитуды спектральных компонент от Ω ($A_\Omega \sim \sin \Omega T$).

Для получения результатов, согласующихся с экспериментами, в высокочастотной части спектра ВРЧ необходимо учитывать конечность времени нарастания и спада ВЧ-импульса. В принципе форму огибающей можно представлять в цифровом виде и затем обрабатывать на ЭВМ. Очень удобной для практических расчетов является аппроксимация в виде [10]

$$f(t) = [\text{th } 2t/T_1 - \text{th } 2(t-T_3)/T_2]^{0.5}. \quad (3.40)$$

На рис. 3.15 изображен вид огибающей. Он характеризуется тремя параметрами: временем нарастания T_1 , временем спада T_2 и длительностью импульса T_3 . Спектр квадрата огибающей функции (3.40) имеет вид

$$S(\Omega) = [(T_1/4) \text{sh}^{-1} \pi \Omega T_1/4 - (T_2/4) \exp(-i\Omega T_3) \text{sh}^{-1} \pi \Omega T_2/4]. \quad (3.41)$$

Спектр самодетектированного сигнала осциллирует, причем расстояние между максимумом и минимумом зависит от длительности импульса T_3 . Форма огибающей и глубины осцилляций спектра зависят от значений T_1 и T_2 и их соотношения. Наибольшая глубина осцилляций спектра возникает при равенстве $T_1 = T_2 = T$. В этом случае выражение (3.41) упрощается

$$S(\Omega) = T |\sin(\Omega T_3/2)| \text{sh}(\pi \Omega T/4). \quad (3.42)$$

Спектр $S(\Omega)$ осциллирует с периодом $\Omega = 2\pi/T_3$.

Для удобства расчетов представим выражение (3.41) в вещественной форме записи, положим $T_1 = 1$ и введем безразмерные параметры $B = T_2/T_1$ и $C = T_3/T_1$:

$$S(\Omega) = \{ [16 \text{sh}^2(\pi \Omega/4)]^{-1} - [8 \text{sh}(\Omega \pi/4) \text{sh}(\pi \Omega B/4)]^{-1} \times \\ \times B \cos \Omega C + [16 \text{sh}^2(\pi \Omega B/4)]^{-1} B^2 \}^{0.5} \quad (3.43)$$

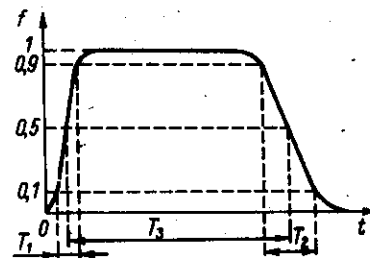


Рис. 3.15. Функция аппроксимации огибающей излучаемого импульса накачки

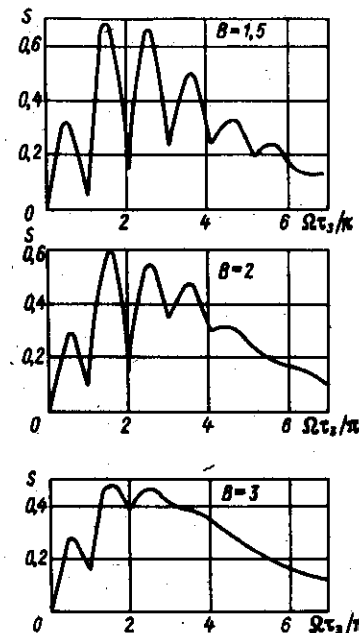


Рис. 3.16. Спектры самодетектированных сигналов при различных соотношениях между временами нарастания и убывания фронтов импульсов накачки при $C=6$

Расчитанные по выражению (3.43) спектры самодетектированных сигналов при фиксированном значении параметра C для нескольких значений параметра B приведены на рис. 3.16. Из графиков видно, что при неизменной длительности импульса и изменении соотношения между временем нарастания и убывания его фронтов, если $B \neq 1$, т. е. $T_1 \neq T_2$, функция $S(\Omega)$ не имеет нулевых значений, и разница между ее максимальными и минимальными значениями тем меньше, чем больше параметр B отличается от единицы. В то же время максимальные и минимальные значения функции достигаются при тех же значениях, что и при $B=1$, когда $T_1 = T_2$.

Таким образом, варьируя соотношения между параметрами T_1 , T_2 , T_3 , можно изменять ширину максимумов спектра и сдвигать их на заданные частоты. Установленная возможность управления спектром позволяет сопоставлять требования к форме импульса накачки, центральной частоте и полосе пропускания приемного тракта гидроакустических станций, использующих ПА в режиме самодетектирования.

При самодетектировании одиночных импульсов накачки, как мы видели, генерируются широкополосные НЧ-сигналы с непрерывным спектром. Энергию самодетектированного сигнала можно увеличить в заданной полосе частот, излучая периодическую серию импульсов накачки в пределах одной посылки. При излучении последовательно из N одинаковых импульсов, спектр каждого из которых $S(\Omega)$, с интервалом повторения T_4 спектр последовательности описывается выражением

$$S_N(\Omega) = S(\Omega) \sin(N\Omega T_4/2) / \sin(\Omega T_4/2). \quad (3.44)$$

Пусть огибающая каждого из N импульсов имеет вид (3.41). Тогда спектр от квадрата огибающей сигнала получаем в виде

$$S_N(\Omega) = \{ [16 \operatorname{sh}^2(\pi\Omega/4)]^{-1} - [8 \operatorname{sh}(\pi\Omega/4) \operatorname{sh}(\pi\Omega B/4)]^{-1} \times \\ \times B \cos \Omega C + [16 \operatorname{sh}^2(\pi\Omega B/4)]^{-1} \}^{0.5} |\sin N\Omega D/2| / |\sin(\Omega D/2)|, \quad (3.45)$$

где $D = T_4/T_1$. Проанализируем рассчитанные по выражению (3.45) графики изменения спектра самодетектированных сигналов при излучении периодической серии импульсов накачки для различных N (рис. 3.17). Из графиков видно, что спектры имеют два характерных масштаба осцилляций $\Omega = 2\pi/NT_4$ и $\Omega = 2\pi/T_4$. Энергия самодетектированного сигнала в основном концентрируется на частотах $F_{\max} = m/T_4$, где $m = 1, 2, 3, \dots$. С увеличением N амплитуда максимумов спектральных составляющих возрастает, а их ширина уменьшается, т. е. спектр приближается к дискретному. При $m \rightarrow \infty$ спектр сигнала можно представить в виде ряда Фурье, тогда гармонические спектральные составляющие сигнала будут расположены вдоль оси частот с периодом, равным частоте следования импульсов $f_{\text{сл}} = 1/T_4$.

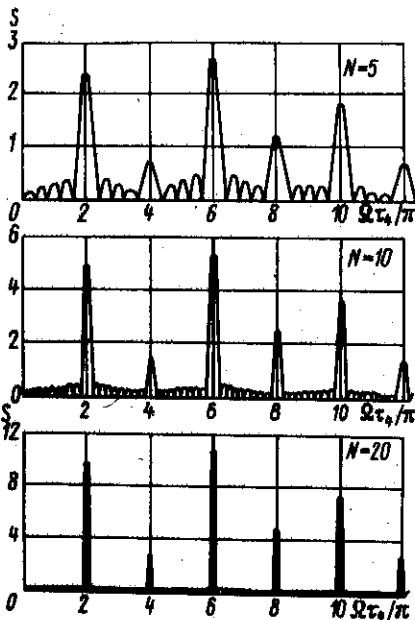


Рис. 3.17. Спектры периодической серии самодетектирования сигналов при $N = 5, 10$ и 20 импульсах в сигнале накачки для $B = 15, C = 3, D = 6$

Эти особенности можно использовать в системах классификации объектов с помощью известных методов спектральной и фазовой обработки эхо-сигналов, в которых прием серии самодетектированных импульсов должен производиться на частотах, кратных $f_{\text{сл}}$ в серии.

Одной из важных задач гидроакустики является повышение помехоустойчивости гидроакустических систем. Традиционный способ повышения помехоустойчивости заключается в излучении сигналов с большой базой, т. е. с большими значениями величин, равных произведению длительности

импульса на ширину его спектра, и последующей корреляционной обработке принятых эхо-сигналов. Самодетектированные сигналы существенно короче первичных излучаемых импульсов, что при согласованной обработке позволяет повысить разрешающую способность по дальности и уменьшить мертвую зону гидроакустических систем. Для обеспечения временного сжатия самодетектированные сигналы должны иметь большую базу и хорошие корреляционные свойства, т. е. у корреляционной функции сигнала должен быть один пик, существенно превышающий уровень дополнительных максимумов.

Самодетектированный сигнал периодической последовательности импульсов накачки использован в режиме параметрического излучения рыбопоискового навигационного комплекса „Сарган-М” (см. гл. 9).

Для повышения соотношений сигнал/помеха можно использовать последовательность нерегулярных кодов, что достигается генерацией НЧ-импульсов через неодинаковые, заданные по определенному закону, интервалы времени [10].

§ 3.4. Увеличение эффективности ПА за счет использования многокомпонентного сигнала накачки

Недостатком ПА является низкая эффективность. Характер нелинейных взаимодействий таков, что лишь часть энергии перекачивается из волн накачки в НЧ-область спектра. Эффективность ПА можно повысить, если создать специальные среды с повышенным коэффициентом нелинейности [38], например, среду с пузырьками. Но на этом пути возникают свои трудности. Для сохранения высокой направленности длина эффективной области взаимодействия должна сохраняться, но из-за резкого увеличения коэффициента затухания, а также рассеяния на пузырьках, она резко уменьшается. Кроме того, технически трудно создать плену однородных пузырьков во всей области взаимодействия. Одним из путей повышения эффективности является использование многокомпонентных фазосвязанных сигналов накачки. В этом случае за счет усложнения схем формирования сигналов накачки удается, хотя и не очень значительно, увеличить амплитуду заданной НЧ-гармоники. Однако если учесть, что спектр ВРЧ расширяется, то отношение энергии всех НЧ-гармоник и энергии волн накачки значительно возрастает. Рассмотрим данный вариант повышения эффективности на примере взаимодействия плоских волн. Ограниченность пучков учитывается (см. 3.1.1) умножением получаемого соотношения на интегральное выражение (3.15). Общие тенденции изменения эффективности генерации ВРЧ сохраняются для плоских и ограниченных пучков.

Пусть в среде генерируется N эквидистантных ВЧ-гармоник накачки с различными начальными фазами

$$p(z=0) = \sum_{k=0}^{N-1} p_{0k} \cos [(\omega_0 + k\Omega)t + \varphi_k]. \quad (3.46)$$

Спектр НЧ-сигнала, генерируемого в среде, определяется из квадрата соотношения (3.46). Взаимодействие между n ВЧ-гармоник приводит в общем случае к генерации эквидистантных $(n - 1)$ НЧ-гармоник. Причем амплитуда низкой гармоники Ω определяется взаимодействием $(n - 1)$ соседних пар волн накачки, гармоники $2\Omega - (n - 2)$ пар и т. д. Наивысшая гармоника $(n - 1)\Omega$ генерируется лишь двумя крайними составляющими ВЧ-спектра. Поведение плоской ВРЧ с частотой Ω в среде без диссипации описывается выражением

$$P(\Omega z) = (ie\Omega z / 2c_0^3 \rho_0) \sum_{k=0}^{N-2} p_k p_{k+1} \cos(\Omega \tau + \varphi_{k+1} - \varphi_k). \quad (3.47)$$

Исследуем различные возможности повышения эффективности генерации гармоники Ω . Предполагаем, что общая энергия, излучаемая высокочастотными излучателями накачки, остается постоянной, независимо от количества излучаемых гармоник, т. е. $\sum_{k=0}^{N-1} P_k^2 = \text{const} = W$ для любых n . Будем искать относительное изменение амплитуды ВРЧ.

Влияние фазового сдвига гармониками можно учесть из решения (3.47). Амплитуда гармоники максимальна в том случае, когда все ВЧ-волны излучаются в одной фазе. Если считать, что амплитуды всех гармоник одинаковы, $p_0 = p_1 = \dots = p_k = p$, то использование синфазных излучателей позволяет увеличить амплитуду ВРЧ в $2(n - 1)$ раз, т. е. при большом числе гармоник практически в 2 раза. Наличие фазового сдвига приводит к уменьшению амплитуды и в принципе можно добиться полного уничтожения сигнала ВРЧ. Такой вариант возможен в силу того, что разные пары волн накачки могут генерировать противофазные сигналы, приводящие к взаимной компенсации. Следует отметить, что в 4 раза удается увеличить энергию только одной низшей гармоники ВРЧ. Если учесть, что генерируются еще и высокие гармоники ВРЧ, то общая энергия, переходящая в НЧ-часть спектра за счет нелинейного взаимодействия, существенно возрастает, практически в $(2n)^2$ раз.

Высокочастотные гармоники ВРЧ генерируются меньшим числом пар волн накачки, однако генерация этих волн идет эффективнее за счет повышения частоты

$$P(\Omega, z) = (ie\Omega z / 2c_0^3 \rho_0) \sum_{k=0}^{N-1} p_k p_{k+1} \cos(i\Omega \tau + \varphi_{k+1} - \varphi_k). \quad (3.48)$$

Рассмотрим генерацию НЧ-волн, например сигналом накачки с шестью гармониками. Тогда амплитуда отдельной гармоники $p_0 = W/\sqrt{6}$. Отношение амплитуд первых гармоник при синфазной генерации равно 5/3, т. е. энергия НЧ-гармоники возрастает практически в 3 раза. Общая энергия, перекачиваемая в НЧ-часть спектра, увеличится практически в 70 раз при неизменной излучаемой ВЧ-энергии. Обратим внимание на существенную зависимость амплитуды сигнала от фазы. Если в противофазе работает только крайняя

гармоника ω_0 или $\Omega_0 + 5\Omega$, то сигнал уменьшится в 3/5 раза. При изменении фазы одной из средних гармоник или двух крайних на π амплитуда уменьшится в 5 раз. Если изменить фазу на π , например для крайней и средней, но не ближайшей к ней гармоник, то генерация ВРЧ отсутствует. Таким образом, изменяя фазовые соотношения между гармониками, можно изменять спектр НЧ-сигнала.

В выражение (3.48) амплитуды отдельных гармоник входят не равнозначно. Члены с p_0 и p_5 имеют по одному сомножителю, а для $p_2 - p_4$ — по два. Энергию гармоник ВРЧ можно изменить, перераспределяя соотношение между частотными компонентами накачки. Предполагая, что амплитуда крайних гармоник равна αp_0 , отношение амплитуды разностной Ω при шестичастотной накачке запишется в виде

$$2(2\alpha + 3)/(4 + 2\alpha^2). \quad (3.49)$$

Максимальное значение достигается при $\alpha \approx 1/2$. Указанное отношение несколько увеличивается от 5/3 до 16/9. Отметим, что перераспределение энергии по ВЧ-спектру накачки позволяет лишь несколько повысить значение амплитуды ВРЧ для данного n , но отношение остается меньше двух.

Таким образом, использование многокомпонентного фазосвязанного сигнала накачки без изменения общей излучаемой энергии позволяет в 4 раза (максимум) увеличить энергию низшей гармоники ВРЧ. Однако общая энергия, перекачиваемая НЧ-областью спектра, резко возрастает. Амплитуда ряда НЧ-гармоник становится даже выше, чем при их генерации двухкомпонентным сигналом. Амплитуду низшей гармоники ВРЧ можно изменить в 3/5 раза, второй — в 4/3 раза, амплитуда третьей гармоники не меняется, четвертой — в 2/3 и пятой — в 2/5 раза по отношению к генерации каждой из этих гармоник бигармоническим сигналом накачки с той же исходной энергией.

Мы провели анализ для случая плоских волн. Генерация ВРЧ ограниченными пучками во многом имеет сходные особенности. Отличие заключается в основном только в другой зависимости амплитуды от расстояния z и разностной частоты Ω :

$$Q(l, \Omega) = \sum_{k=0}^{N-1} p_k^*(z) p_{k+1}(z) \exp(il\Omega \tau + \varphi_{k+1} - \varphi_k); \quad p_k = p_{0k} \times \\ \times (1 - iz/l_{dk})^{-1} \exp[-r^2/a^2 (1 - iz/l_{dk})]. \quad (3.50)$$

Предполагая, что $\Omega/\omega \ll 1$, считаем все ВЧ-гармоники достаточно близкими $l_{dk} \approx l_d$, тогда амплитуда НЧ-гармоник описывается выражением

$$P(l\Omega, z, r) = \frac{\epsilon l \Omega \rho_0}{2c_0^3 \rho_0} a_l \int_0^z \left\{ \exp \left[-\frac{z'}{l} - \frac{2r^2(1 - iz'l/l_{\text{д}}/l_{\text{д}}^2)}{a^2[1 - i(z - z')/l_{\text{д}} + zz'/l_{\text{д}}^2]} \right] \right\} (1 - i(z - z')/l_{\text{д}} + zz'/l_{\text{д}}^2)^{-1} dz; \quad a_k = \sum_{k=0}^{N-l-1} p_{0, k+l} p_{0, k} \exp [i(\varphi_{k+l} - \varphi_k)]. \quad (3.51)$$

Коэффициент a_l определяет величину амплитуды при многокомпонентной генерации НЧ-сигнала. Увеличение амплитуды разностного сигнала происходит при тех же условиях, что и для плоских волн, т. е. должно быть синфазное излучение всех гармоник. Генерируется, как и при взаимодействии плоских волн, $n-1$ гармоника, однако зависимость амплитуды от номера гармоники изменяется в процессе распространения и носит вначале линейный, как для плоских волн, а затем квадратичный характер. В ограниченных пучках дифракционные эффекты сильнее сказываются на более низкочастотных компонентах спектра ВРЧ.

Рассмотренные вопросы для дискретного спектра справедливы и для сигналов с непрерывным спектром. Изменением огибающей можно существенно изменять характер НЧ-спектра. Критерии оптимальности могут быть различны, в зависимости от условий задачи. Если прием узкополосный, то важно повысить спектральную плотность в определенной полосе частот, близкой к частоте приемного тракта. При широкополосном приеме важно определить общую энергию, перекачиваемую в НЧ часть спектра, что характеризуется интегралом

$$W \approx \int_0^{\infty} P(\Omega z) P^*(\Omega z) d\Omega$$

при предположении о постоянстве излучаемой ВЧ-энергии накачки.

Экспериментальные исследования и вопросы практической реализации ПА с многокомпонентными фазосвязанными сигналами описаны в § 7.7 и 8.6.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПА ПРИ НАЛИЧИИ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Параметрические антенны используются в гидроакустических приборах активной локации. Если отражающий объект или граница раздела сред попадает в область взаимодействия ПА, то помимо искажения ее конфигурации появляется часть пространства, где взаимодействуют не только падающие, но и отраженные волны. В итоге осевые и пространственные характеристики поля излучения ПА при наличии объекта отражения или границ раздела сред могут существенно отличаться от рассмотренного ранее случая полубезграничной среды распространения излучения ПА [21, 39, 55, 81].

§ 4.1. Взаимодействие при отражении плоских волн

Когда плоская волна падает на границу раздела двух сред, она распадается на две — отраженную и преломленную, распространяющиеся в I и II среде. Амплитуды падающей и отраженной волн для углов падения, меньших угла полного внутреннего отражения, определяются из соотношения

$$P_{\text{от}} = VP; \quad P_{\text{пр}} = WP, \quad (4.1)$$

где V и W — коэффициенты отражения и преломления среды, определяемые импедансом среды:

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= \rho_1 c_1 / \cos \theta_1; \quad z_2 = \rho_2 c_2 / \cos \theta_2; \\ V &= (z_2 - z_1) / (z_2 + z_1); \quad W = 2z_2 / (z_2 + z_1). \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Соотношение между углом падения и преломления находят из закона Снеллиуса

$$\sin \theta_1 / \sin \theta_2 = c_1 / c_2. \quad (4.3)$$

В рассматриваемом случае коэффициенты отражения и преломления изменяются в пределах $-1 \leq V \leq 1$, $0 \leq W \leq 2$.

Таким образом, прошедшая сквозь границу раздела волна изменяет только значение амплитуды. Коэффициент отражения может

принимать отрицательные значения. Это соответствует изменению фазы отраженного сигнала на π .

При угле падения, большем угла полного внутреннего отражения, равного $\theta = \arcsin c_1/c_2$, прошедшая волна отсутствует и вся энергия содержится в отраженной волне. Модуль коэффициента равен единице и происходит только изменение фазы отраженной волны. Представив коэффициент отражения в комплексном виде, можно записать

$$V = (\rho_2 \cos \theta_1 / \rho_1 - i \sqrt{\sin^2 \theta - c_1^2/c_2^2}) / (\rho_2 \cos \theta_2 / \rho_1 + i \sqrt{\sin^2 \theta - c_1^2/c_2^2}). \quad (4.4)$$

Изменение фазы при отражении равно

$$\varphi = -2 \arctg (\sqrt{\sin^2 \theta_1 - c_1^2/c_2^2} / \rho_2 \cos \theta_1 / \rho_1).$$

С изменением угла падения происходит плавное изменение фазы отраженного сигнала от 0 до π .

Изменение фазы отраженной волны, в принципе, не влияет на дальнейший характер ее распространения. Это справедливо лишь для „линейных” волн. При учете нелинейных эффектов влияние отражающих границ существенно усиливается. Рассмотрим в качестве примера изменение профиля гармонической волны при отражении от границы. Сам процесс отражения считаем „линейным” и учитываем только накапливающиеся во время распространения в среде нелинейные эффекты. До отражения изменение профиля волны происходит по хорошо известному закону $p' = \sin(\theta + \sigma P')$; $p' = p/\rho_0$. После отражения форма отраженного сигнала описывается выражением

$$p'_{от} = V \sin \{ \theta + [\sigma(h)/V + \sigma] p' \}, \quad (4.5)$$

а преломленного

$$p'_{пр} = W \sin \{ \theta + [\sigma(h)/W + \sigma] p' \}, \quad (4.6)$$

где $\sigma = k \epsilon M z$ [38].

Рассмотрим поведение отраженной волны. Когда $V > 0$, характер нелинейного процесса не изменяется, а только замедляется с уменьшением V .

При отрицательных значениях коэффициента (отражение от свободной или мягкой границы) например, на границе „вода-воздух”, коэффициент отражения примерно равен -1 , тогда при отражении фаза звукового давления сигнала меняется на π . Если отраженный сигнал распространяется с полярностью, противоположной падающему, нелинейные эффекты приводят к рассасыванию ударного фронта, а не к увеличению его крутизны.

По мере распространения вновь образуется гармоническая волна, и на расстоянии $\sigma = \sigma(h)/V$ форма сигнала соответствует форме исходной

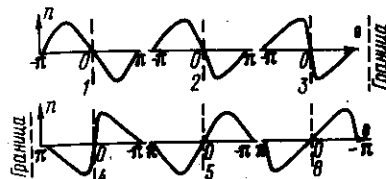
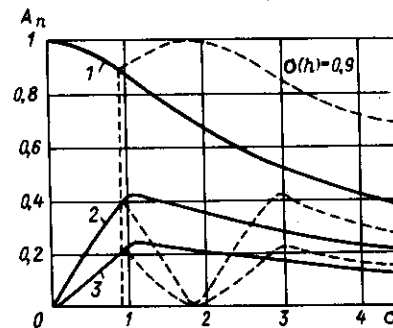


Рис. 4.1. Процесс изменения формы падающего и отраженного сигналов

Рис. 4.2. Поведение гармоник сигнала при отражении от жесткой (сплошные кривые) и мягкой (штриховые кривые) границ раздела



волны, которая затем подвергается нелинейному искажению. Эта ситуация пояснена рис. 4.1, на котором показаны стадии изменения формы падающего (кривые 1, 2, 3) и отраженного (кривые 4, 5, 6) сигналов на примере распространения одного периода гармонической волны. Свободная граница раздела двух сред расположена на расстоянии $\sigma(h) = 0,9$ от излучающей поверхности преобразователя. По мере приближения к отражающей границе гармонический сигнал испытывает нелинейные искажения (кривая 1 — при $\sigma = 0$; 2 — при $\sigma = 0,5$; 3 при $\sigma = 0,9$). Отраженная волна (4 — при $\sigma = 0,9$), распространяясь от границы, благодаря нелинейным эффектам вновь превращается в гармоническую (5 — при $\sigma = 1,8$ или при $\sigma = 0,9$, если за начало отсчета принять границу), а затем по мере распространения опять происходит искажение ее фронта (6 — при $\sigma = 2,7$).

Если предыдущие исследования об изменении формы сигнала перевести на спектральный язык, то это будет означать, что при распространении сигнала в нелинейной среде до момента отражения происходит образование высокочастотных гармоник за счет энергии основной волны; после отражения сигнала на первом этапе происходит обратная перекачка энергии, а затем после $\sigma = \sigma(h)/V$ опять начинают нарастать амплитуды гармоник. Характер воздействия отражения на спектральное поведение волны виден на рис. 4.2, на котором показано изменение амплитуд A_n первых трех гармоник сигнала (кривые 1, 2, 3 соответственно) при отражении от абсолютно жесткой и абсолютно мягкой границ раздела, расположенных на расстоянии $\sigma(h) = 0,9$ от излучателя.

На поведении ударной волны процесс отражения сказывается аналогичным образом. При образовании ударного фронта происходит резкое усиление диссипативных эффектов и уменьшение амплитуды звукового давления с изменением расстояния пропорционально $1 + \sigma$. При условии, что граница раздела (отражающая) находится на расстоянии образования пилообразного профиля при распространении гармонической волны, т. е. на расстоянии $\sigma(h) > 3$, ударный фронт сохраняется после отражения от жесткой границы и происходит дальнейшее уменьшение амплитуды волн.

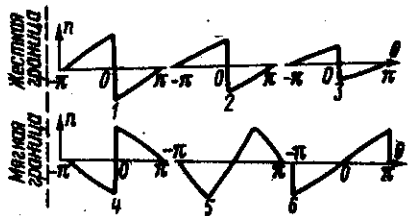


Рис. 4.3. Изменение пилообразного фронта волны при отражении от жесткой и мягкой границ

(1 при $\sigma = 3$; 2 - при $\sigma = 5$; 3 - при $\sigma = 7$) и абсолютно мягкой (свободной) границы (4 - при $\sigma = 3$; 5 - при $\sigma = 5$; 6 - при $\sigma = 7$), расположенных на расстоянии $\sigma(h) = 3$.

При отражении от свободной границы повторный ударный фронт наступает на расстоянии $\sigma = 7$, и при этом амплитуда вновь образовавшегося ударного фронта σ больше, чем на этом же расстоянии амплитуда сигнала, отраженного от жесткой границы 3.

Если рассмотреть спектральное представление ударной волны, отраженной от свободной границы, то можно заметить, что характер поведения спектральных компонент такой же, как при отражении гармонической волны конечной амплитуды.

Для преломленной волны в силу положительного значения коэффициента преломления W характер нелинейных искажений тот же, что и для отраженных волн с положительным значением V .

Если угол падения больше угла полного внутреннего отражения, фаза всех гармоник изменяется на одно и то же значение, заключенное от 0 до π . После отражения происходит изменение формы сигнала и характер воздействия нелинейных эффектов существенно зависит от сдвига фаз. Чем больше сдвиг фазы к π , тем сильнее процесс ослабления высокочастотных гармоник.

При распространении двух волн накачки отражение от границы раздела скажется на характере их взаимодействия и, естественно, на процессе генерации ВРЧ. Возникающий после отражения сдвиг фаз между отраженной ВРЧ и генерируемой (для нее нет скачка фазы, так как фазовые сдвиги волн накачки вычитаются) приводит либо к дальнейшему увеличению ВРЧ для жестких границ, либо к уменьшению - для границ с коэффициентом отражения $V < 0$.

При сильном проявлении нелинейных эффектов помимо генерации ВЧ-гармоник волн накачки ω_1 и ω_2 происходит генерация различных комбинационных $k\omega_1 \pm l\omega_2$ гармоник, в том числе разностной Ω и суммарной ω_+ . После отражения от свободной границы наблюдается обратный процесс перекачки энергии от комбинационных гармоник в исходные, и лишь после того, как спектр сигнала вновь станет двухчастотным, происходит последующая генерация гармоник. Это утверждение следует из обратимости решения, записанного для произвольного сигнала

Если сигнал отражается от мягкой границы, то происходит смена полярности, и нелинейные эффекты вызывают постепенное рассасывание ударного фронта, что приводит к образованию близкого к синусоидальному профиля волны, а затем формированию нового ударного фронта.

На рис. 4.3 изображено изменение пилообразного профиля при отражении от жесткой границы

$$p_{0T} = Vf \left[\left(\frac{\sigma(h)}{V} + \sigma \right) p' \right] \quad (4.7)$$

Если процессы диссипации играют определяющую роль, то процесс генерации ВРЧ описывается простым дифференциальным уравнением

$$\partial p / \partial z = (i\epsilon\Omega / 2c_0^3 \rho_0) p_0 p_0 z \exp(-z/l_3), \quad (4.8)$$

решение которого с учетом граничных условий, если пренебречь затуханием ВРЧ, для отраженной волны примет вид

$$P(z) = (\epsilon\Omega p_{01} p_{02} l_3 / 2c_0^3 \rho_0) V [1 + (V - 1) \exp(-h/l_3) - V \exp(-z/l_3)]. \quad (4.9)$$

Если акустическая граница абсолютно жесткая, то выражение (4.9) можно переписать:

$$P(z) = (\epsilon\Omega p_{01} p_{02} l_3 / 2c_0^3 \rho_0) [1 - \exp(-z/l_3)]. \quad (4.10)$$

Следовательно, при отражении от жесткой границы наблюдается дальнейший рост амплитуды ВРЧ.

Для абсолютно мягкой границы ($V = -1$) имеем

$$P = (\epsilon\Omega p_{01} p_{02} l_3 / 2c_0^3 \rho_0) [2 \exp(-h/l_3) - \exp(-z/l_3) - 1]. \quad (4.11)$$

Непосредственно после отражения амплитуда сигнала убывает с изменением расстояния, а затем происходит ее рост ($z \gg l_3$).

Из выражения (4.11) следует, что в случае акустически мягкой границы звуковое давление P зависит от соотношения h/l_3 . На расстоянии $h = l_3 \ln 2$ сигнал в дальней зоне практически отсутствует.

§ 4.2. Характеристики ПА при нормальном падении на границу раздела

При взаимодействии ограниченных пучков, а не плоских волн, значительное влияние на формирование характеристик ПА оказывают дифракционные эффекты. Их влияние в первую очередь скажется на ВРЧ, обладающей существенно большей длиной волны, чем волны накачки.

Для выяснения характера совместного воздействия отражающих границ и дифракции рассмотрим вначале упрощенную модель, где дифракция учитывается только для ВРЧ, а взаимодействующие пучки будем считать недифрагирующими. Для упрощения расчетов считаем,

что ось пучка перпендикулярна границе и поперечное распределение волн гауссово. В этом случае сохраняется осевая симметрия и можно использовать решения, полученные для круглого излучателя в неограниченной среде.

После отражения от границы раздела амплитуда звукового давления ВРЧ уменьшится пропорционально коэффициенту отражения V . Выражение для определения отраженной ВРЧ без учета взаимодействия отраженных волн накачки имеет вид

$$P = (i\epsilon\Omega p_{01} p_{02} / 2c_0^3 \rho_0) V \int_0^n \Phi(r, z') dz', \quad (4.12)$$

где

$$\Phi(r, z') = [1 - i(z - z')/L_d]^{-1} \exp \left[-\frac{z'}{l_3} - \frac{r^2/a^2}{1 - i(z - z')/L_d} \right].$$

Если отражающая граница расположена в зоне взаимодействия, то от нее отразятся и волны накачки, амплитуда звукового давления которых уменьшится пропорционально коэффициенту отражения V каждая.

После отражения волн накачки в области их распространения происходит генерация ВРЧ. Следовательно, общее решение для сигнала ВРЧ при расположении отражающей границы в области взаимодействия представляет собой суперпозицию двух решений, описывающих генерацию сигнала до и после отражения.

Так как решение для ВРЧ, образующейся после отражения волн накачки, находится аналогично, сразу запишем общее решение для сигнала, отраженного от границы раздела:

$$P_n(r, z) = \frac{1}{L_d} \left\{ V \int_0^n \Phi(r, z') dz' + V_1 V_2 \int_n^z \Phi(r, z') dz' \right\}. \quad (4.13)$$

Как показывает анализ, проведенный в работе [39], из решения (4.13) следует, что при $V < 0$, т. е. если граница акустически мягкая, вклад интегралов будет с противоположными знаками. Для звукового давления на оси ($r = 0$) при пренебрежении затуханием исходных волн выражение упрощается и принимает вид

$$P_n(0, z) = \left\{ -\ln(1 - iz_1) + (1 - V) \ln[1 - i(z_1 - h_1)] \right\};$$

$$z_1 = z/L_d; \quad h_1 = h/L_d \dots \quad (4.14)$$

Выражение (4.14) позволяет анализировать поведение амплитуды звукового давления, т. е. модуль выражения (4.14), например, при $V = -1$

$$|P_n| = \left\{ \ln^2 \frac{1 + (z_1 - h_1)^2}{\sqrt{1 + z_1^2}} + [\arctg z_1 - 2 \arctg(z_1 - h_1)]^2 \right\}^{0.5} \quad (4.15)$$

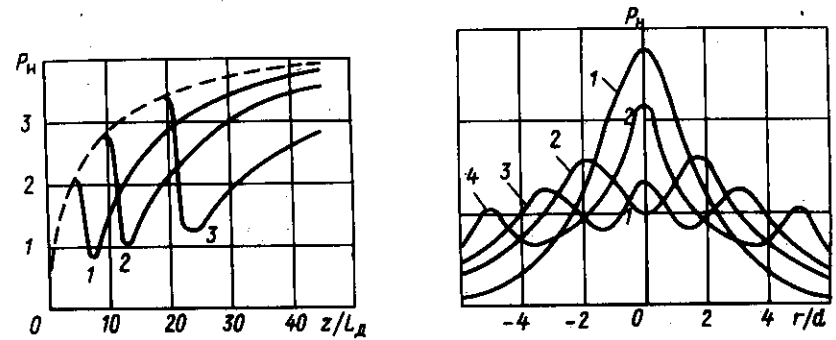


Рис. 4.4. Осевое распределение уровня звукового давления отраженного сигнала разностной частоты

Рис. 4.5. Поперечное распределение уровня звукового давления сигнала разностной частоты при отражении от свободной границы

На рис. 4.4 представлен график осевого поведения амплитуды сигнала ВРЧ при отражении от мягкой и абсолютно жесткой границ. В области до отражения амплитуда сигнала в осевом направлении нарастает (штриховая кривая). После отражения от абсолютно мягкой границы (кривые 1, 2 и 3) амплитуда резко убывает, достигая минимума, а затем вновь монотонно увеличивается. Кривые построены для случаев расположения отражающей границы соответственно на расстояниях 5, 10, 20. Кривая распределения звукового давления при отражении от абсолютно жесткой поверхности (штриховая) совпадает с осевым распределением амплитуды звукового давления в отсутствии отражателя.

С учетом затухания волн осевое поведение амплитуды ВРЧ можно записать с помощью интегральной показательной функции

$$P_n(0, z) = [(1 - V)Ei(z_3 - h_3 + id) - Ei(z_3 + id) + VEi(id)]V \quad (4.16)$$

Очевидно, при учете затухания влияние границы на поведение ВРЧ сказывается в случае, когда расстояние до отражающей поверхности h не превышает длины зоны затухания волн накачки l_3 .

Важной характеристикой ПА является диаграмма направленности. Поэтому значительный интерес вызывает поведение поперечного распределения сигнала ВРЧ после отражения от границы раздела. В общем случае оно может быть исследовано на основе численного расчета интегрального выражения (4.13). Если в рассматриваемой области можно не учитывать диссипативные эффекты для волн накачки (при $z < l_3$), то решение удастся упростить и описать с помощью интегральной показательной функции

$$P_n(r, z) = V \left\{ (1 - V) Ei \left[-\frac{r^2/a^2}{1 - i(z_1 - h_1)} \right] - Ei \left(-\frac{r^2/a^2}{1 - iz_1} \right) + VEi \left(-\frac{r^2}{a^2} \right) \right\} \quad (4.17)$$

Как видно, поперечное распределение уровня звукового давления отраженного сигнала ВРЧ зависит от коэффициента отражения V . Расчет распределения сигнала, отраженного от абсолютно жесткой границы ($V=1$), не отличается от расчета распределения сигнала в безграничной среде. В случае отражения от свободной границы ($V=-1$) в поперечном распределении происходят заметные изменения в зависимости от расстояния. На рис. 4.5 представлен процесс формирования диаграммы направленности сигнала ВРЧ при отражении от свободной границы. Граница расположена на расстоянии $h/L_d = 10$. До отражения поперечное распределение уровня звукового давления имеет форму гауссовой кривой 1, рассчитанной для расстояния $z/L_d = 10$. После отражения вблизи оси образуется провал, и диаграмма (кривая 2, рассчитанная для расстояния $z/L_d = 12$) приобретает двугорбый вид с минимальным значением амплитуды на оси пучка. При увеличении расстояния в осевом направлении начинает формироваться новый максимум (кривая 3, рассчитанная для расстояния $z/L_d = 14$). Амплитуда этого максимума быстро растет, и поперечное распределение уровня звукового давления вновь приобретает характерный для ПА вид, однако с боковыми лепестками (кривая 4 на расстоянии $z/L_d = 20$). С увеличением расстояния отношение основного максимума к величине бокового лепестка увеличивается. Такое поведение амплитуды звукового давления в поперечном сечении пучка объясняется процессом сложения сигналов ВРЧ, генерируемых до и после отражения. Возрастающий по амплитуде сигнал ВРЧ, образующийся в процессе нелинейного взаимодействия отраженных волн накачки, локализован ближе к оси ПА и складывается в противофазе с отраженным сигналом, который сформировался до границы и расплывается из-за дифракции. В результате происходят непрерывные изменения в распределении звукового давления поперек пучка. Форма диаграммы зависит от расстояний до границы, точки наблюдения и определяется энергетическими вкладами распространяющихся от границы сигналов.

Рассмотрим пространственные характеристики отраженного сигнала ПА в дальней зоне, вдали от области взаимодействия волны. В этом случае принципиально необходимо учитывать процессы диссипации волны накачки. За исходное выражение возьмем решение

для отраженного сигнала (4.12). При $z \rightarrow \infty$ выражение преобразуется к виду

$$P_n(z \rightarrow \infty) = \frac{I_3}{z} \exp \left[-\frac{(Ka\theta)^2}{8} \right] \times \left[\frac{1 + (V-1)^2 \exp(-2h_3) + 2(V-1) \cos(Kh\theta^2/2) \exp(-h_3)}{1 + (Kl_3\theta^2/2)^2} \right]^{1/2} \quad (4.18)$$

Поскольку наибольший интерес представляет случай отражения от свободной границы, запишем выражение для расчета нормированной амплитуды звукового давления при $V=-1$:

$$P_n = \frac{I_3}{z} \exp \left[-\frac{(Ka\theta)^2}{8} \right] \times \left[\frac{1 - 4 \exp(-h_3) \cos(Kh\theta^2/2) + 4 \exp(-2h_3)}{1 + (Kl_3\theta^2/2)^2} \right]^{1/2} \quad (4.19)$$

Анализ полученного выражения показывает, что при отражении от свободной границы форма диаграммы направленности в дальней зоне существенно зависит от соотношения h/l_3 , т. е. расстояния, на котором расположена отражающая граница. Диаграммы направленности ПА для различных h/l_3 , рассчитанные по выражению (4.19), представлены на рис. 4.6. Кривые построены в зависимости от нормированного угла $\theta W = \theta \sqrt{Kl_3}/2$. Для значений $h/l_3 \gg 1$ и $h/l_3 \ll 1$, т. е. когда генерация сигнала происходит практически только до или после отражения, диаграмма направленности имеет вид, характерный для ПА в безграничной среде (кривая 1). Если расстояние до границы h сравнимо с l_3 , то наблюдается заметное искажение формы диаграммы направленности. Например, при $h=0,7l_3$ она имеет двугорбый вид с нулевым значением амплитуды на оси (кривая 3). При $h=2l_3$ (кривая 2) в диаграмме направленности наблюдается незначительный провал в осевом направлении, так как практически генерация ВРЧ происходит в области до границы. При $h=0,2l_3$ диаграмма имеет характерный однолепестковый вид (кривая 4); она образована преимущественно сигналом, генерируемым после отражения.

Для прошедшей через границу раздела волны все выражения будут аналогичны с точностью до замены коэффициента отражения V на коэффициент W . Поведение ВРЧ для прошедшей волны такое же, как и для отраженной волны с положительным коэффициентом отражения. Следует обратить внимание, что при отражении от жесткой границы с конечным значением коэффициента отражения $0 < V < 1$ для отраженной (соответственно и прошедшей) волны наблюдаются искажения диаграммы направленности ПА в ближней и дальней зонах.

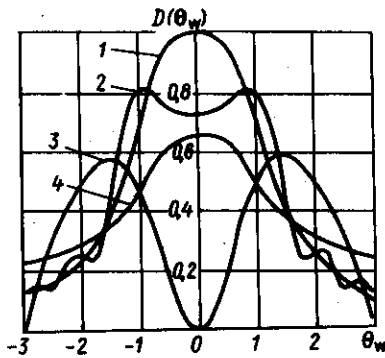


Рис. 4.6. Диаграмма направленности в дальней зоне при отражении от свободной границы

$$1-4 - h/z_3 = 0; 2; 0,7; 0,2$$

остаются аксиально симметричными, и учет отражающей границы производится точно так же, как и для модели Вестервельта; более того, характер решения оказывается такой же, изменяется лишь подкоренное выражение. Как уже указывалось в гл. 2, дифракция волн накачки существенно влияет на характеристики ВРЧ. Область взаимодействия расширяется с расстоянием, и влияние различных зон области взаимодействия на формирование характеристик ПА различно. Общее решение, описывающее амплитуду отраженной волны, имеет вид

$$P_H = \frac{i}{L_D} V \left(\int_0^h \Phi_1(r, z, z') dz' + \int_h^z \Phi_1(r, z, z') dz' \right), \quad (4.20)$$

где

$$\Phi_1(r, z, z') = \left\{ \exp \left[-\frac{z}{l_3} - \frac{2r^2(1 - i\Omega z'/2\omega l_D)}{a^2(1 - i(z - z')/L_D + zz'/l_D^2)} \right] \right\} \times \\ \times (1 - i(z - z')/L_D + zz'/l_D^2)^{-1}.$$

В общем случае анализ полученного выражения можно проводить только с помощью численных методов расчета.

При описании поведения сигнала на оси ПА подынтегральная функция упрощается, и решение (4.20) имеет вид

$$P_H = \frac{V}{(i + Bz_3)} \exp \left(\frac{d - iz_3}{i + Bz_3} \right) \left\{ (1 - V) Ei \left[\frac{Bh_3 z_3 + i(h_3 - z_3) + d}{i + Bz_3} \right] + \right.$$

Однако эти искажения носят иной характер. Диаграмма не имеет провала, а образует более острый пик. В дальней зоне в диаграмме направленности появляются небольшие осцилляции амплитуды.

Если коэффициенты отражения и прохождения зависят от частоты сигнала, то перед первым интегралом будет $V(\Omega)$ — коэффициент отражения ВРЧ, а перед вторым — произведение $V(\omega_1)V(\omega_2)$ коэффициентов отражения волн накачки.

Нет принципиальных трудностей для учета дифракционных эффектов волн накачки. При нормальном падении звуковых пучков на границу раздела отраженные пучки

$$+ Ei \left(\frac{d - iz_3}{i + Bz_3} \right) - VEi \left(\frac{Bz_3^2 + d}{i + Bz_3} \right) \left. \right\}. \quad (4.21)$$

Выражение (4.21) позволяет вычислить поведение осевого распределения уровня звукового давления отраженного сигнала. При отражении от акустически жесткой границы ($V = 1$) решение принимает вид такой же, как для ПА в безграничной среде.

В ближней зоне, где еще не проявляется влияние диссипативных эффектов, удается записать общее решение для амплитуды ВРЧ

$$P_H(r, z) = \frac{V}{1 - inz_1} \exp \left(-\frac{2nr^2/a^2}{1 - inz_1} \right) \left\{ (1 - V) Ei \times \right. \\ \times \left[\frac{2ir^2 a^{-2} (1 - nz_1)^{-1}}{1 + i(h_1 - z_1) + nh_1 z_1} \right] + Ei \left[\frac{2ir^2/a^2}{(1 - iz_1)(i + nz_1)} \right] - \\ \left. - VEi \left[\frac{2ir^2/a^2}{(1 + nz_1^2)(1 + nz_1)} \right] \right\}. \quad (4.22)$$

На оси выражение (4.22) упрощается и принимает вид

$$P_H = \frac{V}{1 - inz_1} \left\{ \frac{(1 - V)}{2} \ln [(1 + nz_1 h_1)^2 + (z_1 - h_1)^2] - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \ln (1 + z_1^2) + V \ln (1 + nz_1^2) + i \operatorname{arctg} z_1 - i(1 - V) \times \right. \\ \left. \times \operatorname{arctg} \frac{z_1 - h_1}{1 + nz_1 h_1} \right\}. \quad (4.23)$$

При отражении от свободной границы, т. е. при $V = -1$, выражение для расчета звукового давления вдоль оси выглядит следующим образом:

$$P_H = \frac{V}{1 - inz_1} \left[\ln \frac{(1 + nz_1 h_1)^2 + (z_1 - h_1)^2}{\sqrt{1 + z_1^2} (1 + nz_1^2)} - i \times \right. \\ \left. \times \left(2 \operatorname{arctg} \frac{z_1 - h_1}{1 + z_1 h_1 n} - \operatorname{arctg} z_1 \right) \right]. \quad (4.24)$$

На рис. 4.7 показано поведение амплитуд звукового давления ВРЧ при отражении от акустически мягкой (сплошные кривые) и акустически жесткой (штриховые кривые) границ раздела двух сред.

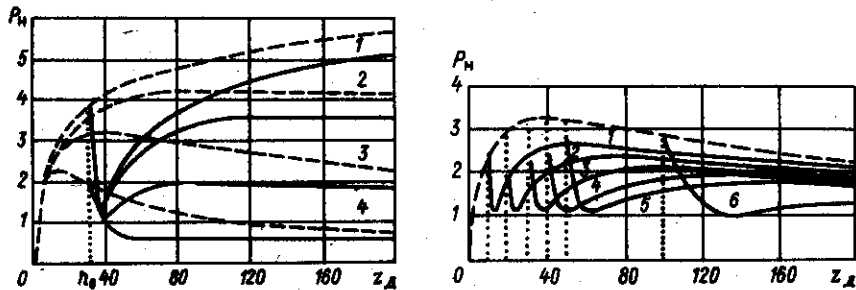


Рис. 4.7. Поведение амплитуды сигнала разностной частоты на оси отраженного пучка при наличии дифракции волн накачки
1—4 — $\Omega/\omega \rightarrow 0$; 2 · 10^{-2} ; 5 · 10^{-2} ; 10^{-1}

Рис. 4.8. Осевое распределение амплитуды звукового давления отраженного сигнала разностной частоты при различных расстояниях до границы раздела

Границы расположены на расстоянии $h_0 = 30$ (положение границ отмечено пунктиром). Характеристики осевого распределения рассчитаны для различной дифракционной расходимости пучков накачки ($n = 0$, $n = 10^{-4}$, $n = 10^{-2}$ — кривые 1, 2, 3 и 4 соответственно). Поведение амплитуды звукового давления сигнала при отражении от абсолютно жесткой границы не отличается от поведения осевого распределения сигнала ПА в безграничной среде. При отражении от свободной границы сразу после отражения наступает резкое падение амплитуды звукового давления, затем после достижения минимального значения амплитуда медленно начинает расти, причем тем медленнее, чем больше величина h . При учете дифракции волн накачки амплитуда отраженного сигнала на оси не растет монотонно, как при $h = 0$, а достигнув максимального значения, начинает убывать.

Пространственные характеристики отраженного от свободной границы сигнала (осевое и поперечное распределения амплитуд звукового давления) зависят от положения границы раздела. На рис. 4.8 представлены осевые распределения амплитуд звукового давления отраженного сигнала ВРЧ при изменении расстояния от границ раздела. Характеристики рассчитаны по выражениям (4.23), (4.24) для $h_0 = 10, 20, 30, 40, 50$ и 100 — кривые 1, 2, 3, 4, 5, и 6 соответственно. На поведение сигнала, отраженного от жесткой границы (штриховая кривая), расположение отражателя не влияет. При отражении от свободной границы (сплошные кривые) спадание амплитуды давления после отражения становится более плавным с увеличением расстояния от границы и так же происходит ее дальнейший рост. Это говорит о том, что с увеличением расстояния между излучателем и границей в отраженном сигнале уменьшается относительный энергетический вклад со стороны сигнала, генерируемого после отражения волн накачки.

Большое практическое значение имеет поведение характеристик

в дальней зоне. Рассмотрим характеристики отраженного сигнала в области $z \gg l_3$. Учет затухания в данном случае необходим. Полагая в выражении (4.20) $z \gg l_3$, упрощая подынтегральную функцию, получаем решение для дальней зоны

$$P_M = (I_3/z) V \exp(-i\theta W^2 z_3) \left\{ \int_0^{h_3} \Phi_3(\theta, z') dz' + V \int_{h_3}^{\infty} \Phi_3(\theta, z') dz' \right\}, \quad (4.25)$$

$$\text{где } \Phi_3(\theta, z') = \frac{\exp[-z' - \theta W^2(d + iz')(1 + iBz')^{-1}]}{(1 + iBz')}$$

В общем случае это выражение следует анализировать с помощью численных методов расчета. Однако поскольку основное влияние на характер поведения амплитуды сигнала ВРЧ в дальней зоне оказывает параметр B , решение можно упростить, рассматривая поведение характеристик для предельных значений этого параметра, т. е. для $B \ll 1$ и $B \gg 1$.

Для малых значений параметра B и $B < h/l_3$, когда дифракционные эффекты для волн накачки сказываются слабо, решение (4.25) примет вид, совпадающий с найденным ранее (4.18) для недифрагирующих пучков накачки.

Для больших значений параметров B и $B > 4l_3$ решение запишется в виде

$$P_M = (V/z_3 B) \exp(-\theta W^2/B) |Ei(i/B) + (V-1)Ei(h_3 + i/B)|. \quad (4.26)$$

Полученные выражения показывают, что влияние на характеристики отраженного сигнала в дальней зоне окажет только акустически мягкая отражающая граница. Амплитудное значение сигнала ВРЧ зависит от h , V и параметра B . Диаграмма направленности равна произведению диаграмм направленности волн накачки.

На рис. 4.9 построены угловые зависимости амплитуды звукового давления сигнала ВРЧ в дальней зоне при отражении от свободной границы, рассчитанные по формуле (4.25) для различных значений параметра B ($B = 10^{-2}, 10^{-1}$; 1 и 10 — кривые 1, 2, 3 и 4 соответственно). Безразмерное расстояние между излучателем и границей раздела составляет $h/l_3 = 0,7$. При малых B форма диаграммы направленности соответствует представленной на рис. 4.6. В случае сильного влияния дифракции ($B \gg 1$) диаграмма не имеет провала на оси и расширяется с увеличением B .

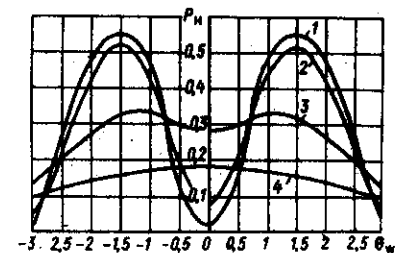


Рис. 4.9. Угловые зависимости уровня звукового давления сигнала разностной частоты в дальней зоне при отражении от свободной границы

Проведенный анализ процесса отражения сигнала ПА при нормальном падении пучка на плоскую границу раздела показал, что существует ряд особенностей формирования характеристик при расположении отражающей поверхности в зоне взаимодействия волн накачки. При отражении от акустически абсолютно жесткой границы характеристики отраженного сигнала формируются так же, как и в безграничной среде. В этом случае процесс отражения может быть представлен с помощью мнимого источника, как это делается в линейной акустике. При отражении от акустически абсолютно мягкой поверхности такое представление неправомерно. Ввиду того, что фаза звукового давления отраженного сигнала изменяется на π , генерация ВРЧ после отражения происходит в противофазе с сигналом, образовавшимся до границы. Результирующий сигнал складывается из образовавшегося в объеме, ограниченном отражающей поверхностью, и генерируемого в процессе распространения отраженных волн накачки. Поведение отраженного от свободной границы сигнала зависит от характеристик параметрического излучателя, среды, расстояния до отражающей границы. Численный расчет пространственных и энергетических характеристик может быть проведен в общем случае по формуле (4.20). Учет процессов дифракции и диссипации позволяет проследить за формированием сигнала на любых расстояниях от отражающей границы.

Примеры численных расчетов на ЭВМ пространственных характеристик параметрических антенн при наличии свободной границы на пути распространения взаимодействующих волн представлены на рис. 4.10 и 4.11. Расчеты произведены для ПА, используемых нами при проведении экспериментов.

На рис. 4.10 представлены амплитуды (см. рис. 4.10, а) и фазы (см. рис. 4.10, б) сигнала поперек пучка, отраженного от абсолютно мягкой границы. При расчетах использовались следующие исходные данные: средняя частота накачки $f = 2000$ кГц, разностная частота $F = 100$ кГц, диаметр круглого излучателя $2a = 15$ мм, расстояние до границы раздела $h = 0,3$. Вычислялась нормированная амплитуда звукового давления ВРЧ. Кривые поперечного распределения амплитуды и фазы сигнала представлены для расстояний 0,02; 0,04; 0,06; 0,12; 0,2; 0,4; 1,2 и 3 м (кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 — соответственно). Построенные зависимости показывают резкий провал в осевом направлении на малых расстояниях от границы (кривые 1, 2), появление максимума (кривая 3), его рост (кривые 4, 5, 6) и затем спад (кривые 7, 8). Поперечные фазовые распределения (см. рис. 4.10, б) демонстрируют резкий скачок фазы сигнала в месте появления провала в амплитудном распределении, а затем постепенное образование сферического фронта волны.

На рис. 4.11 представлены графики поперечных распределений амплитуды звукового давления отраженного сигнала, рассчитанные для ПА гидролокатора ПГЛ-5. Расчеты производились для частот накачки $f = 200$ кГц, излучаемых преобразователем диаметром $2a = 200$ мм. Разностная частота $F = 20$ кГц. Преобразователь накачки

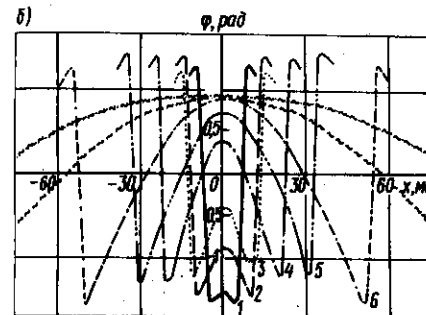
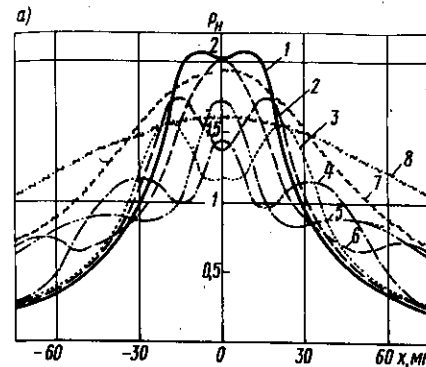
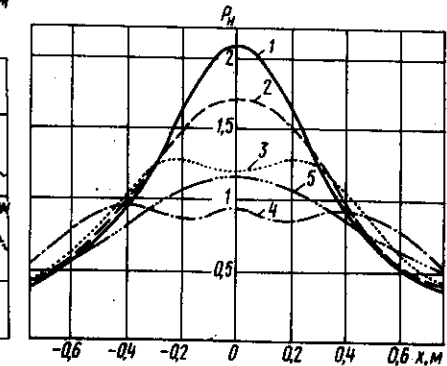


Рис. 4.10. Пространственное распределение амплитуды (а) и фазы (б) сигнала, отраженного от свободной границы

Рис. 4.11. Пространственное распределение амплитуды звукового давления сигнала, отраженного от поверхности воды



помещался на расстоянии $z = 10$ м от свободной границы (спокойная поверхность моря). Поперечные распределения рассчитывались на расстояниях 0,5; 1; 2; 4 и 20 м (кривые 1, 2, 3, 4 и 5 соответственно) от отражающей границы. Представленные кривые наглядно характеризуют влияние, оказываемое мягкой границей на пространственное распределение отраженного акустического поля ВРЧ, и совпадают с полученными экспериментальными результатами.

§ 4.3. Отражение луча при наклонном падении

Важным с практической точки зрения является случай отражения сигнала от границы раздела при наклонном падении луча ПА. Рассмотрим общий случай падения пучка на границу раздела двух сред под произвольным углом. Схематично этот случай показан на рис. 4.12. На плоскую границу раздела падает звуковой пучок под углом α и зеркально отражается от нее. Ось ПА совпадает с направлением распространения отраженного сигнала. Начало координат расположено в точке излучения на расстоянии h от отражающей поверхности. Координата z лежит в плоскости отражения. Наличие наклонно

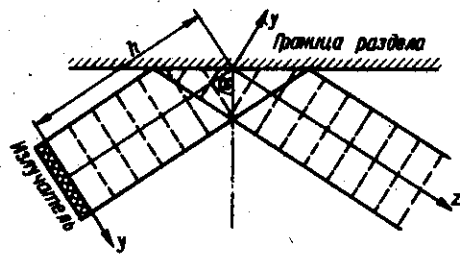


Рис. 4.12. Отражение звукового пучка при наклонном падении на границу раздела двух сред

расположенной границы на пути падающего пучка приводит к искажению поперечного распределения амплитуды звукового давления из-за неодинакового расстояния, проходимого лучами до отражения. Отраженный и преломленный пучки обладают осевой симметрией.

В общем случае при наклонном падении пучка на границу решение задачи сводится к анализу уравнения для расчета ВРЧ с правой частью, записанной в виде

$$Q = (ie\Omega/2c_0^3\rho_0)(P_{1п}P_{2п}^* + P_{1п}P_{2от}^* + P_{1от}P_{2п}^* + P_{1от}P_{2от}^*), \quad (4.27)$$

где $P_{1п}$, $P_{2п}$ — амплитуды волн, падающих на границу; $P_{1от}$, $P_{2от}$ — амплитуды отраженных волн.

Первый член выражения (4.27) описывает генерацию ВРЧ падающими, а последний — отраженными волнами накачки. Второй и третий члены описывают взаимодействие отраженных и падающих волн.

При решении задачи зеркального отражения волн от гладкой поверхности очевидно следует рассмотреть три случая в зависимости от угла падения волн: нормального падения, описанный в предыдущем разделе; наклонного падения; распространения сигнала практически параллельно границе раздела. Для первых двух случаев влиянием средних членов в выражении (4.27) можно пренебречь, так как для взаимодействующих пучков не выполняется условие их коллинеарности. Все слагаемые в (4.27) следует учитывать лишь для углов падения, близких к 90° , когда ось пучка практически параллельна отражающей поверхности.

При наклонном падении пучка на границу раздела, так же как и при нормальном, амплитуда отраженного сигнала ВРЧ складывается из двух слагаемых, первое из которых определяет волну, отраженную от границы, второе — генерируемую в среде после отражения.

Общее решение, описывающее поведение отраженного сигнала разностной частоты, имеет вид

$$P = (e\Omega V/4\pi c_0^3\rho_0)p_{01}p_{02} \int_0^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} dx' \left(\int_{(h-z') \operatorname{ctg} \alpha}^{\infty} Q_1 dy' + \int_{-\infty}^{(h-z') \operatorname{ctg} \alpha} Q_2 dy' \right), \quad (4.28)$$

где

$$Q_1 = \frac{p_1(z', x', y') p_2^*(z', x', y')}{z - z'} G(x, x', y, y');$$

$$\theta = \exp \left\{ - \frac{iK}{2(z - z')} [(x - x')^2 + (y - y')^2] \right\}.$$

Для гауссова поперечного распределения величины p_1 и p_2 берутся в виде

$$p_{1,2}(x', y', z') = p_{01,02} \exp \left(- \frac{z'}{l_{z1,2}} - \frac{(x'^2 + y'^2)/a^2}{1 - iz'/l_{d1,2}} \right) \times \times (1 - iz'/l_{d1,2})^{-1}. \quad (4.29)$$

Выражение (4.28) удается проинтегрировать по x' . Решение сводится к двукратному интегралу

$$P_{н} = \frac{Va}{\sqrt{2\pi}L_{д}} \int_0^z \frac{\exp \{ -(z'/l_z) - 2x'^2 a^{-2} [1 + iz' L_{д}/l_{d1} l_{d2}] \} [1 + i \times \times (z' - z)/L_{д} + zz'/l_{d1} l_{d2}]^{-1}}{(z - z') [(1 - iz'/l_{d1})^{-1} + (1 + iz'/l_{d2})^{-1} + + 2iL_{д}/(z - z')]^{0,5}} \times \times \left\{ V \int_{-\infty}^{(h-z') \operatorname{ctg} \alpha} p_1(0, y', z') p_2^*(0, y', z') G(0, 0, yy') dy' + + \int_{(h-z') \operatorname{ctg} \alpha}^{\infty} p_1(0, y', z') p_2^*(0, y', z') G(0, 0, yy') dy' \right\}. \quad (4.30)$$

Анализ полученного выражения нужно проводить численными методами. Расчет показывает, что характер поведения амплитуды звукового давления отраженного сигнала такой же, как при нормальном падении пучка на границу раздела. Абсолютно жесткая поверхность не оказывает влияния на характеристики отраженного сигнала. При отражении от свободной границы характер акустического поля зависит от вкладов со стороны сигналов ВРЧ, отраженных от границ и генерируемых после отражения волн накачки. За счет наклонного падения наблюдается некоторая асимметрия в распределении амплитуды звукового давления ВРЧ поперек отраженного пучка в плоскости yz . Это искажение в поперечном распределении вызвано тем, что различные лучи пучка проходят разные расстояния до и после отражения. И соответственно величина вкладов в амплитуду звукового давления ВРЧ со стороны отраженных волн, генерируемых после границы, будет различной в зависимости от координаты.

На рис. 4.13 в качестве примера приведены рассчитанные на ЭВМ графики пространственного распределения амплитуды звукового давления отраженного сигнала при падении звукового луча ПА на свободную границу под углом $\alpha = 45^\circ$. Преобразователь накачки диаметром $2a = 15$ мм, излучающий сигналы с частотами в районе $f_0 = 2060$ кГц, располагается на расстоянии $h = 0,3$ м от границы раздела. Разностная частота составляла $F = 100$ кГц. Поперечные распределения приведены для расстояний 0,04; 0,08; 0,14; 0,2 и 0,3 м (графики а, б, в, г, д соответственно). Результаты расчетов демонстрируют основные характерные моменты формирования отраженного сигнала. Сразу после отражения в диаграмме поперечного распределения формируется провал

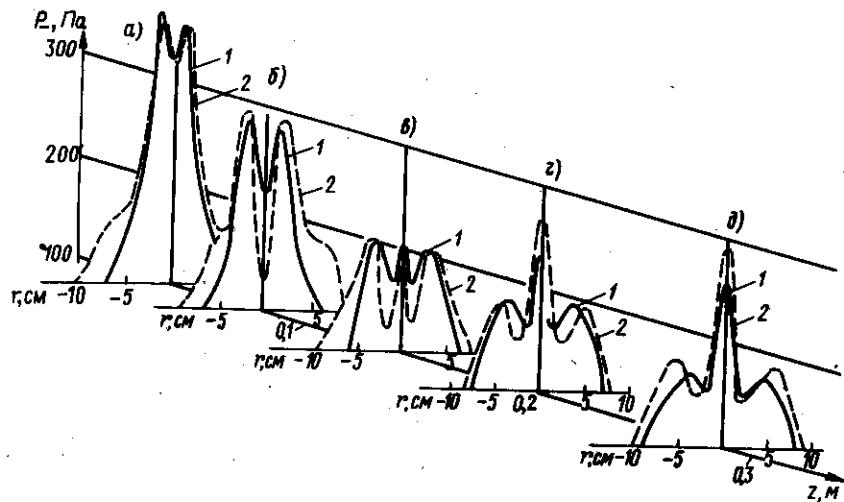


Рис. 4.13. Поперечное распределение звукового давления отраженного сигнала от границы „вода-воздух“

1 — экспериментальные кривые; 2 — теоретические

в осевом направлении, который увеличивается при удалении от поверхности. Это происходит в результате противофазного сложения сигналов ВРЧ, отраженных от границы раздела, и сигналов, образовавшихся после отражения волн накачки. По мере удаления от свободной границы раздела в осевом направлении появляется максимум, и происходит увеличение амплитуды. Уровень бокового поля постепенно уменьшается. Узкий центральный лепесток в диаграмме направленности образован ВРЧ, генерируемой после отражения волн накачки, а боковое поле — генерируемой до границы ВРЧ. Представленные теоретические (пунктирная линия) кривые совпадают с экспериментальными данными.

Наблюдается асимметрия в распределении за счет наклонного падения. Причем она отчетливо видна только на малых расстояниях от границы (кривые 1, 2). При удалении величина искажений уменьшается и становится практически незаметной.

Степень асимметрии поперечного распределения амплитуды в отраженном пучке определяется, в первую очередь, углом падения на границу раздела. При увеличении угла падения величина асимметрии увеличивается. Практически искажения картины поперечного распределения звукового давления зеркально отраженного пучка очень малы и заметны лишь при достаточно больших углах падения. В дальней зоне ($z \rightarrow \infty$) наклонное падение влияет на форму диаграммы направленности отраженного сигнала в значительно меньшей мере, чем в ближней. Заметные искажения могут наблюдаться лишь в том случае, когда $l/\cos \alpha \sim l_0$, где l — характерный размер области „засветки“

акустической волной накачки отражающей поверхности, т. е. этот эффект возникает лишь при углах падения, близких к 90° .

Одним из основных преимуществ параметрических гидроакустических приборов является возможность работы в режиме гидролокации в приповерхностных и придонных областях при траверсном обзоре, т. е. когда ось пучка ПА параллельна поверхности.

Пусть излучатель накачки, находящийся на расстоянии h от границы раздела, генерирует два звуковых пучка с частотами ω_1 и ω_2 , оси которых параллельны отражающей границе (рис. 4.14). Координата совпадает с направлением оси взаимодействующих волн. В выражении для Q (4.27) следует учитывать все четыре члена, так как каждый из них может давать вклад в амплитуду сигнала ВРЧ в силу того, что оси падающих и отраженных звуковых пучков почти коллинеарны.

Пусть распределение амплитуды волны накачки описывается гауссовой функцией

$$p_{1,2}(x, y, z=0) = p_{01}p_{02} \exp \left\{ -[(x+h)^2 + y^2]/a^2 \right\}. \quad (4.31)$$

Записанное распределение можно использовать при $h \gg a$. В этом случае поперечное распределение волн накачки в процессе их распространения остается гауссовым. В общем виде с учетом граничных условий решение уравнения для звукового давления ВРЧ получено в виде

$$P = \frac{(1+i)^2 K}{4\pi} \int_0^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_{-\infty}^{\infty} dx' Q(x', y', z') [G(xx', yy') + VG(-xx', yy')]. \quad (4.32)$$

Рассмотрим два возможных режима работы ПА вблизи отражающей границы, когда $l_3 < L$, $l_3 > L$; где L — характерное расстояние, с которого необходимо учитывать влияние границы раздела, т. е. интерференцию волн действительного и мнимого источников (см. рис. 4.14) для волн накачки.

В первом случае волны накачки затухают раньше, чем испытывают отражение от границ раздела. Поэтому наличие отражающей границы приводит к интерференции волн только разностной частоты. В этом случае решение запишется в виде

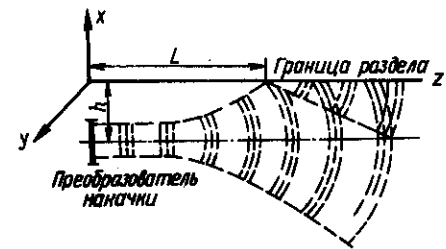


Рис. 4.14. Распространение звукового пучка параметрической антенны параллельно границе раздела

$$P_n = V \int_0^h \Phi_3(x' - h, y', z') dz' + V^2 \int_h^z \Phi_3(x' + h, y', z') dz', \quad (4.33)$$

где

$$\Phi_3(x' \pm h, y', z') = \frac{\exp \{ -z' - [y'^2 + (x' \pm h)^2] W(1 + iBz') \times \\ \times [d + i(z' - z_3) + z_3 z' B]^{-2} \}}{d + i(z' - z_3) + z_3 z' B}$$

Амплитуда звукового давления ВРЧ в любой точке полупространства находится как суперпозиция сигналов действительного и мнимого параметрических источников и зависит от величины h , расстояния до точки наблюдения, а также разностной частоты.

Проанализируем поведение сигнала ВРЧ в дальней зоне. Для этого случая решение (4.33) преобразовано к виду

$$P_n = \frac{V}{z_3} \exp(i\theta_W^2 z_3) \int_0^\infty \frac{\exp[-z' \theta_W^2 (d + iz')(1 + iBz')^{-1}]}{1 + iBz'} \times \\ \times (e^{2i\theta_W x h} + V e^{-2i\theta_W x h}). \quad (4.34)$$

Для случая распространения сигнала параллельно абсолютно жесткой ($V = 1$) или свободной ($V = -1$) границам амплитуду звукового давления в дальней зоне можно представить следующим образом:

$$P_n = \frac{1}{z_3} \int_0^\infty \frac{\exp[-z' - i\theta_W^2 z'(1 + iBz')^{-1}]}{1 + iBz'} dz' \left. \begin{array}{l} 2 \cos Kh\theta_x, V = 1; \\ 2 \cos Kh\theta_x, V = -1. \end{array} \right\} \quad (4.35)$$

Первый множитель в выражении (4.35) описывает диаграмму направленности ПА в неограниченной среде, второй — влияние абсолютно жесткой или свободной отражающих границ. За счет отражения ВРЧ от границ и их интерференции появляется дипольный характер диаграммы направленности.

Характерные виды диаграмм направленности ПА, работающей вблизи абсолютно жесткой и свободной границ раздела, представлены на рис. 4.15. Наличие границы вблизи распространяющегося пучка приводит к появлению дополнительных лепестков в диаграмме направленности. При распространении звукового пучка параллельно жесткой отражающей границе уровень звукового давления на ее поверхности максимальный. С ростом h период осцилляций в кривой,

описывающей поведение диаграммы направленности, уменьшается (сравните кривые 1 и 2). В случае наличия мягкой границы звуковое давление на ее поверхности равно 0. При малых h происходит ослабление амплитуды сигнала P_n (в данном случае в три раза). При увеличении h амплитуда P_n повышается, и в диаграмме направленности появляются значительные дополнительные лепестки (кривая 2).

Таким образом, при работе ПА вблизи поверхности или дна выбор глубины погружения излучателя окажет существенное влияние на ее характеристики. При работе вблизи жесткой границы для получения достаточно узкой и плавной диаграммы направленности h следует брать достаточно малой, чтобы период пространственных осцилляций за счет интерференции пучков был значительно больше ширины диаграммы направленности. При работе вблизи поверхности (свободной границы $V = -1$) ситуация несколько осложняется. При малых h происходит резкое ослабление амплитуды сигнала P , а при больших h амплитуда P повышается, однако диаграмма направленности ПА в этом случае приобретает ярко выраженный осциллирующий характер (см. рис. 4.15). При узких диаграммах направленности незначительное отклонение оси пучка от горизонтали должно привести к заметному искажению ее формы. При малых углах наклона θ_0 оси пучка к z расчет характеристик ПА можно проводить на основе полученных выше решений, заменив x на $x \pm \theta_0 z$ (различные знаки соответствуют повороту излучателя к поверхности или от нее). Проанализируем поведение ВРЧ в дальней зоне. Решение в этой области примет вид

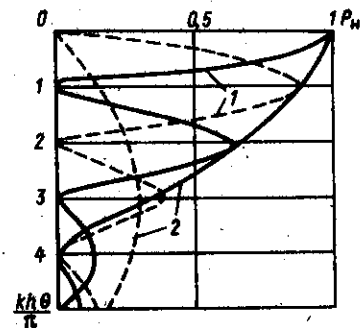


Рис. 4.15. Диаграмма направленности параметрической антенны, расположенной вблизи жесткой (сплошные кривые) и свободной (штриховые кривые) границ при расстоянии от излучателя h (кривые 1) и $4h$ (кривые 2)

$$P_n = G(\theta_0, h) + VG(-\theta_0, h);$$

$$G = (1/z_3) \exp[-i(\theta_x \pm \theta_0)^2 z_3 + 2i(\theta_x \pm \theta_0)hK] \times \\ \times \int_0^\infty (1 + iBz')^{-1} \exp \{ -z' - i[(\theta_x - \theta_0)^2 + \theta_0^2] z'(1 + iBz')^{-1} \} dz'. \quad (4.36)$$

Для наглядности рассмотрим влияние интерференционных эффектов на примере слабозатухающих волн, когда $B \gg 1$. Для мягкой и жесткой границ диаграмм направленности описывается выражением

$$D(\theta) = \{ 2 \operatorname{ch} 2\theta_x \theta_0 K a \pm 2 \cos^2 [2\theta_x K (\theta_0 z + h)] \}^{0,5} \times \\ \times \exp [-(\theta^2 + \theta_0^2) K a^2 / 2]. \quad (4.37)$$

Знак „+” соответствует жесткой границе, а „-” — свободной. Наклон излучателя приводит к двум основным эффектам. Во-первых, изменяется аргумент тригонометрической функции, ответственной за осцилляции; вместо $hK\theta_x$ имеем $K\theta_x(h + \theta_0 z)$. Период осцилляций уже изменяется с расстоянием и при $\theta_0 z \gg h$ определяется углом θ_0 . Во-вторых, для достаточно узких пучков амплитуда осцилляций резко ослабляется с увеличением θ_0 . Отметим, что характер изменения диаграммы направленности при повороте излучателя будет аналогичен и для произвольных значений параметра B . Таким образом, „варьируя” угол наклона излучателя, можно управлять диаграммой направленности, изменяя период осцилляций и их амплитуду.

Напомним, что полученные решения справедливы лишь для достаточно короткопучковых пучков накачки, когда их отражение от границы можно не учитывать. С математической точки зрения это означает, что при решении уравнения (4.27) в выражении для Q учитывается только первое слагаемое. Перейдем теперь к анализу общего случая, когда и волны накачки испытывают отражение. Правая часть уравнения (4.27) приобретает значительно более громоздкий вид. В общем случае решение удастся представить в виде двукратного интеграла:

$$P_n = \frac{a}{2L_n \sqrt{\pi}} \times \\ \times \int_0^z \frac{\exp \{ -z'/l_3 - 2y^2(1 - iz'L_n/l_n^2)a^{-2} [1 + i(z' - z)/L_n + zz'/l_n^2]^{-1} \}}{(z - z')[(1 - iz'/l_{n1})^{-1} + (1 + iz'/l_{n2})^{-1} + iL_n(z - z')^{-1}/2]^{0,5}} dz' \times \\ \times \int_{-\infty}^0 Q(y' = 0, x', z') [G(x, x', 0, 0) + VG(-x, x', 0, 0)] dx'. \quad (4.38)$$

По оси y знак изменения амплитуды не содержит осцилляций, а характерный закон изменения ширины пучка такой же, как и в неограниченной среде. Подынтегральное выражение при изменении x испытывает осцилляции, амплитуда и период которых зависят от расстояния и глубины погружения. Более детально проследим за поведением сигнала ВРЧ для жесткой отражающей границы ($V = 1$). Решение выражения (4.27) в этом случае можно записать в виде однократного интеграла. Переходя к безразмерным координатам, имеем

$$P_n = \int_0^z \frac{\exp [-z' - (r^2 + h^2)w(1 + iBz')(d + i(z' - z_3) + z'z_3B)^{-1}] \times \\ \times \{ 2 \operatorname{ch} A + 2 \operatorname{ch} A_1 \exp [ih_w^2(z' - z_3)/d(d + i(z' - z_3) + z'z_3B)] \} dz'}{d + i(z' - z_3) + z_3z'B} \times \\ A = 2x_w h_w(1 + iBz')(d + i(z' - z_3) + Bz'z_3)^{-1}, \\ A_1 = 2ix_w h_w \sqrt{B/d + i(z' - z_3) + Bz'z_3} \quad (4.39)$$

На рис. 4.16 представлено графическое изображение решения (4.39). Видно, что и в ближней зоне интерференционный эффект существенно влияет на характеристики ВРЧ, приводя к появлению осцилляций. На рисунке показаны основные этапы формирования сигнала ВРЧ для жесткой и мягкой границ.

Для проверки рассмотренной теоретической модели проведена серия экспериментов в специализированном измерительном бассейне. Формирование электрических сигналов осуществлялось методом биений двух частот. В качестве преобразователя накачки использовался круглый пьезокерамический излучатель диаметром 20 мм с резонансной частотой $f = 2$ МГц. Экспериментально измеренная ширина диаграмм направленности составляла $2\theta_{0,7} = 3^\circ$. Преобразователь накачки ПА установлен параллельно поверхности воды на различном заглублении.

На рис. 4.17 приведены теоретические и экспериментальные поперечные распределения уровня звукового давления ПА при заглублении преобразователя накачки на 5 см от поверхности. На близком расстоянии ($z = 0,3$ м) от преобразователя измерения проводились, по сути дела, в пучке. Видны относительно небольшие осцилляции в диаграмме направленности со стороны поверхности. С увеличением

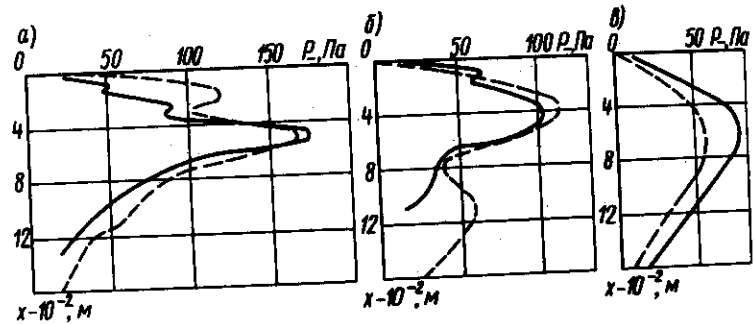


Рис. 4.16. Распределение амплитуд звукового давления поперек пучка, распространяющегося параллельно поверхности воды, на расстояниях $z = 0,3$ м (а); $z = 0,6$ м (б); $z = 1,2$ м (в) при глубине погружения излучателя $h = 0,05$ м

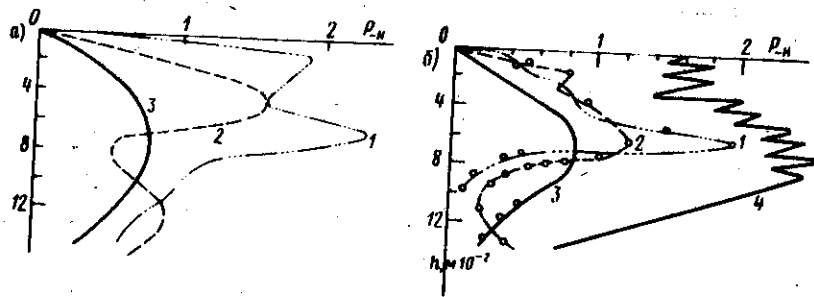


Рис. 4.17. Теоретические (а) и экспериментальные (б) кривые поперечного распределения амплитуды на разных расстояниях от излучателя $z = 0,3$ (1); $0,6$ (2); $1,2$ (3) м при $h = 0,05$ м
Кривая 4 — для волны накачки

расстояния $z = 0,6$ и $1,2$ м влияние поверхности на распределение более заметно. Экспериментальные и теоретические результаты совпадают.

Для сравнения на этом же рисунке (см. рис. 4.17, б) представлена кривая 4 поперечного распределения сигнала, излучаемого традиционной акустической антенной, расположенной на расстоянии 5 см от поверхности „вода-воздух”. Излучаемая частота — 2 МГц. Диаграмма направленности, так же как в случае параметрических антенн, составляла $2\theta_{0,7} = 3^\circ$. Наличие дополнительных лепестков в диаграмме приводит к интерференции сигналов (прямого и отраженных от поверхности) и возникновению большой неравномерности в кривой поперечного распределения уровня звукового давления.

Рассмотрим теперь характеристики ВРЧ в дальней зоне. Экспериментальная проверка результатов в этой области затруднена из-за конечных размеров бассейна, и мы ограничимся теоретическими выводами.

В дальней зоне решение (4.39) запишется в более компактном виде

$$P_n = \int_0^\infty \frac{\exp[-z' - i\theta_{0,7}^2 z' / (1 + iBz')]}{1 + iBz'} \times \left. \begin{aligned} & \times \left\{ 2 \cos Kh\theta_x + 2 \exp[-2h^2/a^2 (1 + iBz')] \operatorname{ch} A_3 \right\} dz' ; \\ & A_3 = \theta_{0,7} h_3 z' \sqrt{B/d} (1 + iBz'). \end{aligned} \right\} \quad (4.40)$$

Проанализировать выражение (4.40) можно для предельных значений параметра B , положив $B \ll 1$ и $B \gg 1$. При $B \ll 1$ выражение (4.40), в котором сохраняется только первое слагаемое, практически совпадает с решением, полученным ранее без учета отражения волн накачки. На основании этого можно сделать вывод о том, что вклад в общую картину поперечного распределения уровня звукового давления ВРЧ со стороны отраженных волн накачки и за счет взаимодействия падающих и отраженных волн очень незначителен.

При $B \gg 1$ выражение (4.40) также удастся упростить, и оно примет вид

$$P_n = 2 \exp \left(-\frac{(\theta_{0,7} Ka)^2}{8} \right) \left| Ei \left(\frac{i}{B} \right) \cos Kh\theta_x + \cos Kh\theta_x \times \right. \\ \left. \times \int_0^\infty \frac{\exp[-2h^2 a^{-2} (1 + iBz')^{-1}]}{1 + iBz'} dz' \right| \quad (4.41)$$

где $K = \omega/c_0$ — волновое число накачки.

Полученное решение показывает, что в зависимости от соотношения параметров h/a и B в диаграмме направленности могут дополнительно появиться более быстрые осцилляции, которые определяются интерференцией волн накачки. Аналогичное поведение диаграммы направленности наблюдается и при распространении сигнала вблизи свободной отражающей поверхности.

§ 4.4. Отражение луча ПА от волнистой поверхности

Наличие плоской или взволнованной границы раздела в области взаимодействия меняет характеристики отраженного и прошедшего лучей в параметрической антенне. Задача отражения взаимодействующих волн накачки от реального морского волнения, несмотря на актуальность, мало исследована. Результаты решения указанной задачи нужны для практического использования ПА при локации приповерхностных объектов и определения параметров морской поверхности по характеристикам рассеянных ею сигналов.

Была поставлена серия экспериментов по исследованию резонансного механизма рассеяния луча ПА от волнистой поверхности в широкой полосе частот. Измерения проводились в заглушенном гидроакустическом бассейне. В качестве излучателя накачки использовался преобразователь диаметром 20 мм с резонансной частотой $f_0 = 2,5$ МГц. Разностная частота F менялась в пределах от 50 до 200 кГц при длительности импульсов $\tau_n = 50 - 200$ мкс. Отражающая поверхность представляла собой пластину из пенопласта с вырезанными на ней синусоидальными цилиндрическими поверхностями. Исследовались угловые и частотные зависимости отраженного сигнала ВРЧ при различных соотношениях длины волны неровности $\Lambda_{\text{пов}}$, ее высоты H и Λ длины ВРЧ. Волнистая поверхность находилась в области взаимодействия на расстоянии $1,5 \lambda_{\text{д}}$.

На рис. 4.18, а показана экспериментальная зависимость нормированного звукового давления сигнала ВРЧ, отраженного от волнистой поверхности при $\Lambda_{\text{пов}} = 12$ мм и $H = 4$ мм, в функции от угла β падения луча ПА (угла визирования). Кривая 1 снята для длины ВРЧ $\Lambda = 7,5$ мм,

ПА В МЕЛКОМ МОРЕ
И СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

§ 5.1. Метод мнимых источников

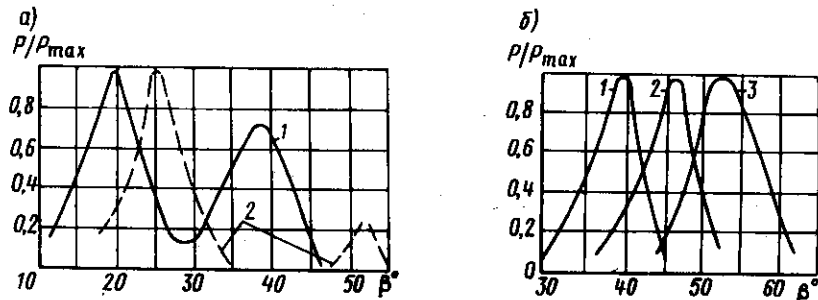


Рис. 4.18. Угловая зависимость отражения луча ПА от волнистой поверхности с различными соотношениями $\Lambda_{\text{пов}}$ и H : а — для $\Lambda_{\text{пов}} = 12$ мм и $H = 4$ мм; б — для $\Lambda_{\text{пов}} = 6$ мм и $H = 2$ мм

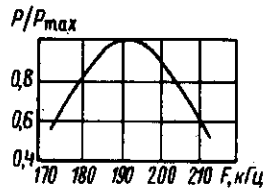


Рис. 4.19. Частотная зависимость отражения луча от волнистой поверхности, находящейся на расстоянии $1,5l_d$ при $\Lambda_{\text{пов}} = 6$ мм; $H = 2$ мм и $\beta = 42^\circ$

кривая 2 — для $\Lambda = 10$ мм. Подобные угловые зависимости P/P_{max} для трех длин волн разностной частоты $\Lambda = 7,5, 8,57$ и 10 мм (соответственно кривая 1, 2 и 3) при $\Lambda_{\text{пов}} = 6$ мм и $H = 2$ мм представлены на рис. 4.18, б. Результаты экспериментов совпадают с теоретическими представлениями о резонансном рассеянии волн от взволнованной поверхности [40], когда выдерживается соотношение для „резонансной“ длины волны неровностей поверхности $\Lambda_p = n\Lambda/2\sin\beta$, где n — порядок пространственного спектра. Наряду с резонансами первого порядка на рис. 4.18, а наблюдаются эффекты высшего порядка, когда $n = 2$ (см. вторые максимумы в кривых 1 и 2).

Частотная зависимость отражения от волнистой поверхности (рис. 4.19) также подтверждает резонансный механизм рассеяния.

Как следует из представленных экспериментов, угловые и частотные зависимости отраженного луча ПА позволяют численно оценивать спектр волнения. Малые габариты преобразователей накачки, отсутствие боковых лепестков в диаграмме направленности, простота перестройки частоты ПА дают им ряд преимуществ в исследовании спектра морского волнения.

Решение задач распространения НЧ-сигналов с частотами порядка единиц — десятков герц в океане, изучение вопросов локации и формирования полей акустических антенн (в том числе и ПА) в мелком море и др. требуют учета границ раздела сред у поверхности и дна. Как известно, при работе в мелком море акустический сигнал распадается на отдельные моды, скорость распространения которых различна. Это приводит к ухудшению характеристик гидролокатора — резко повышается уровень реверберации с изменением расстояния и уменьшается дальность действия гидролокатора. Форма акустического сигнала в мелком море сильно изменяется, что затрудняет использование гидролокатора для связи и т. д.

В рамках линейной теории для описания волн в мелком море используют два подхода [1, 53]: метод мнимых источников и метод нормальных мод. Покажем, как используют эти методы применительно к задачам излучения ПА.

Метод мнимых источников (метод изображений) применяют для описания акустического поля в однородном океане с плоскими параллельными границами. Этот метод наиболее удобен для отыскания характеристик поля вблизи излучателя, когда для расчетов достаточно учесть лишь несколько мнимых источников. Аналогичная ситуация возникает, когда одна из поверхностей сильно поглощает энергию и ее коэффициент заметно меньше единицы.

В методе мнимых источников влияние отражающих границ учитывается с помощью введения источников, так же, как это делалось при учете одной отражающей границы. Поскольку отражающих поверхностей две, строгое соблюдение граничного условия требует введения бесконечного числа источников.

Поле одиночного ненаправленного точечного излучателя описывают выражением

$$\psi = \sum_{l=0}^{\infty} (V_1 V_2)^l [e^{ikR_{l,1}R_{l,1}^{-1}} + V_1 e^{ikR_{l,2}R_{l,2}^{-1}} + V_2 e^{ikR_{l,3}R_{l,3}^{-1}} + V_1 V_2 e^{ikR_{l,4}R_{l,4}^{-1}}], \quad (5.1)$$

где Ψ — потенциал звукового поля; V_1 — коэффициент отражения от нижней границы; V_2 — коэффициент отражения от верхней границы. Величины R_l расстояний от мнимых источников до точки наблюдения находят из выражений

$$R_{l,1} = [z^2 + y^2 + (2lH + x - h)^2]^{0,5}; R_{l,2} = [z^2 + y^2 + (2lH - x + h)^2]^{0,5}$$

$$R_{l,3} = \left\{ z^2 + y^2 + [2(l+1)H - x - h]^2 \right\}^{0,5}; R_{l,4} = \left\{ z^2 + y^2 + [2(l+1)H - x + h]^2 \right\}^{0,5}. \quad (5.2)$$

Каждый мнимый источник соответствует определенному лучу, испытавшему отражение от границ определенное число раз. Формула (5.1) требует некоторого обобщения, так как при расчете направленных излучателей нельзя считать их точечными (они обладают конечной апертурой). Если характеристики такого излучателя в неограниченной среде описываются выражением (предполагается, что ось z направлена вдоль оси излучателя)

$$\psi = \int A(x', y', z=0) \exp(ikR) dS; R = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2]^{0,5}, \quad (5.3)$$

то для излучателей с конечной апертурой выражение (5.1) принимает вид

$$\psi = \sum_{l=0}^{\infty} (V_1 V_2)^l \left[\int A(2lH + x' - h, y') \exp(ikR_{l,1}) dS + V_1 \int A(2lH + x' + h) \exp(ikR_{l,2}) dS + V_2 \int A[2(l+1)H - x' - h, y'] \exp(ikR_{l,3}) dS + V_1 V_2 \int A[2(l+1)H - x' + h, y'] \times \right. \\ \left. \times \exp(ikR_{l,4}) dS. \right] \quad (5.4)$$

Метод мнимых источников удобен, когда приходится учитывать не очень большое их количество. Это зависит в первую очередь от расстояния до излучателя z , от глубины слоя H и ширины диаграммы направленности $2\theta_{0,7}$. Если коэффициенты отражения не очень близки по модулю к единице, то (5.1) и (5.4) быстро сходятся, и достаточно учитывать конечное число слагаемых. В ряде случаев, особенно при расчете НЧ-волн, при глубинах H , сравнимых с длиной волны, этот метод не очень удобен, так как нахождение поля на больших расстояниях требует выполнения большого объема вычислений. Возможен и другой подход, связанный с модовой структурой поля (см. § 5.2). Модернизируем метод мнимых источников для расчетов ПА. Расчет характеристик ПА, как и для предыдущих задач, будем проводить на основе уравнения ХЗК с учетом граничных условий. Используя для простых расчетов гауссово поперечное распределение амплитуды (предполагается h^2/a^2 и $H^2/a^2 \ll 1$, что позволяет не учитывать „бесконечность“ гауссова распределения и конечность размеров слоя), решение (5.4) запишем в виде

$$A_{1,2} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(V_1 V_2)^l}{(1 - iz/l_d)} \left[\exp \left[(2lH + x - h)/a^2 (1 - iz/l_d) + V_1 \exp \left[(2lH + x + h)^2 + y^2 \right] / a^2 (1 - iz/l_d) + V_2 \exp \left[2(l+1)H - x - h \right]^2 / a^2 (1 - iz/l_d) + V_1 V_2 \exp \left\{ [2(l+1)H + h - x]^2 : a^2 (1 - iz/l_d) \right\} \right] \right]. \quad (5.5)$$

Дальнейший расчет ВРЧ проводим на основе уравнения ХЗК с учетом тех же граничных условий, какие мы выбирали для волн накачки. В правой части (5.5) стоит выражение, представляющее собой произведение двух рядов $\sim A_1 A_2^*$. При расчете характеристик для конкретного случая ряд (5.5) несложно ограничить несколькими слагаемыми в зависимости от условий задачи.

Для выяснения особенностей влияния границ на генерацию ВРЧ рассмотрим наиболее простой случай генерации ВРЧ недифрагирующими пучками волн накачки (модель Вестервельта) с гауссовым поперечным распределением амплитуды на источнике и без учета затухания. Поскольку волны накачки не отражаются от границы, выражение, стоящее в правой части уравнения (5.5), аналогично выражению для неограниченной среды

$$A_1 A_2^* = p_{01} p_{02} \exp[-(x^2 + y^2) a^{-2}].$$

Учет граничных условий для ВРЧ осуществляется по той же схеме, что и для волн накачки. Только суммируются решения, полученные для недифрагирующих волн накачки в неограниченной среде:

$$P(x, y, z) = \frac{i \epsilon K p_{01} p_{02}}{2 \epsilon_0^2 \rho_0} \times \int_0^z \frac{\exp \left\{ -2(x^2 + y^2)/a^{-2} [1 - i(z-z')/L_d]^{-1} \right\}}{1 - i(z-z')/L_d} dz'. \quad (5.6)$$

Выполнение граничных условий осуществляется введением мнимых источников. Тот факт, что для ВРЧ эти источники являются объемными, не принципиален и не влияет на характер решения, которое в общем виде запишем в виде бесконечной суммы

$$P(x, y, z) = \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ P(x_{1n}, y, z) + V P(x_{2n}, y, z) + V_2 P(x_{3n}, y, z) + V_1 V_2 P(x_{4n}, y, z) \right\}, \quad (5.7)$$

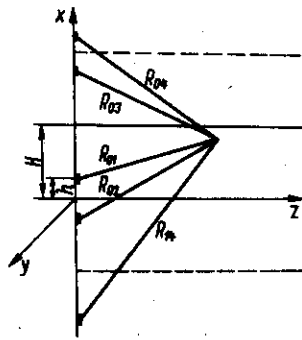
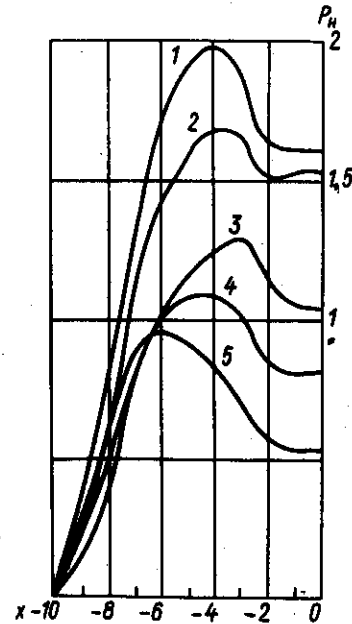


Рис. 5.1. Схема введения мнимых источников

Рис. 5.2. Поведение ВРЧ в слое с мягкой и жесткой границами для $z/L_d = 100, 50, 30, 20$ (кривые 1-5)



где $x_{1n}, x_{2n}, x_{3n}, x_{4n}$ — координаты мнимых источников (рис. 5.1). Численный анализ выражения (5.7) проведен на ЭВМ. Предельное значение для n выбиралось так, чтобы численное значение выражения, стоящего под знаком суммы, при n -м шаге составляло менее 1% от величины общей суммы ($n-1$) предыдущих членов суммы. Расчеты были проделаны для трех комбинаций значений коэффициентов отражения звуковых волн от границ слоя.

Использование модели Вестервельта позволяет упростить задачу, предполагая, что взаимодействие волн накачки происходит только до отражения от границ. В этом случае наблюдается интерференция волн только разностной частоты. Приведем результаты расчетов для различных типов отражающих границ. Рассмотрим сначала границы с коэффициентами отражения $+1$ и -1 . Такой слой часто используют для аппроксимации мелкого моря, когда коэффициент отражения от поверхности -1 , а дно предполагается достаточно жестким, и коэффициент отражения от него принимается равным $+1$. Отражение от свободной границы,

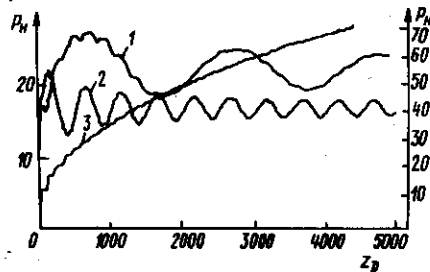


Рис. 5.3. Осевое поведение ВРЧ в слое с двумя жесткими (кривая 3), двумя свободными (кривая 2) и комбинарованными (кривая 1) границами

как это было выяснено в гл. 4, меняет фазу на π , что приводит к понижению эффективности генерации. Это означает, что половина мнимых источников работает в противофазе. На рис. 5.2 представлено поперечное распределение амплитуды на различных расстояниях от излучателя накачки, расположенного посередине между отражающими поверхностями. Максимум амплитуды ВРЧ достигается на оси за счет подкачки энергии недифрагирующими пучками накачки. Фаза практически не изменяется вдоль оси x , оставаясь постоянной, что весьма ценно при проведении различных локационных работ, связанных с измерениями импеданса отраженных объектов. На рис. 5.3 показано осевое распределение ВРЧ на оси ПА. Амплитуда волны вначале растет, достигая некоторого значения, а затем остается практически постоянной, испытывая лишь отдельные осцилляции, вызванные интерференцией источников.

Аналогичное поведение характерно и для слоя с двумя свободными границами. В реальной ситуации это соответствует, например, мелкому морю с дном, покрытым воздухозаполненным илом. Такие структуры дна часто встречаются, когда коэффициент отражения является величиной отрицательной и даже близкой к -1 . Основные особенности поведения амплитуды ВРЧ в слое с двумя мягкими границами те же, что и для слоя с коэффициентами 1 и -1 , с той лишь разницей, что и на второй границе амплитуда звукового давления будет равна 0. Поперечное распределение ВРЧ гладкое, с ярко выраженным максимумом посередине (рис. 5.4). Фаза практически не меняет своего значения в поперечном сечении слоя. Амплитуда ВРЧ на оси ПА сначала растет, достигая некоторого максимального значения, а затем, оставаясь практически постоянной в ближней зоне, испытывает осцилляции. Период этих осцилляций меньше, чем в предыдущем случае (см. рис. 5.3, кривая 2).

Наиболее благоприятный режим ВРЧ наблюдается в слое с двумя жесткими границами. В поперечном распределении ВРЧ имеет место максимум на оси ПА, хотя и более плавный, чем в предыдущих случаях (рис. 5.5). Амплитуда сигнала при этом постоянно возрастает, поскольку вклады от всех мнимых источников происходят в фазе, это приводит к росту амплитуды ВРЧ на оси (см. рис. 5.3, кривая 3). Формирование диаграммы направленности в плоскости xy происходит по тем же законам, что и для щелевого излучателя, т. е. зависит от параметра $\omega l_d / \Omega$.

При учете затухания волн накачки в решении (5.7) следует подставить в подынтегральное выражение множитель $\exp(-z'/l_3)$.

Область взаимодействия волн накачки будет ограничена длиной затухания l_3 , и значит на этом расстоянии перекачка ВЧ энергии в волну ВРЧ практически закончится. Из-за узости диаграмм направленности волн накачки число взаимодействующих мнимых источников значительно уменьшается. Нормированная амплитуда ВРЧ для различных комбинаций коэффициентов отражения при $z > l_d$ сглаживает форму диаграммы. В плоскости xy и диаграмма направленности ПА, как в случаях щелевого и круглого излучателя накачки, определяется

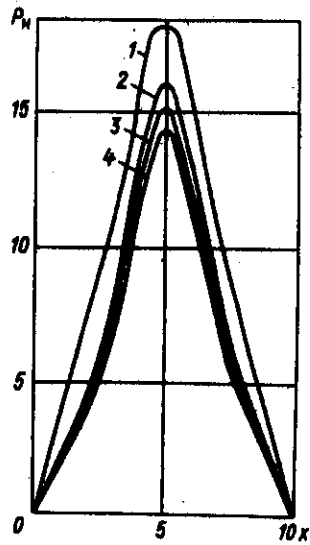


Рис. 5.4. Изменение поперечного распределения в слое с двумя свободными границами для $z/l_d = 10^2, 4 \cdot 10^3, 10^3, 5 \cdot 10^2$ — (кривые 1–4)

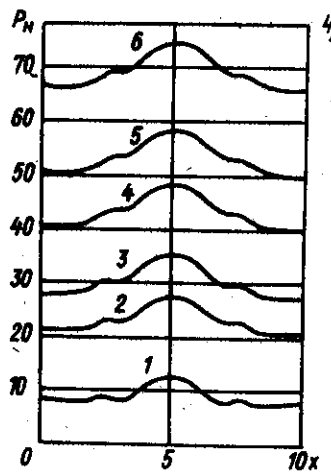


Рис. 5.5. Изменение поперечного распределения ВРЧ в слое с двумя жесткими границами для $z/l_d = 10^2, 5 \cdot 10^2, 10^3, 2 \cdot 10^3, 3 \cdot 10^3, 5 \cdot 10^3$ (кривые 1–6)

величиной параметра B . После достижения максимума закон убывания амплитуды ВРЧ постепенно становится цилиндрическим, т. е. $\sim z^{-0.5}$.

Если при дифракции волны накачки затухают быстрее, чем произойдет отражение от границы, расчеты характеристик ПА полностью аналогичны только что рассмотренным. В (5.7) следует подставить более общее решение, учитывающее дифракцию волн накачки.

Если происходит отражение волн накачки от границ раздела, то поле каждого источника накачки следует представлять в виде ряда, аналогичного (5.7). В этом случае правая часть уравнения (5.1) представляет собой двойную сумму выражений типа

$$A_1 A_2^* = \left\{ \exp \left(\frac{(x-x_n)^2 + y^2}{a^2(1-iz/l_{d1})} - \frac{(x-x_m)^2 + y^2}{a^2(1+iz/l_{d2})} - \frac{z'}{l_3} \right) \right\} [1 - iz/l_{d1}][1 + iz/l_{d2}]^{-1}, \quad (5.8)$$

где суммирование происходит по n и m .

Решение уравнения удастся представить в виде двойной суммы

однократных интегралов, аналогичных рассмотренным при анализе многоэлементных антенн. При учете большого числа мнимых источников расчеты несколько усложняются за счет значительного объема операций, и для расчета характеристик ПА следует использовать ЭВМ. Взаимодействие между отдельными мнимыми источниками приводит к дополнительной генерации ВРЧ. Однако из-за разнесенности источников взаимодействие становится коллинеарным лишь на расстояниях $z \gg a^2 k$. Узость диаграммы направленности исходных волн также существенно ограничивает вклад от взаимодействия соседних излучателей. Обычно при использовании ЭВМ с целью сокращения расчетного времени вводится подпрограмма для расчета количества необходимых источников в зависимости от расстояния до излучателя и требуемой точности вычислений. Если взаимодействием ВЧ-волн между соседними излучателями можно пренебречь, то (например, при $l_3 \leq a^2 k$) сумма однократных интегралов

$$A_1 A_2^* = \sum_{l=0}^{\infty} (V_1 V_2)^l \sum_{k=1}^4 V_k \times \exp \left\{ -[(x-x_{kl})^2 + y^2] [(1-iz/l_{d1})^{-1} + (1+iz/l_{d2})^{-1}] a^{-2} \right\} \times \frac{1}{(1-iz/l_{d1})(1+iz/l_{d2})}$$

где $V_k = 1$ при $k=1$; $V_1 - k=2$; $V_2 - k=3$; $V_1 V_2 - k=4$, а решение для P запишется в виде

$$P = \sum_{l=0}^{\infty} (V_1 V_2)^l \times \quad (5.9)$$

$$\times \int_0^z \frac{A_2 l(x-h) + V_1 A_2 l(x+h) + V_2 A_{l+1}(x-h) + V_1 V_2 A_{2lH}(x+h)}{1 - i(z'-z)/L_d + zz'/L_d^2} dz'$$

$$\text{где } A_l(x-h) = \exp \left[\frac{(2Hl+x-h)^2 + y^2}{1 - i(z'-z)/L_d + zz'/L_d^2} - \frac{z'}{l_3} \right]$$

Решение описывает поведение ВРЧ в слое. С увеличением расстояния объем вычисления резко возрастает из-за необходимости учета большого количества источников. Поэтому для расчета в дальней зоне используется метод нормальных мод. Для параллельных границ эти решения являются точными и могут быть получены одно из другого.

При учете отражений волн накачки поперечное распределение ВРЧ становится более плавным, как это будет показано в § 5.2, при направлении оси пучка накачки параллельно поверхностям, в слое возбуждается преимущественно одна мода ВРЧ. Фазовые характеристики, несмотря на отражение волн накачки от границ, остаются также плавными. Осевое распределение ВРЧ при дифракции несколько изменится. Амплитуда звукового давления на оси ПА при жестких границах

$V = W = 1$ стремится к постоянному значению по закону, характерному для щелевого излучателя. Для других комбинаций коэффициентов отражения амплитуда ВРЧ, достигнув максимума, убывает, при $z \rightarrow \infty$ закон убывания цилиндрический, $\sim z^{-0.5}$.

§ 5.2. Метод нормальных мод

Метод мнимых источников трудоемок при расчете поля ПА на больших расстояниях от излучателя накачки. Требуется большой объем вычислений даже для расчета волн накачки. В этом случае обычно используют модовое представление волны. Если в слое возбуждается плоская волна, то она распространяется без затухания (при идеальных отражающих границах) только при определенном соотношении частоты, угла наклона волнового вектора к границе слоя и толщины слоя. Волны, не удовлетворяющие этому условию, быстро затухают. Таким образом, поле излучения любого источника можно представить как суперпозицию таких волн, называемых модами. Между методами нормальных мод и мнимых источников есть определенная взаимосвязь. Направления распространения плоских волн в слое соответствуют направлениям синфазного сложения всех мнимых источников. Обычно представление волн в виде суперпозиции производится на основании волнового уравнения. Обобщим ранее полученные результаты на случай уравнения ХЗК. Сначала опишем поведение волн накачки с учетом конечных размеров излучателя, а не для точечного источника, как это делалось обычно [38]. Решение параболического уравнения для волны накачки имеет вид

$$A_{1,2}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\lambda x) d\lambda_1 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(\lambda_1, \lambda_2, z=0) \times \\ \times \exp\left(-i\lambda_2 y + \frac{i(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)}{2k_{1,2}} z\right) d\lambda_2, \quad (5.10)$$

$$\text{где } A(\lambda_1, \lambda_2, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} A(x', y', z=0) \exp(i\lambda_1 x' + i\lambda_2 y') dy'.$$

Учитывая, что представление $A(x-b, y)$ соответствует

$$A(\lambda_1, \lambda_2) \exp(i\lambda_1 b), \text{ имеем}$$

$$\tilde{A}(\lambda_1, \lambda_2, z=0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} A(x' - b, y', 0) \exp(i\lambda_2 x' + i\lambda_2 y') dy' = \\ = \exp(i\lambda_1 b) \int_{-\infty}^{\infty} dx'' \int_{-\infty}^{\infty} A(x'', y', 0) \exp(i\lambda_1 x'' + i\lambda_2 y') dy' = \\ = \exp(i\lambda_1 b) \tilde{A}(\lambda_1, \lambda_2, 0). \quad (5.11)$$

Записанные выражения представляют разложение сферической волны по плоским при $\lambda_1 = k \cos \theta \sin \varphi$, $\lambda_2 = k \cos \theta \cos \varphi$. Учитывая это, получим

$$A(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_1 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(\lambda_1, \lambda_2, 0) \{ [\exp [i\lambda_1(x-h)]] + \\ + V_1 \exp [i\lambda_1(x+h)] + V_2 \exp [i\lambda_1(2H-x-h)] + VV_2 \times \\ \times \exp [i\lambda_1(2H-x+h)] \} \sum_{l=0}^{\infty} (V_1 V_2)^l \exp (i2\lambda_1 H) \} \times \\ \times \exp [-i\lambda_2 y' + iz (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) / 2k_{1,2}] d\lambda_2. \quad (5.12)$$

Выражение (5.12) удастся упростить, если учесть

$$\sum_{l=0}^{\infty} (V_1 V_2)^l \exp (i2l\lambda_1 H) = [1 - V_1 V_2 \exp (2i\lambda_1 H)]^{-1}; \\ \exp [i\lambda_1(x-h)] + V_1 \exp [i\lambda_1(x+h)] + V_2 \exp [i\lambda_1(2H-x-h)] + \\ + V_1 V_2 \exp [i\lambda_1(2H-x+h)] = [\exp (-i\lambda_1 h) + \\ + V_1 \exp (i\lambda_1 h)] \{ \exp (i\lambda_1 z) + V_2 \exp [i\lambda_1(2H-z)] \}. \quad (5.13)$$

В этом случае выражение (5.12) примет вид

$$A(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_2 \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_1 \times \\ \times \frac{[\exp (-i\lambda_1 h) + V_1 \exp (i\lambda_2 h)] \{ \exp [-i\lambda_1(H-x)] + V_2 \exp [i\lambda_1(H-x)] \}}{[\exp (i\lambda_1 H)] [1 - V_1 V_2 \exp (2i\lambda_1 H)]} \\ \times A(\lambda_1, \lambda_2, 0) \exp [-i\lambda_2 y + iz (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) / 2k_{1,2}]. \quad (5.14)$$

Для дальнейших расчетов необходимо задаться конкретным распределением амплитуды волны накачки. Предполагая, как обычно, его гауссовым с радиусом a для $A(\lambda_1, \lambda_2, 0)$, имеем также гауссову функцию $\rho a^2 \exp [-(\lambda_1^2 + \lambda_2^2) a^2 / 4]$. Для этого распределения интеграл по λ_2 легко вычисляется.

$$A(x, y, z) = \frac{a}{2\pi\sqrt{1-iz/l_n}} \exp \left[-\frac{y^2}{a^2(1-iz/l_n)} \right] \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_1 \times \\ \times \frac{(\exp -i\lambda_1 h + V_1 \exp i\lambda_1 h)}{[\exp (-i\lambda_1 H)]} \frac{[\exp -i\lambda_1(H-x) + V_2 \exp i\lambda_1(H-x)]}{(1 - V_1 V_2 \exp 2i\lambda_1 H)} \times \\ \times \exp [-\lambda_1^2 (a^2 / 4 - iz / 2k)]. \quad (5.15)$$

Подынтегральное выражение содержит два сомножителя, первый из которых учитывает отражение волны от границ, а второй – ограниченность апертуры излучателя и дифракцию пучка в процессе распространения. Представление волны в слое в виде мод осуществляется по той же схеме, что и для точечного источника. Наиболее простой вид представления волны имеет для идеальных границ, когда модули коэффициентов отражения для верхней и нижней границ равны единице. В этом случае (без учета волны в среде) волна представляет собой суперпозицию отдельных незатухающих мод, т. е. плоских волн, распространяющихся под определенным углом к поверхности. Для неидеальных границ за счет конечности коэффициентов отражения появляется затухание, связанное с переходом энергии волны в другую среду. Затухание обычно возрастает с увеличением номера моды.

Рассмотрим случай жестких границ $V_1 = V_2 = 1$. В этом случае подынтегральное выражение в (5.15) примет вид

$$\frac{2 \cos \lambda_1 h \cos \lambda (H - x)}{\sin \lambda_1 H} \exp [-\lambda_1^2 (a^2/4 - iz/2k)]. \quad (5.16)$$

Полученный интеграл можно вычислить, используя теорию вычетов. Поскольку функция $\sin \lambda_1 H = 0$ при $\lambda_1 = \pi l/H$, интеграл (5.15) запишется в виде

$$A(x, y, z) = \frac{2ai \sqrt{\pi} p_0}{H \sqrt{1 - iz/l_{\text{д}}}} \left\{ \frac{1}{2} + \sum_{l=0}^{\infty} \exp \left[-\frac{l^2 \pi^2}{H^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{a^2}{4} - \frac{iz}{2k} \right) \right] \cos \frac{l\pi x}{H} \cos \frac{l\pi h}{H} \right\}. \quad (5.17)$$

Первый из двух слагаемых под знаком экспоненты учитывает изменение амплитуды моды (в отличие от точечного источника) за счет конечности апертуры излучателя, а второй – изменение скорости распространения отдельной моды, по сравнению с волной, распространяющейся в неограниченной среде.

Аналогичные выражения могут быть получены и более наглядным методом. Заменяя влияние границ на систему излучателей, их периодическую структуру можно представить в виде Фурье-ряда, т. е. в виде суммы мод. Учитывая дифракционное расхождение отдельной моды (по оси y) точно так же, как это делалось для щелевого (т. е. ограниченного только по одной координате y) излучателя, получим выражение, совпадающее с (5.17).

Аналогично можно получить выражения для других комбинаций плоскопараллельных границ. В частности, если $V_1 = 1$ и $V_2 = -1$, то звуковое давление в слое описывается выражением

$$A = \frac{2ai \sqrt{\pi} p_0}{H \sqrt{1 - iz/l_{\text{д}}}} \exp \left[-\frac{y^2/a^2}{1 - iz/l_{\text{д}}} \right] \times \\ \times \sum_{l=0}^{\infty} \exp \left[-\lambda_l^2 \left(\frac{a^2}{4} - \frac{iz}{2k} \right) \right] \times \cos \lambda_l h \cos \lambda_l x; \\ \lambda_l = (l + 0,5) \pi / H. \quad (5.18)$$

В этом случае амплитуда звукового давления на одной границе равна нулю, а на второй соответственно градиент этой функции равен нулю.

Для двух мягких границ $V_1 = V_2 = -1$ волна описывается следующим выражением:

$$A = \frac{2ai \pi p_0}{H \sqrt{1 - iz/l_{\text{д}}}} \exp \left[-\frac{y^2/a^2}{1 - iz/l_{\text{д}}} \right] \sum_{l=1}^{\infty} \exp \left[-\lambda_l^2 \left(\frac{a^2}{4} - \frac{iz}{2k} \right) \right] \sin \lambda_l x \sin \lambda_l h; \quad \lambda_l = l\pi/H. \quad (5.19)$$

Особенности распространения многомодового сигнала хорошо известны. Различные скорости распространения мод приводят к интерференции, в результате чего амплитуда сигнала испытывает резкие осцилляции. При излучении импульсного сигнала форма в процессе распространения искажается, длительность увеличивается. Если ось излучателя повернута на некоторый угол к параллельным поверхностям, то максимальную амплитуду будет иметь мода, распространяющаяся под углом, наиболее близким к оси излучателя. Если угол поворота излучателя φ ($\varphi \ll 1$), то в показателе экспоненты под знаком суммы вместо λ_l^2 будет $(\lambda_l - k\varphi)^2$, максимальное значение которого возможно при $\lambda_l \approx k\varphi$.

Перейдем теперь к анализу нелинейных эффектов, происходящих в слое. Будем производить его на основе нелинейного уравнения Хохлова–Заболотской при учете граничных условий. Правая часть уравнения для жестких границ представляет собой произведение двух рядов, описывающих поведение волн накачки. Общее решение в этом случае имеет вид

$$P = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' Q(x', y', z') \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_1 \exp \left\{ i \frac{(z - z')}{2k} \lambda_1^2 + \right. \\ \left. + i(x - x') \lambda_1 \right\} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_2 \exp \left\{ i \frac{\lambda_2^2 (z - z')}{2k} + (y' - y) \lambda_2 \right\}. \quad (5.20)$$

Выражение (5.20) можно записать как трехкратный интеграл, если произвести интегрирование по x', y' :

$$P = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_2 Q(\lambda_1, \lambda_2, z') \exp \left[i \frac{(z - z')}{2k} (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) - i\lambda_1 x - i\lambda_2 y \right]. \quad (5.21)$$

Функция $Q(\lambda_1, \lambda_2, z)$ этих распределенных источников представляет собой суммы источников с множителями, зависящими от коэффициентов отражения волн накачки от границ. Не конкретизируя вид функции Q , можно получить общее решение, учитывающее отражение ВРЧ от границ

$$P = \frac{1}{4\pi} \int_0^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_2 \times \\ \times \frac{[\exp -i\lambda_1 H + V_1 \exp i\lambda_1 H] [\exp -i\lambda_1 (H - x) + V_2 \exp i\lambda_1 (H - x)]}{(1 - V_1 V_2 \exp -2i\lambda_1 H) \exp i\lambda_1 H} \times \\ \times \theta(\lambda_1, \lambda_2, z') \exp \left[-i\lambda_2 y + \frac{i(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)}{2k} (z - z') \right], \quad (5.22)$$

где $Q(\lambda_1, \lambda_2, z) = \exp -(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)a^2/4$.

Полученное решение аналогично общему решению для волны накачки, что позволяет использовать применяемые ранее методы для нахождения ВРЧ.

Рассмотрим вначале простой случай генерации ВРЧ недифрагирующими пучками, ось которых направлена параллельно поверхностям. Излучатель предполагаем круглым с гауссовым распределением. В этом случае и после подстановки в выражение (5.22) получим для слоя с жесткими границами

$$P(x, y, z) = \frac{\epsilon \rho_{01} \rho_{02} \sqrt{\pi} Ka}{c_0^2 \rho_0 H} \int_0^z \left\{ \exp \left(-\frac{z'}{l_s} - \frac{2y^2/a^2}{1 - i(z - z')/L_D} \right) \right\} \times \\ \times [1 - i(z - z')/L_D]^{-0.5} \left\{ \frac{1}{2} + \sum_{l=0}^{\infty} \cos \lambda_l x \cos \lambda_l h \exp \left[-\lambda_l^2 \left(\frac{a^2}{4} - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - i \frac{z - z'}{2K} \right) \right] \right\} dz'; \quad \lambda_l = \pi l/H. \quad (5.23)$$

Поскольку отражение волн накачки не происходит в области взаимодействия, их скорость распространения равна c_0 . Низкочастотные моды распространяются с различной скоростью. Дисперсия отсутствует лишь для нулевой моды, и поэтому ее амплитуда возрастает

$$P = \frac{\epsilon \rho_{01} \rho_{02} \sqrt{2\pi} K^2 a^3}{2c_0^2 \rho_0 H} (1 - \sqrt{1 - iz/L_D}). \quad (5.24)$$

Для остальных мод условие синхронизма не выполняется. Амплитуда сначала растет, пока ВРЧ не начинает испытывать отражения от границ. В результате дисперсии наблюдаются осцилляции амплитуды около некоторого постоянного значения. С увеличением расстояния амплитуда осцилляций убывает. С ростом номера мод дисперсия возрастает, и в результате амплитуда и период осцилляций уменьшаются. Амплитуда высших мод на оси описывается функцией ошибок от комплексной переменной

$$P \approx \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l} \left\{ \Phi \left(\frac{1}{2} \lambda_l a \sqrt{1 - iz/L_D} \right) - \Phi \left(\frac{1}{2} \lambda_l a \right) \right\} \times \\ \times \cos \lambda_l x \cos \lambda_l h. \quad (5.25)$$

На рис. 5.6 показано поперечное распределение для различных мод на разных расстояниях от излучателя, расположенного посередине слоя. На рис. 5.7 показано осевое распределение ВРЧ. Видно, что основной вклад в амплитуду происходит за счет нулевой гармоники, которая неограниченно растет, и относительный вклад остальных гармоник с расстоянием уменьшается. В данном расположении излучателя происходит генерация только четных мод.

При генерации ВРЧ в слое с двумя свободными границами общее решение запишем в виде

$$P \approx \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{l} \left[\Phi \left(\frac{1}{2} \lambda_l a \sqrt{1 - iz/L_D} \right) - \Phi \left(\frac{\lambda_l a}{2} \right) \right] \times \\ \times \sin \lambda_l x \sin \lambda_l h; \quad \lambda_l = \pi l/H. \quad (5.26)$$

На границах наблюдаются нулевые значения амплитуды. Для излучателя, расположенного в центре слоя, амплитуда звукового давления четных мод равна нулю. Величина амплитуды звукового давления нечетных мод осциллирует с убывающей амплитудой и стабилизируется, стремясь к некоторой постоянной для каждого номера моды величине. С увеличением номера моды n расстояние, на котором амплитуда звукового давления достигает этого постоянного значения, убывает, а само значение амплитуды с ростом n уменьшается.

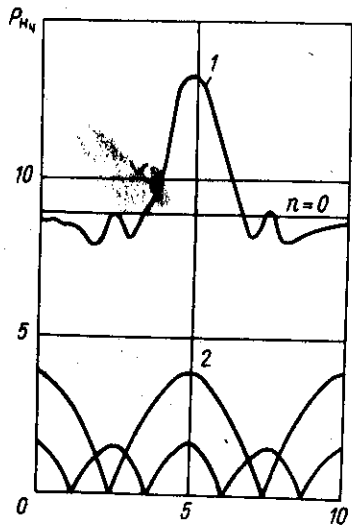


Рис. 5.6. Поперечное распределение НЧ-мод в слое и результирующий профиль (кривая 1) в слое с жесткими границами

На рис. 5.8 кривая 3 представляет собой осевое распределение амплитуды для случая двух мягких границ. Период осцилляций соответствует моде с номером 1. Поскольку условие синхронизма не выполнено ни для одной гармоники, их амплитуда с ростом z достигает предельного значения тем больше, чем меньше номер моды.

Для одной жесткой границы $V = 1$ и $V = -1$ и одной мягкой решение примет вид

$$P \approx \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{l+0,5} \left[\Phi \left(\frac{1}{2} \lambda_l a \sqrt{1 - iz/L_d} - \Phi \left(\frac{1}{2} \lambda_l a \right) \right] \times$$

$$\times \cos \lambda_l x \cos \lambda_2 h; \quad \lambda_l = \pi(l+0,5)/H. \quad (5.27)$$

На рис. 5.9 и 5.10 показаны зависимости поперечного и осевого распределений амплитуды ВРЧ в зависимости от расстояния. Характерные особенности генерации волн различных мод на разностной частоте те же, что и для других типов границ.

Эффективность генерации отдельных мод зависит в основном от величины дисперсии, определяемой различием в скоростях распространения волн накачки и данной моды. С увеличением дисперсии амплитуда моды заметно уменьшается. Очевидно, можно увеличить эффективность генерации отдельных мод, уменьшив или даже

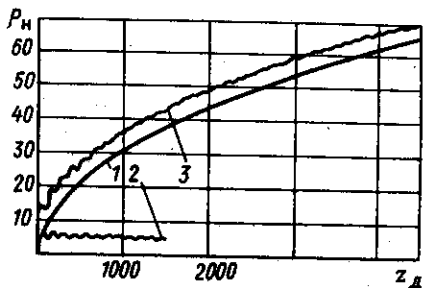


Рис. 5.8. Поведение амплитуд отдельных мод 1 и 3 (кривые 1, 2) и результирующего сигнала на оси (кривая 3)

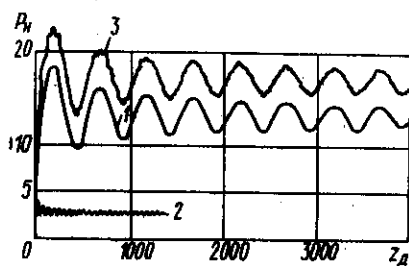


Рис. 5.7. Поведение амплитуд мод $n=0$, $n=3$ (кривые 1, 2) и суммарной амплитуды ВРЧ (кривая 3)

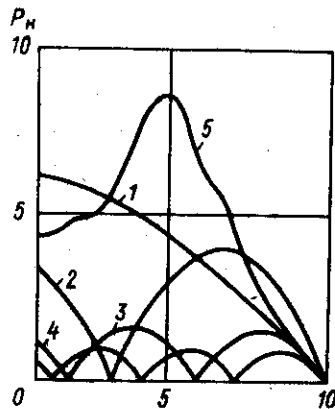


Рис. 5.9. Поперечное распределение отдельных четырех мод (кривые 1-4) в слое с одной жесткой и одной свободной границами и результирующий поперечный профиль ВРЧ (кривая 5)

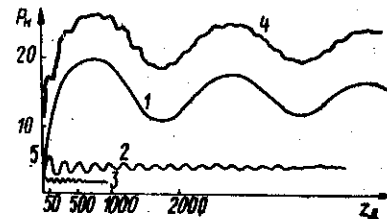


Рис. 5.10. Поведение амплитуд первых трех мод (кривые 1, 2, 3) для плоских границ и осевое поведение ВРЧ на оси (кривая 4)

уничтожив дисперсию, направляя ось пучка в направлении, совпадающем с углом наклона волнового вектора моды. Если угловой спектр звукового пучка достаточно узок (его ширина меньше разницы углов наклона с соседними модами), можно возбуждать преимущественно одну моду, и не обязательно наименьшую, т. е. вторую, третью и т. д. При наличии свободной отражающей границы в слое (более подробно это будет показано в дальнейшем) для волн накачки образуется такая модовая структура, когда углы наклона волнового вектора к оси мод ВРЧ и накачки не совпадают и для эффективно взаимодействующих мод обязательно имеет место дисперсия. Несложно привести множество примеров, когда из-за сильного затухания волн накачки и узкой диаграммы направленности модовая структура в области взаимодействия не успевает образоваться.

Расчеты для такого режима работы ПА в слое полностью аналогичны рассмотренным. Необходимо изменить лишь член, учитывающий дисперсию. Он будет равен $-k \cos \theta_0 + \lambda^2/2k$ (θ_0 — угол наклона антенны накачки к оси слоя). Отметим, что фаза функции, описывающей распределенные в пространстве источники ВРЧ, после отражения от свободной границы не испытывает скачка из-за одновременного скачка в волнах накачки, т. е. функция источников имеет тот же вид, что и при отражении от жесткой границы.

Проанализируем особенности формирования диаграммы направленности по оси ПА. Рассмотрим поперечное распределение амплитуды ВРЧ в дальней зоне. Для отдельной моды функция поперечного распределения запишется в виде

$$P = \frac{l_3 \sqrt{L_d}}{\sqrt{z}} \frac{1}{[1 + (i/2)Kl_3(\theta^2 + \Delta^2/K)]} \quad (5.28)$$

где Δ – дисперсия моды ВРЧ. Для волн накачки, распространяющихся вдоль слоя, наличие дисперсии приводит лишь к расширению диаграммы направленности ВРЧ моды в плоскости u и уменьшению амплитуды сигнала на оси. В частности, по уровню 0,7 диаграмма направленности будет увеличиваться с ростом номера моды по закону

$$\theta_{0,7} = \sqrt{2/Kl_3 + \lambda_l^2/K^2}, \quad (5.29)$$

и для мод, удовлетворяющих условию $\lambda_l^2 \gg 2K/l_3$, ширина диаграммы направленности моды и амплитуда будут зависеть только от номера моды.

Наиболее интересные эффекты возникают, когда величина, равная

$$\Delta = -k_{1,z} + k_{2,z} + K_z, \quad (5.30)$$

принимает положительные значения ($k_{1,z}$, $k_{2,z}$, K_z – составляющие волновых векторов волн ω_1 , ω_2 и Ω , направленных вдоль оси z , т. е. отражающих плоскостей). В этом случае диаграмма направленности будет описываться выражением (для рассматриваемого выше случая $\Delta = \lambda_l^2/K$)

$$D(\theta) \sim [1 + (i/2)Kl_3(\theta^2 - \Delta/K)]^{-1}, \quad (5.31)$$

т. е. максимум излучения направлен под углом $\theta \approx (\Delta/K)^{0,5}$ к оси. Если волны накачки распространяются под таким углом к оси, что величина $\Delta = k \cos \theta_0 - k \cos \theta_l$ станет положительной, скажем, для трех первых мод ($\theta_0 > \theta_3$), то диаграмма направленности для отдельных мод будет различна.

Под наибольшим углом расположится максимум первой (или нулевой) моды, ближе к оси – второй (первой) и еще ближе – третьей (второй) мод. Амплитуды максимумов для этих мод станут одинаковыми с теми же значениями, что и осевые значения амплитуд для мод, взаимодействующих без дисперсии. $\Delta = 0$. Для более высоких мод, при $\Delta < 0$, максимум амплитуды давления моды расположен на оси ($y = 0$) и с увеличением номера моды происходит уменьшение осевого значения амплитуды и расширение диаграммы направленности.

Рассмотрим теперь более общий случай, когда и для волн накачки в результате отражений и дифракции образуется модовая структура. Решение (5.21) нельзя представлять в виде произведения угловых спектров волн накачки. Необходимо искать угловой спектр от произведения $p_1 p_2^*$, где p_1 и p_2^* могут иметь вид суперпозиции мнимых источников или мод. Поскольку функции, описывающие поведение волн с частотами ω_1 и ω_2 , удовлетворяют граничным условиям, то и функция, равная их произведению, также будет удовлетворять граничным условиям.

Рассмотрим вначале особенности генерации волн в слое с жесткими границами, т. е. когда $V_1 = V_2 = 1$. Функция, описывающая распределение в среде источника, имеет вид

$$Q \sim p_1 p_2^* = \frac{4\pi a^2 p_{01} p_{02} \exp \{ -y^2 a^{-2} [(1 - iz/l_{d1})^{-1} + (1 + iz/l_{d2})^{-1}] \}}{H^2 [(1 - iz/l_{d1})(1 + iz/l_{d2})]^{0,5}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-\lambda_n^2 \left(\frac{a^2}{4} - \frac{iz}{2k_1} \right) \right] \cos \lambda_n x \cos \lambda_n h \right\} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left[-\lambda_n^2 \left(\frac{a^2}{4} + \frac{iz}{2k_2} \right) \right] \cos \lambda_n x \cos \lambda_n h \right\};$$

$$\lambda_{m,n} = \pi m, n/H. \quad (5.32)$$

Аналогичные выражения получаются для других комбинаций отражающих границ. Нахождение функции, описывающей поперечное изменение амплитуды вдоль оси y , не представляет труда. Расчеты полностью аналогичны расчетам щелевого излучателя. Вначале угловой спектр функции Q , как и для недифрагирующих пучков накачки, непрерывен. В дальнейшем в слое будут распространяться и генерироваться лишь те угловые компоненты непрерывного спектра, направления волнового вектора которых совпадут с направлением мод ВРЧ. Можно поступать иначе. С учетом граничных условий продолжить функцию Q за границы слоя, как это делалось для расчета волн накачки, построить серию мнимых источников и найти дискретный спектр мод, генерируемых в данном слое. Оба подхода приведут к идентичным результатам.

Рассмотрим генерацию ВРЧ в слое за счет взаимодействия двух мод с номерами m и n . Продолжая функцию $\cos \lambda_n x \cos \lambda_m x$ симметрично относительно границ слоя, найдем, что в слое возбуждаются две угловые компоненты с углами наклона, соответствующими модам $m - n$ и $m + n$, т. е. угловой спектр опишем суммой двух дельта-функций

$$Q(\lambda) = \pi [\delta(\lambda_m - \lambda_n - \lambda) + \delta(\lambda_m + \lambda_n - \lambda)]. \quad (5.33)$$

Подставляя (5.33) в уравнение (5.21), получаем решение, описывающее поле ВРЧ, генерируемое двумя модами волн накачки $P = P_{m+n} + P_{m-n}$:

$$P_{m-n} = \frac{\epsilon p_0^2 a^2 K \pi}{c_0^2 \rho_0 H^2} \delta_n \delta_m A_n A_m \cos \lambda_{m-n} x e^{\frac{i \lambda^2 (m-n)^2}{2K}} \times$$

$$X \int_0^z \frac{\exp \left\{ -z' [1/l_3 - i\Delta(m, n, m-n)] - \frac{2y^2(1-iz'L_n/l_n^2)}{a^2[1-i(z-z')/L_n + zz'/l_n^2]} \right\}}{[1-i(z-z')/L_n + zz'/l_n^2]^{0.5}} dz;$$

$$A_{m,n} = \cos \lambda_{m,n} \exp(-\lambda_{m,n}^2 d^2/4), \Delta(m, n, m-n) = \frac{\pi^2}{2H^2} \left[\frac{m^2}{k_1} - \frac{n^2}{k_2} - \frac{(m-n)^2}{K} \right]; \delta_{m,n} = \begin{cases} 1/2 & m, n = 0; \\ 1 & m, n \neq 0. \end{cases}$$

$$A_0 = \epsilon p_0^2 a^2 K \pi / c_0^2 \rho_0 H^2. \quad (5.34)$$

Происходит генерация двух мод разностной частоты с номерами $m+n$ и $m-n$. Для нахождения амплитуды определенной моды ВРЧ необходимо просуммировать все пары мод накачки, участвующих в генерации данной моды. Амплитуда моды с номером l будет определяться выражением

$$P_l = A_0 \cos \lambda_l x \exp(-i\lambda_l^2 z/2K) \left[\sum_{n=0}^l \delta_n \delta_{n+1} A_n A_{n+1} \Phi[y, z, \Delta(n+l, n, l)] + 2 \sum_{n=0}^l \delta_n \delta_{n-1} \Phi[y, z, \Delta(n-l, n, l)] \right], \quad (5.35)$$

где Φ – интегральный множитель в выражении (5.34).

Вклад от взаимодействия мод в амплитуду разностной моды весьма различен и определяется дисперсией всех трех мод, т.е. расстройкой векторов $(-k_1 z + k_2 z + k = \Delta)$. При взаимодействии мод с малыми углами наклона к оси дисперсионное уравнение примет вид

$$\Delta(m, n, l) = -\pi^2/2H^2 (m^2/k_1 - n^2/k^2 - l^2/K). \quad (5.36)$$

Наиболее успешно будут генерироваться те гармоники и за счет таких пар мод, для которых дисперсия минимальна или отсутствует. Например, нулевая гармоника генерируется всеми парами мод с одинаковыми номерами. Однако дисперсия отсутствует лишь для нулевых мод накачки, в результате чего относительный вклад в энергию моды от взаимодействия нулевых мод накачки с изменением расстояния возрастает и постепенно становится определяющим (естественно, если затухание волн накачки отсутствует). Нулевую моду ВРЧ опишем выражением

$$P_n P_m \approx \sum_{l=1}^{\infty} \left[\frac{2(m-n)}{(m-n)^2 - l^2} - \frac{2(m+n)}{(m+n)^2 - l^2} \right] \sin \pi l x / H.$$

$$P_0 = \frac{A_0}{2} \frac{1}{i/L_n + z/l_n^2} \left\{ (\sqrt{1+z^2/l_n^2} - \sqrt{1-iz/L_n}) + \frac{2\sqrt{i/L_n + z/l_n^2}}{\sqrt{i\Delta_n}} \left[\Phi \left(\sqrt{\frac{i\Delta_n(1+z^2/l_n^2)}{i/L_n - z/l_n^2}} \right) - \Phi \left(\sqrt{\frac{i\Delta_n(1-iz/L_n)}{i/L_n - z/l_n^2}} \right) \right] \right\}. \quad (5.37)$$

Первый член суммы представляет вклад от генерации нулевых мод накачки, второй – от генерации первых мод, третий – вторых и т.д. Первое слагаемое монотонно возрастает до постоянного значения, остальные слагаемые, достигнув максимума, убывают. Амплитуда максимума и расстояние до излучателя убывают с ростом дисперсии, в данном случае – с ростом номера слагаемого. Таким образом, генерация нулевой гармоники эффективно проходит за счет взаимодействия нулевых мод накачки. Генерация остальными модами нулевой моды ВРЧ происходит с дисперсией $Kl^2/2H^2 k_1 k_2$, возрастающей с увеличением номера моды. Влияние дисперсии зависит от глубины слоя h и расстояния до излучателя. При необходимости генерировать первую разностную моду и если соотношение между частотами можно представить в виде $s+1 : s : 1 = \omega_1 : \omega_2 : \Omega$, где s – целое число (так как только в этом случае возможна генерация первой моды ВРЧ без дисперсии), то условие синхронизма выполняется между $s+1$ модой для волн ω_1 и модой s для волн ω_2 . Вторая мода наиболее эффективно генерируется модами $2(s+1)$ и $2s$. Их амплитуда описывается выражениями, аналогичными полученным для нулевой моды. На рис. 5.7 показано поведение отдельных слагаемых, дающих вклад в общее поведение моды. Генерация мод без дисперсии приводит к постепенному росту амплитуды до некоторого постоянного значения. При наличии дисперсии амплитуда моды растет, а затем монотонно убывает. Процесс генерации сопровождается затухающими осцилляциями. С удалением от излучателя энергетический вклад в моду ВРЧ резонансных мод, по сравнению с остальными, возрастает. Амплитуду отдельных мод разностной частоты можно варьировать различным погружением излучателя, шириной диаграммы направленности и поворотом излучателя относительно дна и поверхности.

Рассмотрим теперь особенности генерации ВРЧ от мягких границ $V_1 = V_2 = -1$. В этом случае при отражении от границ происходит скачок фазы на π для разностных и суммарных гармоник. Поскольку амплитуды обеих волн накачки после отражения изменяют фазу на π ,

разностная гармоника будет генерироваться с той же фазой, что и до отражения, т. е. так же, как и при отражении волн накачки от жесткой границы. Таким образом, генерация произойдет в противофазе с отраженной ВРЧ. В результате этого картина генерации ВРЧ при наличии свободной границы несколько усложнится. Если в слое с жесткими границами взаимодействие двух мод волн накачки приводит к генерации только двух мод ВРЧ, с номерами, равными сумме и разности взаимодействующих мод, то при наличии свободной границы генерация двух мод приводит к генерации практически всех мод разностного сигнала. Например, взаимодействие мод волны m и n приводит к генерации бесконечного множества мод с амплитудными множителями

$$P_n P_m \approx \sum_{l=0}^{\infty} \left[\frac{2(m-n)}{(m-n)^2 - l^2} - \frac{2(m+n)}{(m+n)^2 - l^2} \right] \sin \pi l x / H. \quad (5.38)$$

Генерируются только те гармоники, для которых величины $m \pm n \pm l$ являются нечетными, т. е. из трех чисел одно обязательно должно иметь четность, не совпадающую с другими. Это является следствием необходимости компенсировать скачок фазы на π при отражении ВРЧ. Отдельная мода ВРЧ при генерации в слое со свободными границами будет формироваться всеми парами взаимодействующих волн, хотя их вклад существенно различен и зависит от амплитуд взаимодействующих волн и значения дисперсии. Суммарную амплитуду моды l запишем в виде суммы ряда интегралов, каждый из которых аналогичен:

$$P_l = A_0 \sin \lambda_l x \exp i \lambda_l^2 z / 2k \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{2(m-n)}{(m-n)^2 - l^2} - \frac{2(m+n)}{(m+n)^2 - l^2} \right] A_n A_m \Phi[y, z, \Delta(m, n, l)]; \quad (5.39)$$

$$A_{n, m} = \sin \lambda_{m, n} h \exp(-\lambda_{m, n}^2 a^2 / 4), \quad m \pm l \pm n = 2k + 1.$$

Дисперсия, возникающая при распространении волн в слое, является чисто геометрической и отсутствует, когда все три взаимодействующие волны будут распространяться в одном направлении, т. е. под одинаковым углом к поверхности. Нетрудно убедиться, что такие тройки плоских волн не взаимодействуют, так как после отражения от свободной границы фаза ВРЧ меняется на π , генерация происходит в противофазе и волна затухает. Аналогична генерация волн в слое с одним коэффициентом отражения, равным $+1$ и -1 . Для различных троек взаимодействующих мод дисперсия сильно отличается и основной вклад будет от трех троек, для которых она минимальна.

Основное внимание было уделено осевым характеристикам ВРЧ ($y = 0$). Формирование диаграммы направленности в плоскости u при наличии дисперсии несколько отличается от обычного. Рассмотрим характеристики ВРЧ в дальней зоне при $z \rightarrow \infty$. В общем случае общее решение представляет суперпозицию интегралов, учитывающих вклад отдельных мод. Выражение аналогично (5.39), необходимо только заменить интеграл Φ :

$$\Phi(m, n) \approx \frac{\sqrt{L_d}}{\sqrt{z}} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-z'/l_3 + i \Delta z' - \theta_{wy}^2 / (1 + i B z'))}{(1 + i B z')^{0.5}} dz', \quad (5.40)$$

где Δ — дисперсия для данной тройки мод. Вклад в амплитуду моды разностной частоты от отдельного интеграла определяется величиной Δ_l . Для $\Delta_l \ll 1$ (модель Вестервельта) особенности формирования диаграммы направленности в плоскости u отдельным слагаемым были рассмотрены ранее при анализе ПИ в средах с дисперсией. В данном случае результирующую диаграмму направленности находят с помощью суперпозиции интегралов, вклад от которых определяется параметром Δ_l и амплитудным множителем A_n , учитывающим амплитуды взаимодействующих мод.

При $B \gg 1$ распределение по оси u для всех интегралов одинаково описывается гауссовой функцией и равно произведению диаграммы направленности исходных волн. Изменение Δ_l сказывается лишь на амплитуде данного интеграла, убывая с увеличением Δ_l .

§ 5.3. Прохождение луча ПА через систему слоев

Выбор толщины обтекателя антенны накачки, локация в слоистой среде дна, создание неотражающих слоев для ПА, работа ПА через борт судна и т. д. — это задачи, для решения которых необходимо знать законы формирования и прохождения луча ПА в слоистой среде. В нелинейной гидроакустике актуальна и задача генерации гармоник в стратифицированной среде и локация с их помощью (см. § 2.7). Водная среда океана является в значительной мере слоистой (стратифицированной). Напомним основные особенности прохождения гармонической плоской волны через слой. Пусть z_1, z_2, z_3 — импедансы трех сред; $z_i = \rho_i c_i / \cos \theta_i$. Толщина второй среды (слоя) равна d ; θ_i — углы, образуемые волновыми векторами с нормальными и границами. Обычно акустические характеристики слоя характеризуются его входным импедансом $z_{вх}$, равным отношению звукового давления и нормальной составляющей скорости для второй среды на границе $z = h$:

$$z_{вх} = \frac{z_3 - i z_2 \operatorname{tg} k_{2z} d}{z_2 - i z_3 \operatorname{tg} k_{2z} d} z_2 =$$

$$= \frac{(z_3 + z_2) \exp(-ik_{2z}d) + (z_3 - z_2) \exp(ik_{2z}d)}{(z_3 - z_2) \exp(-ik_{2z}d) - (z_3 + z_2) \exp(ik_{2z}d)}$$

Если известен входной импеданс слоя, задачу об отражении решают точно так же, как при отражении от плоской границы. Вместо импеданса среды, от которой происходит отражение, следует подставить импеданс слоя. Коэффициент отражения равен

$$V = (z_{вх} - z_1) / (z_{вх} + z_2) = (V_{21} + V_{32} \exp(-2ik_{2z}d)) / (1 + V_{21}V_{23} \exp(2ik_{2z}d)),$$

где V_{21} и V_{23} — коэффициенты отражения от первой и второй отражающих поверхностей. Коэффициент отражения комплексный. Когда среда по обе стороны имеет одинаковые свойства, т. е. $z_1 = z_2$

$$V = (z_2^2 - z_1^2) / (z_1^2 + z_2^2 + 2iz_1z_2 \operatorname{ctg} k_{2z}d)$$

Аналогичным образом находят и коэффициент прозрачности слоя для отдельной гармоники $D = 4z_3z_2 / [(z_3 - z_2)(z_2 - z_1) \exp(ik_{2z}d) + (z_3 + z_2)(z_2 + z_1) \exp(-ik_{2z}d)]$. Сигнал ВРЧ, распространяющийся за слоем, несложно рассчитать, если предположить незначительный вклад в энергию ВРЧ волны, генерируемой в самом слое, т. е. что суммарная амплитуда представляет суперпозицию волн, генерируемых до и после прохождения через слой. Коэффициент прохождения сквозь слой представляет собой комплексную величину, определяемую физическими константами слоя и набегом фазы, зависящей от соотношения длины волны и толщины слоя. Если эти величины можно считать равными $D \exp(i\varphi)$ для ВРЧ и $d_1 \exp(i\varphi_1)$ и $d_2 \exp(i\varphi_2)$ для волн накачки, то амплитуда ВРЧ за слоем определяется суперпозицией двух решений, как и при отражении от плоской границы (см. гл. 4):

$$P = D\Phi(r, z_0) \exp(i\varphi) + d_1d_2\Phi(r, z) \exp[i(\varphi_1 - \varphi_2)],$$

где $\Phi(r, z)$ — некоторое интегральное решение; $\Phi(r, z_0)$ — интегрирование от 0 до z_0 ; z_0 — расстояние до слоя.

В решении $\Phi(r, z)$ интегрируем от z_0 до текущей координаты z . Разность фаз между первым и вторым слагаемым зависит от ширины пластины и угла падения пучков. Сильнее всего искажается форма, когда разность фаз между слагаемыми кратна π . Если разность фаз между φ и $\varphi_1 - \varphi_2$ равна нулю или кратна 2π , форма сигнала ВРЧ практически не изменяется. В этом удалось убедиться с помощью серии экспериментов. Экспериментальные исследования проведены в гидроакустическом бассейне на базе параметрического излучателя НАИ-5 с различными пластинами и их сочетаниями [18, 19]. Было установлено, что наибольшее влияние на амплитуду ВРЧ оказывает преграда, помещаемая в области максимума осевого распределения ВРЧ.

Существенным оказывается отношение длины зазора между преобразователем накачки и пластиной к длине ВРЧ. При длине зазора, кратной четному числу четвертей длин волн накачки, искажения поля ВРЧ минимальны.

Направленные свойства излучения ПА при наличии твердых слоев в области взаимодействия в основном сохраняются. На рис. 5.11 представлены полученные на самописце поперечные распределения амплитуды ВРЧ при увеличении расстояния z от системы слоев вода-сталь-вода-гетинакс, расположенных за излучателем накачки. Расположение и размеры слоев указаны на рисунке. Измерения проводили с помощью прибора НАИ-5 на разностной частоте $F = 100$ кГц. Анализ экспериментальных результатов показывает, что по мере удаления от пластин поперечное распределение излучения ВРЧ постепенно приобретает характерный для ПА вид. Пунктиром изображена диаграмма направленности ПА при отсутствии слоев. Из рисунка видно, что при малых расстояниях z в поперечном распределении ВРЧ имеются существенные неравномерности, но в дальнейшем поле они практически исчезают. Любые изменения даже в порядке расположения, количестве и материале слоев в ПА приводят к существенному перераспределению осевого и пространственного излучений ВРЧ.

При повороте пластин на угол φ относительно оси преобразователя

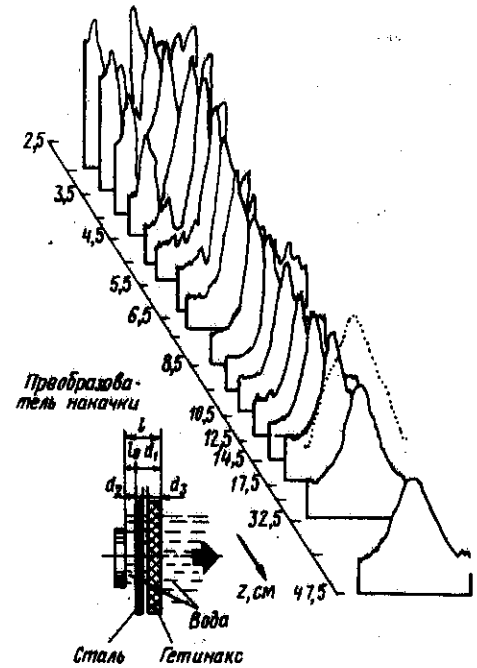


Рис. 5.11. Изменение поперечного распределения ВРЧ при увеличении расстояния z от системы слоев вода-сталь-вода-гетинакс

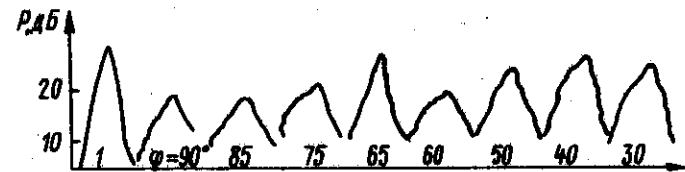


Рис. 5.12. Изменение диаграммы направленности ПА при повороте пластин на угол φ

накачки (рис. 5.12) диаграмма направленности ПА претерпевает значительные изменения [18]. На рисунке показаны снятые с самописца последовательные этапы изменения пространственного распределения амплитуды звукового давления ВРЧ при $F = 100$ кГц в дальнем поле (на расстоянии 60 см) при расположении латунной пластины толщиной 1 мм (волновая толщина равна 0,45) в 5 см от преобразователя накачки. Перемещения измерительного гидрофона производились параллельно поверхности воды в гидроакустическом бассейне. Значения углов поворота указаны около соответствующих кривых. С целью сравнения кривая I показывает угловое распределение звукового давления ПА для используемого в экспериментах параметрического прибора НАИ-5 при отсутствии пластины.

Анализ экспериментальных результатов рис. 5.12 показывает, что при нормальном к оси ПА положении ($\varphi = 90^\circ$) пластина уменьшает уровень сигнала ВРЧ (в данном случае для тонкой пластины на 8 дБ), диаграмма направленности из-за уменьшения области взаимодействия расширяется [38]. При уменьшении угла (при повороте пластины) φ от 90° происходят вначале незначительные изменения поперечного распределения ВРЧ. Но при $\varphi < 50^\circ$ уровень сигнала ВРЧ заметно возрастает и приближается к амплитуде звукового давления ВРЧ без пластины. Диаграмма направленности при $\varphi < 50^\circ$ обужается и становится более плавной. При некоторых значениях углов (см. при $\varphi = 65^\circ$) наблюдается заметный рост амплитуды ВРЧ, а диаграмма направленности становится близкой к таковой для ПА без пластины (сравните кривую I и кривую при $\varphi = 65^\circ$). Отмеченные особенности связаны с изменением конфигурации области взаимодействия и условиями распространения волн накачки при повороте пластины. Аналогичные измерения были проведены с пластинами из других материалов и иной волновой толщины [18, 19]. Рассмотренные закономерности сохранились.

Сохранение направленных свойств излучения ПА при работе преобразователя накачки в обтекателе или через систему защитных слоев наглядно иллюстрируется характеристиками параметрических режимов излучения в серийном рыбопоисковом навигационном комплексе „Сарган-М” и в станции „Пескарь” (см. гл. 8).

Глава 6

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ В РЕЖИМЕ САМОДЕТЕКТИРОВАНИЯ

ПА в режиме самодетектирования, сохраняя свои основные положительные качества, излучают широкополосный сигнал [21, 38, 86]. Эти совокупные качества находят разнообразные практические применения [27, 46, 88]. Обзор применений ПА в режиме самодетектирования приведен в гл. 1 и 8.

Теоретические основы явления самодетектирования изложены в гл. 3. Ниже рассмотрены особенности и свойства ПА в режиме самодетектирования применительно к задачам гидролокации [10 – 12, 88].

§ 6.1. Методика инженерного расчета характеристик ПА в режиме самодетектирования

Для расчета звукового давления самодетектированного сигнала на частоте Ω используем выражение (3.15), записанное в виде

$$P(\Omega) = ES(\Omega)I(z_1, \alpha, n, \theta_H), \quad (6.1)$$

где $E = \epsilon a^2 p_0^2 \exp(-z/l_3/4\rho_0 c_0^2)$; $S(\Omega)$ – спектральная плотность второй производной по времени от квадрата огибающей импульса накачки; $I(z_1, \alpha, n, \theta_H)$ – значение интеграла в правой части выражения (3.15) для конкретных значений $z_1 = z/l_D$, $\alpha = l_D/l_3$, $n = \Omega/2\omega_0$, $\theta_H^2 = \theta^2 K l_D$.

Полагая в выражении (6.1) $\theta_H = 0$, можно построить систему графиков для расчета осевых изменений спектров самодетектированных сигналов в виде зависимости I от n для различных значений параметра z при фиксированном α .

Приведенные на рис. 6.1 и в приложении на рис. П.3, а, б, в, г графики для функции $I(z_1, \alpha, n)$ позволяют оценить спектры НЧ самодетектированных сигналов на различных расстояниях от преобразователя накачки.

Для расчета спектра самодетектированного сигнала на заданном расстоянии от излучателя накачки необходимо:

- определить конкретные значения параметров α , z_1 ;
- рассчитать постоянную E в выражении (6.1);
- выбрать из набора графиков кривую $I(n)$, соответствующую вычисленным параметрам α , z_1 ;
- перемножить функцию $E I(n)$ на функцию $S(\Omega)$ для заданной формы огибающей импульса накачки.

Вид функции $S(\Omega)$ для различных огибающих импульса накачки приведен в предыдущих разделах (см. выражения (3.41) – (3.45) и др.).

Приведем примеры расчета некоторых характеристик ПА в режиме самодетектирования, следуя указанному порядку.

Пример 1. Рассчитать звуковое давление ПА в режиме самодетектирования в полосе частот от $F_1 = 18,75$ кГц до $F_2 = 21,25$ кГц на расстоянии 100 м при излучении антенной станции „Сарган” диаметром $2a = 0,32$ м колоколообразного импульса накачки с частотой заполнения $f_0 = 135$ кГц, длительностью на уровне $1/e$: $t_g = 30$ мкс в пресной воде. Эффективное звуковое давление волн накачки, приведенное к 1 м: $P_{гр,1м}^{эф} = 6 \cdot 10^5$ Па.

Последовательно рассчитаем
длину волны накачки $\lambda = c_0/f_0 = 1,5 \cdot 10^3/1,35 \cdot 10^5 = 1,11 \cdot 10^{-2}$ м;
площадь поверхности излучения антенны накачки $S = \pi a^2 = 3,14(0,16)^2 = 0,08$ м²;
длину зоны дифракции волн накачки $l = 5/\lambda = 0,08/1,11 \cdot 10^{-2} = 7,2$ м;

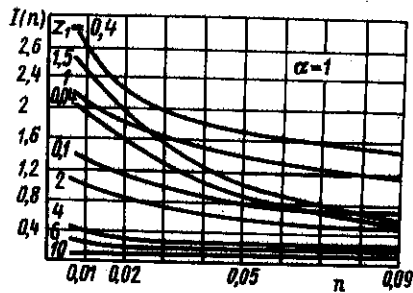


Рис. 6.1. Графики зависимости $I(n)$ для различных значений z_1 при $\alpha = 1$

$\times 1000 = 3 \cdot 10^{-8}$; $S(\Omega) = \Omega^2 (\pi/2)^{1/2} t_e \exp(-\Omega^2 t_e^2/8)$; $S(\Omega) = \Omega_0 = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^4$ ($2\pi \cdot 2 \cdot 10^4$)² $\times 1,25 \cdot 3 \cdot 10^5 \exp[-(2\pi \cdot 2 \cdot 10^4)^2 (3 \cdot 10^{-5})^2/8] = 10^5$; $\int_0^{\Omega_0} S(\Omega) d\Omega \approx S(\Omega_0) \Delta\Omega = 10^5 \cdot 6,28 \times 2,5 \cdot 10^3 = 157 \cdot 10^8$ (так как $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_1 \ll (\Omega_1 + \Omega_2)/2$).

Для определения величины I рассчитаем параметры α, z_1 : $\alpha = l_d/l_3 = 7,2/370 \approx 0,02$; $z = 100/7,2 = 14$; $n = 20/270 = 0,074$; находим $I = 0,8$.

В итоге звуковое давление

$$P(\Delta F) = E \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} S(\Omega) d\Omega (z_0) = 3 \cdot 10^{-8} \cdot 1,57 \cdot 10^9 \cdot 0,8 = 37,7 \text{ Па.}$$

Пример 2. Рассчитать нормированный амплитудный спектр звукового давления самодетектированного сигнала на расстоянии 70 м при излучении антенной станции „Сарган” диаметром $2a = 0,32$ м колоколообразного импульса накачки с частотой заполнения $f_0 = 135$ кГц, длительностью на уровне $1/e$: $t_e = 30$ мкс в пресной воде.

Рассчитаем основные параметры: $\alpha = 0,02$ (см. пример 1), $z_1 = 70/7,2 \approx 10$ из набора графиков при фиксированном $\alpha = 0,02$ (см. приложение) выбираем график при $z_1 = 10$ (кривая 1 на рис. 6.2). При гауссовой огибающей частота, соответствующая максимуму спектра $F_0 = 0,44/t_e = 0,44/30 \cdot 10^{-6} \approx 15$ кГц, откуда $n_e = 15/270 = 0,055$. Из выражения (6.1) и рис. 6.1 спектр $S(\Omega)$ графически представлен кривой 2 на рис. 6.2. Перемножив зависимости, представленные кривыми 1 и 2, получим искомый спектр в виде кривой 3 на указанном рис. 6.2.

Пример 3. Рассчитать нормированный амплитудный спектр звукового давления самодетектированного сигнала на расстоянии 100 м при излучении антенной

теоретическое значение длины зоны затухания $l_{3, \text{теор}} = 1/(2 \cdot 25 \cdot 10^{-15} \times 1,82 \cdot 10^{10}) = 1,11 \cdot 10^9$ м; величину длины зоны затухания в пресной воде в соответствии с рис. 6.5 из [38] $l_{3, \text{пр.в}} = 1,11 \cdot 10^9/3 = 370$ м; пиковое значение звукового давления волн накачки $p_{\text{пр.п.м}} = 8,46 \times 10^5$ Па;

звуковое давление на излучающей поверхности антенны $p_0 = 8,46 \cdot 10^5/7,2 = 1,17 \cdot 10^5$ Па;

постоянную величину $E = \epsilon_0 \rho_0^2$: $16 \cdot 10^9 \cdot 4(0,16)^2 (1,17 \cdot 10^5)^2 / 16(1500)^2 \times$

$\times 1000 = 3 \cdot 10^{-8}$; $S(\Omega) = \Omega^2 (\pi/2)^{1/2} t_e \exp(-\Omega^2 t_e^2/8)$; $S(\Omega) = \Omega_0 = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^4$ ($2\pi \cdot 2 \cdot 10^4$)² $\times 1,25 \cdot 3 \cdot 10^5 \exp[-(2\pi \cdot 2 \cdot 10^4)^2 (3 \cdot 10^{-5})^2/8] = 10^5$; $\int_0^{\Omega_0} S(\Omega) d\Omega \approx S(\Omega_0) \Delta\Omega = 10^5 \cdot 6,28 \times$

$\times 2,5 \cdot 10^3 = 157 \cdot 10^8$ (так как $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_1 \ll (\Omega_1 + \Omega_2)/2$).

Для определения величины I рассчитаем параметры α, z_1 : $\alpha = l_d/l_3 = 7,2/370 \approx 0,02$; $z = 100/7,2 = 14$; $n = 20/270 = 0,074$; находим $I = 0,8$.

В итоге звуковое давление

$$P(\Delta F) = E \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} S(\Omega) d\Omega (z_0) = 3 \cdot 10^{-8} \cdot 1,57 \cdot 10^9 \cdot 0,8 = 37,7 \text{ Па.}$$

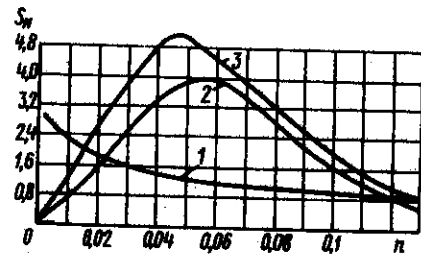


Рис. 6.2. Расчетные кривые

Рис. 6.3. Искомый спектр (кривая 3) и расчетные графики z функции I (при соответствующих параметрах α и z_1) и $S(n)$ при $A = 4$

накачки доплеровской гидроакустической станции типа системы PADS (см. табл. 2 в гл. 8) с шириной характеристики направленности на уровне $0,7$: $2\theta_{0,7} = 4,5^\circ$ импульса накачки с огибающей, близкой к прямоугольной, и частотой заполнения $f = 200$ кГц в пресной воде. Длительность импульса $2t_0 = 0,2$ мс, время нарастания и убывания фронтов импульса $2\tau = 0,05$ мс.

Рассчитаем основные параметры:

длину волн накачки $\lambda = c/f = 1500/2 \cdot 10^5 = 7,5 \cdot 10^{-3}$ м;

диаметр излучателя накачки $2a = 60 \cdot \lambda/2\theta_{0,7} = 60 \cdot 7,5 \cdot 10^{-3}/4,5 = 0,1$ м;

длину зоны дифракции $l_d = 3,14(5 \cdot 10^{-2})^2/7,5 \cdot 10^{-3} \approx 1$ м;

длину зоны затухания $l_{3, \text{теор}} = 1/2,25 \cdot 10^{-15} \cdot 4 \cdot 10^{10} = 500$ м; $l_{3, \text{пр.в}} = 500/3 = 1,66$; $\alpha = l_d/l_3 = 1/166 = 0,006$; $z_1 = z/l = 100/1 = 100$;

параметр $A = t_0/\tau = 4$.

При $\alpha = 0,006$; $z_1 = 100$ кривая $I(n)$ имеет вид кривой 1, на рис. 6.3 при $A = 4$ спектр $S(n)$ изображен кривой 2 на том же рисунке. В результате перемножения $S(n)$ на $I(n)$ получаем искомый спектр $S_n(n)$ (кривая 3 на рис. 6.3).

Пример 4. Рассчитать нормированный амплитудный спектр звукового давления самодетектированного сигнала на расстоянии 270 м при излучении антенной параметрической системы ближнего поля, испытывавшейся в системе типа NUSS (см. табл. 2 в гл. 8), диаметром $2a = 0,9$ м импульса накачки с реальной огибающей и частотой заполнения $f_0 = 65$ кГц в пресной воде. Длительность импульса $\tau_1 = 600$ мкс, время нарастания переднего фронта импульса $\tau_1 = 100$ мкс, время убывания заднего фронта импульса $\tau_2 = 200$ мкс.

Рассчитаем основные параметры: $\lambda = 1500/65 \cdot 10^3 = 2,3 \cdot 10^{-2}$ м; $l_d = 3,14(0,45)^2 : 2,3 \cdot 10^{-2} = 27$ м; $l_{3, \text{теор}} = 1/2,25 \cdot 10^{-15} \cdot (65)^2 \cdot 10^6 = 4800$ м; $l_{3, \text{пр.в}} = 4800/3 = 1600$ м; $\alpha = l_d/l_3 = 27/1600 = 0,017$; $z_1 = 270/27 = 10$; безразмерные параметры $c = T_2/T_1 = 6$; $B = T_2/T_1 = 2$.

При $\alpha = 0,017$ и $z_1 = 10$ график $I(n)$ имеет вид кривой 1 на рис. 6.4. При $c = 6$ и $B = 2$ спектр $S(n)$ изображен кривой 2 на том же рисунке. Перемножив $S(n)$ на $I(n)$, получим искомый спектр $S_n(n)$ в виде кривой 3 на рис. 6.4.

§ 6.2. Особенности экспериментальных методов исследования

Измерения основных характеристик ПА в режиме самодетектирования проводят в соответствии с правилами и методами акустических и радиоизмерений [53], а также с учетом особенностей измерений нелинейной гидроакустики [21, 38]. В области взаимодействия спектральных составляющих первичных импульсов накачки амплитуда звукового давления генерируемых НЧ-сигналов, как правило, меньше соответствующего уровня волн накачки. С целью подавления сигналов исходных частот на входе измерительного тракта устанавливают фильтры низких частот и режекторные фильтры, обеспечивающие подавление на 50–55 дБ сигналов, возникающих из-за нелинейности гидрофона. Измерительный тракт обеспечивает динамический диапазон не меньше 80 дБ и коэффициент нелинейных искажений менее 1%.

При измерениях спектральных характеристик с помощью анализатора спектра и записи результатов на самописец используется стробирование

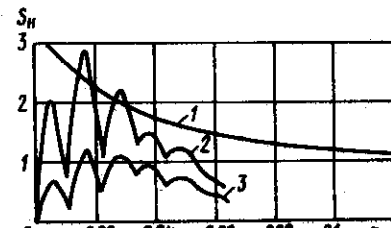


Рис. 6.4. Искомый спектр (кривая 3) и расчетные графики функции I и $S(n)$

во времени принимаемых импульсов, что позволяет устранить вредное влияние сигналов, отраженных от стенок измерительного гидроакустического бассейна, и электрической наводки на точность измерений.

Экспериментальные исследования ПА в режиме самодетектирования проведены в открытых водоемах, обеспечивающих условия „свободного поля”, а также в специализированных измерительных гидроакустических бассейнах. Ниже приведены результаты экспериментов для ПА серийной рыбопоисковой станции „Сарган-М”, имеющей излучающую многоэлементную антенну с резонансной частотой $f_0 = 135$ кГц, диаметром $2a = 300$ мм, и для пьезокерамического ВЧ-излучателя накачки с резонансной частотой $f_0 = 1,95$ МГц, диаметром $2a = 18$ мм.

В качестве приемника самодетектированных НЧ-сигналов при работе на частоте накачки $f_0 = 1,95$ МГц используется пьезокерамический гидрофон диаметром 2,5 мм с резонансной частотой ≈ 1 МГц. Неравномерность полосы пропускания приемного тракта в диапазоне частот до 200 кГц составляет 2 дБ, соблюдается линейность фазовых характеристик. Малые размеры излучателя и высокая частота накачки позволяют проводить измерения в сравнительно небольшом бассейне, оборудованном соответствующими координатными устройствами. При работе на частоте накачки $f_0 = 135$ кГц прием самодетектированных сигналов производится промышленными гидрофонами (типа 1П2Г, 1П2М, ВИМР). Измерение амплитуды спектральной составляющей самодетектированного сигнала осуществляется посредством измерения звукового давления p в полосе частот ΔF с помощью селективного вольтметра. Значение $A(F_0) = p/\Delta F$ соответствует амплитуде спектральной плотности звукового давления самодетектированного сигнала на центральной частоте полосы пропускания селективного вольтметра. При этом полоса пропускания ΔF выбирается наименьше значений по частотной оси между экстремумами спектральной плотности самодетектированного сигнала.

Структурная схема экспериментальной установки для исследования характеристик ПА в режиме самодетектирования при работе на частоте накачки $f_0 = 1,95$ МГц приведена на рис. 6.5. Излучающий тракт установки позволяет формировать излучение одиночных импульсов накачки с различными огибающими, а также периодических и нерегулярных последовательностей акустических импульсов. В режиме излучения одиночных импульсов синхронизатор 1 запускает генератор импульсов 2 с различной формой огибающей. При излучении периодической серии импульсов синхронизатор 1 запускает генератор прямоугольных импульсов 3 в ждущем режиме, задающий частоту следования импульсов в серии. Далее сигнал поступает на ждущий мультивибратор 4, в котором задается длительность импульсов. В режиме излучения нерегулярной кодовой последовательности импульсов синхронизатор 1 запускает последовательно соединенные мультивибраторы 5. Мультивибраторы 5.1, 5.3, ..., 5.2N+1 задают длительности импульсов в коде, мультивибраторы 5.2, 5.4, ..., 5.2N+2

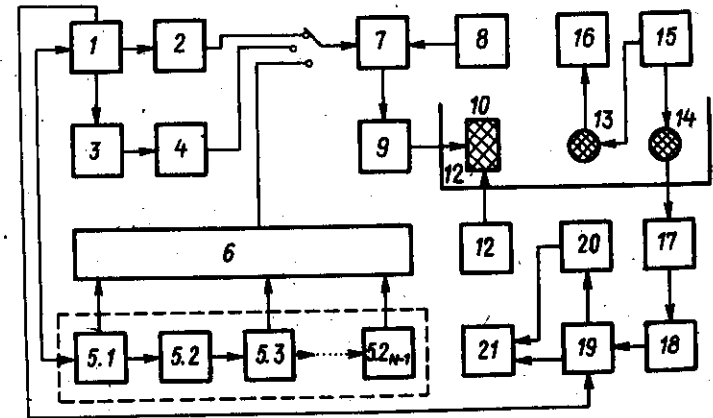


Рис. 6.5. Структурная схема экспериментальной установки

задают интервалы времени между импульсами (N – число излучаемых импульсов в коде). С выходов ждущих мультивибраторов 5.1, 5.3, ..., 5.2N+1 сигналы подаются на вход сумматора 6. В зависимости от режима работы переключатель П1 подключает ко входу амплитудного модулятора 7 выходы генератора импульсов различной формы 2, ждущего мультивибратора 4 или сумматора. На выходе амплитудного модулятора 7, второй вход которого соединен с выходом генератора 8 синусоидальных колебаний, формируются радиоимпульсы, которые затем усиливаются в усилителе мощности 9, подаются на преобразователь накачки 10 и излучаются в водную среду. Преобразователь накачки 10 размещен на координатном устройстве 12 в гидроакустическом бассейне 11. Прием волн накачки осуществляется ВЧ-гидрофоном 13. Образовавшиеся в среде самодетектированные сигналы принимаются НЧ-гидрофоном 14. Оба гидрофона размещены на передвижной каретке 15, которая может равномерно перемещаться в бассейне вдоль и поперек звукового пучка с помощью привода от самописца. Контроль амплитуды и формы сигнала накачки осуществляется осциллографом 16. С НЧ-гидрофона 14 сигналы через блок фильтров 17 поступают на широкополосный усилитель 18, где усиливаются и затем подаются на вход осциллографа 19, развертка которого запускается от синхронизатора 1. Зафиксированная на осциллографе форма самодетектированного сигнала однозначно определяет его спектр, который с помощью интеграла Фурье рассчитывается на ЭВМ. Измерение спектра самодетектированного сигнала производится последовательным анализатором спектра 20 с временем интегрирования $T = 5$ мс. Полученные обоими методами спектры сравнивались между собой. Запись спектра, а также осевых и угловых изменений звукового давления самодетектированного сигнала осуществляется с помощью самописца 21.

В натуральных экспериментах, в частности со станцией „Сарган-М”, для измерения звукового давления, создаваемого ПА в режиме самодетектирования, калиброванные гидрофоны опускаются в воду

с таким расчетом, чтобы они находились на оси излучения антенны накачки. Глубина погружения гидрофона выбирается из условия исключения влияния отражений от поверхности воды, грунта, борта судна и других отражающих объектов на результаты измерений. Самодетектированный в ПА сигнал принимается НЧ-гидрофоном и подается на вход приемного НЧ-усилительного тракта ($f_1 = 20$ кГц для станции „Сарган-М”). Пройдя через блок фильтров на входе усилительного тракта, полоса пропускания которых соответствует длительности излучаемой посылки, после усиления сигнал подается на вход осциллографа, где регистрируется его амплитуда. Звуковое давление определяется по обычной формуле $P = U/\gamma k$, где U – амплитуда сигнала на осциллографе, γ – чувствительность гидрофона, k – коэффициент усиления НЧ-усилительного тракта станции. Следует убедиться, что зафиксированный на осциллографе сигнал возник в результате самодетектирования первичного импульса накачки в воде, а не из-за нелинейности приемного тракта. Для этого подключается ко входу усилительного тракта дополнительный гидрофон, расположенный рядом с указанным выше измерительным НЧ-гидрофоном и имеющий чувствительность на частоте $f_1 = 20$ кГц в N раз меньшую чувствительности НЧ-гидрофона. Если в этом случае рассчитанный уровень звукового давления понизился в N раз, то с большей степенью достоверности можно считать правильными результаты измерений. Кроме того, следует выполнить традиционные для нелинейной гидроакустики [21, 38] проверочные измерения.

§ 6.3. Экспериментальные исследования осевого распределения формы и спектра самодетектированного сигнала ПА

Эксперименты проведены с функциями $f(\Omega t)$ огибающих ВЧ-сигналов накачки в виде прямоугольного, косинусоидального и колоколообразного импульсов [10, 12, 88]. Проведено одновременно сравнение экспериментальных и теоретических результатов в относительных единицах. В экспериментах осуществлен одновременный контроль по акустическому тракту формы и спектра волн накачки и генерируемых в антенне НЧ-сигналов.

На рис. 6.6 приведены расчетные (сплошные и штриховые линии) и экспериментальные (точки) спектральные характеристики и соответствующая каждому случаю форма самодетектированного сигнала (с экрана осциллографа) в ПА при излучении колоколообразного (см. ряд графиков на рис. 6.3, а) импульса накачки длительностью $\tau = 10$ мкс (на уровне 0,1) и прямоугольного импульса (см. ряд графиков на рис. 6.3, б) накачки длительностью $\tau = 25$ мкс на расстояниях от преобразователя накачки $z = 0,5l, 3l, 5l, 20l$ (в экспериментах $l = 10$ см). При расчетах использована аппроксимация прямоугольного импульса в соответствии с выражением (3.43). На оси излучателя ($\theta = 0^\circ$) спектры изображены сплошными линиями, под углом ($\theta = 4^\circ$) –

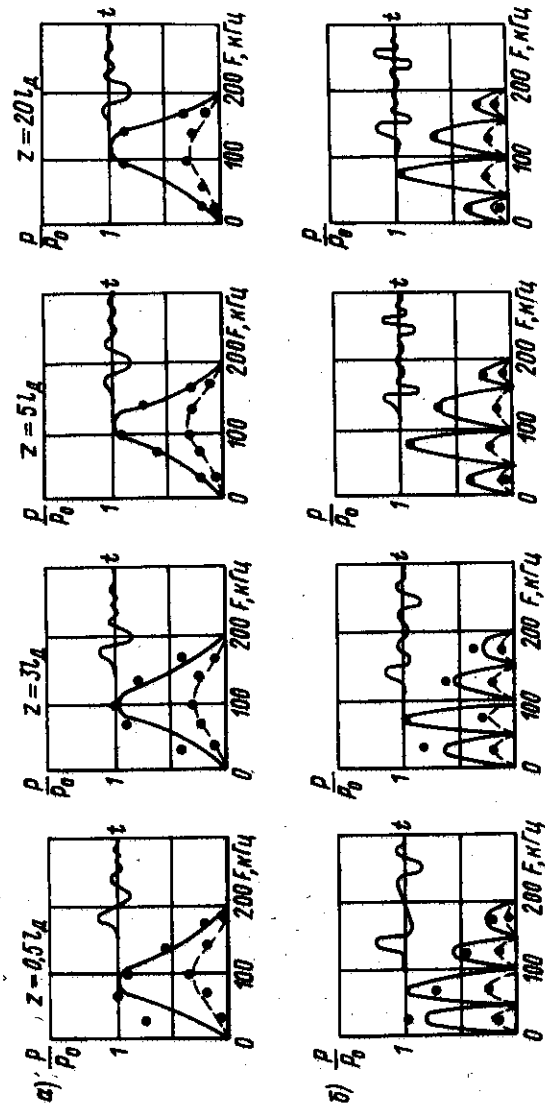


Рис. 6.6. Осевые и угловые изменения спектра самодетектированных сигналов на разных расстояниях z от преобразователя накачки при излучении колоколообразного (а) и прямоугольного (б) импульсов

штриховыми. Видно, что энергия спектра самодетектированных импульсов сосредоточена в диапазоне частот от 0 до 200 кГц. Форма и спектр НЧ-сигнала непрерывно изменяются по мере его распространения (ср. рис. 6.6 при $z = 0,5l, 3l, 5l$) и стабилизируются в дальней зоне излучателя накачки (см. рис. 6.3 при $z = 5l$ и $20l$). В условиях эксперимента самодетектированный сигнал можно считать сформированным на расстоянии $z = 5l$. При этом его форма определяется второй производной по времени от квадрата огибающей исходного импульса ($\sim d^2f^2(\Omega t)/dt^2$), что находится в соответствии с теорией. Максимум энергии спектра генерируемого в среде НЧ-сигнала смещается в высокочастотную область, что объясняется особенностями АЧХ ПА и, в частности, влиянием дифракционной расходимости звукового пучка.

При повороте исследуемой ПА на угол $\theta = 4^\circ$ форма и спектр самодетектированного сигнала изменяются (ср. сплошные и пунктирные кривые на рис. 6.6). В ближней зоне максимум энергии спектра смещается в более высокочастотную область, в дальней зоне — в низкочастотную. Это обусловлено различной дифракционной расходимостью спектральных составляющих НЧ-сигнала. Рассматриваемый случай ПА является промежуточным между вестервельтовской моделью ПА и моделью, в которой преобладающее влияние на формирование характеристик оказывают процессы дифракции, и более близок к последней модели.

При самодетектировании колоколообразного импульса накачки ПА излучает широкополосный НЧ-сигнал, энергия спектра которого сосредоточена в одном максимуме (см. рис. 6.6, а) в полосе частот, определяемой длительностью импульса. На рис. 6.7 приведены экспериментально зафиксированная на осциллографе в дальней зоне излучателя накачки форма (см. рис. 6.7, а) и записанный на самописце спектр (см. рис. 6.7, б) самодетектированного сигнала, генерируемого при излучении колоколообразного импульса накачки длительностью $\tau = 10$ мкс (на уровне 0,1).

При самодетектировании прямоугольного импульса накачки (а именно такой импульс излучают многочисленные гидроакустические и ультразвуковые приборы) в водной среде формируется ПА с широкополосным низкочастотным сигналом. Рис. 6.7, в иллюстрирует экспериментально зафиксированную осциллограмму формы, а рис. 6.7, г — записанный на самописце спектр НЧ-сигнала в дальней зоне излучателя накачки при самодетектировании прямоугольного акустического импульса длительностью $\tau = 25$ мкс. Спектр, приведенный на рис. 6.7, г, имеет интерференционные максимумы и минимумы, образовавшиеся из-за суперпозиции спектров двух сдвинутых во времени противофазных скачков акустического давления, показанных на рис. 6.7, в.

При самодетектировании косинусоидального импульса (рис. 6.8) в дальней зоне излучателя накачки спектр образующегося в ПА сигнала имеет достаточно ярко выраженный максимум в низкочастотной части спектра. Из экспериментальных данных (см. рис. 6.7 и 6.8)

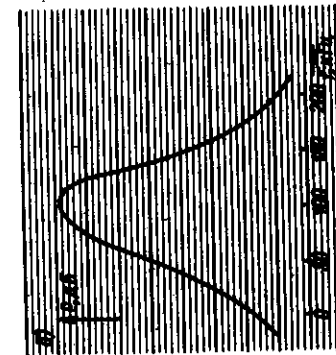
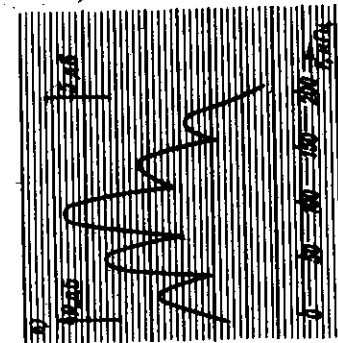
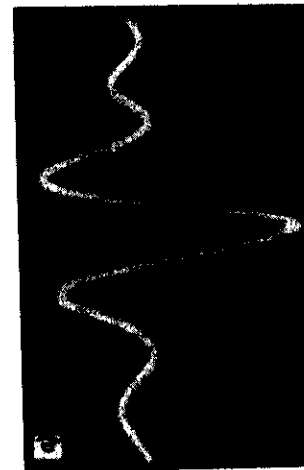
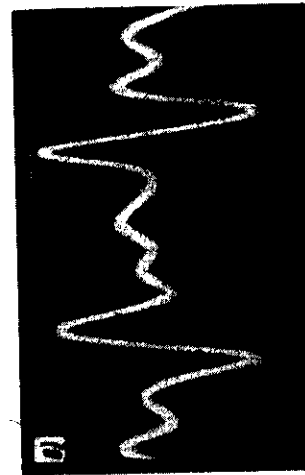


Рис. 6.7. Осциллограммы формы (а, в) и записанные на самописце спектры (б, г) самодетектированного сигнала при излучении колоколообразного импульса длительностью $\tau = 10$ мкс (а, б) и прямоугольного импульса накачки с $\tau = 25$ мкс (в, г).

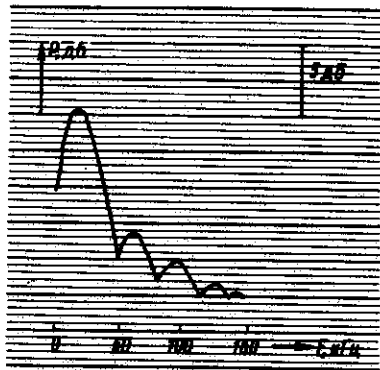


Рис. 6.8. Записанный на ленту самописца спектр НЧ-сигнала при самодетектировании косинусоидального импульса накачки ($\tau_{и} = 30$ мкс)

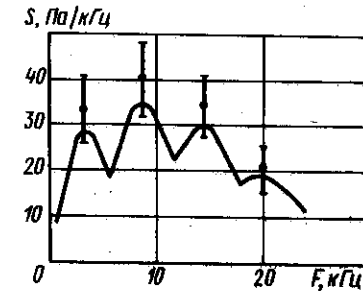


Рис. 6.9. Спектр самодетектированного сигнала при излучении импульса накачки антенной станции „Сарган“

видно, что спектр самодетектированного НЧ-сигнала зависит от функции огибающей первичного импульса накачки.

Для рыбопоискового навигационного комплекса „Сарган“, где впервые внедрена ПА с режимом самодетектирования, спектр самодетектированного сигнала, образующегося на расстоянии $z = 20$ м при излучении импульса накачки с частотой заполнения $f_0 = 135$ кГц при антенне диаметром $2a = 300$ мм, представлен на рис. 6.9. Расчетные результаты даны сплошной линией, экспериментальные данные показаны точками с доверительным интервалом в виде вертикального отрезка. При расчете $T_1 = 25$ мкс, $T_2 = 60$ мкс, $T_3 = 175$ мкс.

Распределение звукового давления на оси ПА в режиме самодетектирования во многом сходно с традиционным распределением обычной двухчастотной ПА. На рис. 6.10 приведено осевое распределение

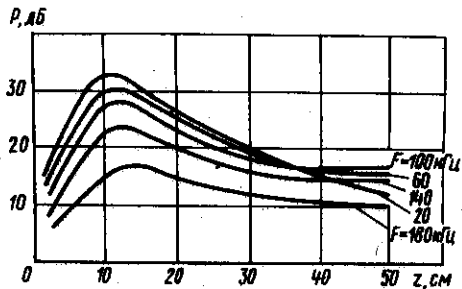


Рис. 6.10. Осевые распределения звукового давления на частотах максимумов генерируемого спектра

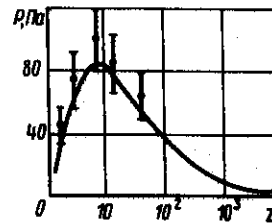


Рис. 6.11. Осевое распределение звукового давления ПА в режиме самодетектирования станции „Сарган-М“

Сплошная кривая — расчет, точки — эксперимент

звукового давления НЧ-сигнала на частотах максимумов спектра, генерируемого при самодетектировании прямоугольного импульса длительностью $\tau = 40$ мкс. Видно, что наиболее резко после характерного максимума на расстоянии L_d убывают НЧ-составляющие спектра, что обусловлено их значительной дифракционной расходимостью. Дифракция ответственна за перераспределение энергии в спектре НЧ-сигнала при его удалении от преобразователя накачки. Положение частот максимумов в спектре определяется соотношением $F_m = (2m - 1)/2\tau$, где m — порядковый номер максимума в спектре.

Для ПА в режиме самодетектирования станции „Сарган-М“ осевое распределение звукового давления приведено на рис. 6.11. Сплошная кривая соответствует расчетным значениям, точками показаны результаты эксперимента (вертикальные линии дают доверительный интервал). Уровень звукового давления измерялся с помощью гидрофона и селективного вольтметра, настроенного на центральную частоту $f_1 = 20$ кГц в определенной полосе частот от Ω_1 до Ω_2 . Расчет звукового давления в указанной узкой полосе частот проводили по выражению (6.1). Измерения осевого распределения звукового давления, создаваемого станцией „Сарган-М“ при работе в режиме параметрического излучения, проводились в гидроакустическом бассейне и морских условиях. Морские испытания по измерению уровня звукового давления гидрофона „Сарган-М“ при работе ПА в режиме самодетектирования (см. гл. 8) на больших расстояниях (более 50 м) проводились с помощью вспомогательного судна с измерительным гидрофоном. Оба судна устанавливались на якорь. Дистанция между судами контролировалась с помощью гидролокатора.

§ 6.4. Диаграмма направленности

Диаграмма направленности ПА в режиме самодетектирования имеет характерный для обычной параметрической антенны вид. На рис. 6.12 приведены для сравнения записанные на ленту самописца диаграммы направленности ПА в режиме самодетектирования для прямоугольного импульса накачки длительностью $\tau_{и} = 25$ мкс с $f_0 = 1,95$ МГц и в режиме двухчастотного возбуждения для случая $F = 100$ кГц с той же частотой накачки. Видно, что диаграммы направленности не имеют боковых лепестков и практически не различаются.

Изменение формы огибающей

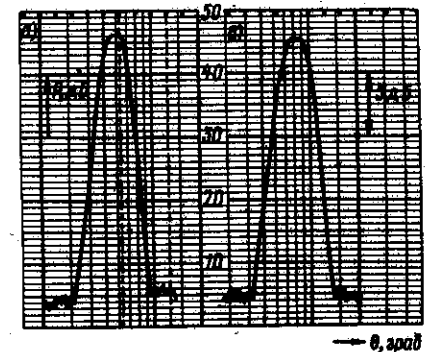


Рис. 6.12. Диаграммы направленности ПА в режиме самодетектирования (а) прямоугольного импульса накачки и в режиме двухчастотного возбуждения (б)

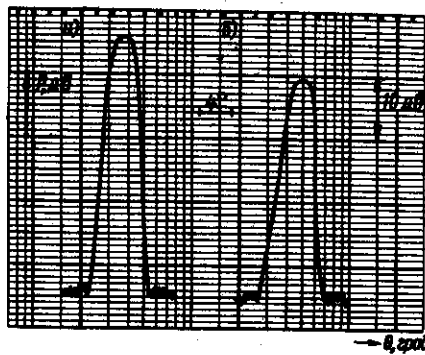


Рис. 6.13. Диаграммы направленности ПА в режиме самодетектирования колоколообразных импульсов накачки длительностью $\tau_{и} = 10$ мкс (а) и $\tau_{и} = 20$ мкс (б)

Рис. 6.14. Диаграммы направленности рыбопоискового навигационного комплекса „Сарган-М” в режиме параметрического излучения на частоте $F = 20$ кГц (кривая 1) и традиционных линейных режимах излучения на частоте накачки $f_0 = 135$ кГц (кривая 2) и низкой частоте $f_1 = 20$ кГц (кривая 3)

импульса накачки и его длительности мало влияют на диаграмму направленности самодетектированного сигнала. Это видно из сравнения экспериментальных данных, изображенных на рис. 6.12 и 6.13. На последнем приведены диаграммы направленности ПА в режиме самодетектирования колоколообразных импульсов накачки разной длительности.

Экспериментальные диаграммы направленности антенны рыбопоискового навигационного комплекса „Сарган-М” для режима параметрического излучения на частоте $F = 20$ кГц (кривая 1) и обычных линейных режимов излучения на частоте накачки $f_0 = 135$ кГц (кривая 2) и на низкой частоте $f_1 = 20$ кГц (кривая 3) приведены на рис. 6.14. Видно, что ПА в режиме самодетектирования на частоте $F = 20$ кГц практически не имеет боковых лепестков в излучении, ее диаграмма направленности плавная, и по ширине она близка к ширине диаграммы на частоте накачки $f_0 = 135$ кГц, но значительно уже, чем при непосредственном излучении частоты $f_1 = 20$ кГц. Последняя является одной из рабочих частот станций. За счет указанных свойств НЧ самодетектированного сигнала режим параметрического излучения дает ряд преимуществ при практическом использовании станции „Сарган-М” в промышленных условиях (см. гл. 8).

6.5. Влияние длительности импульса, затухания и дифракции волн накачки

Временная протяженность импульса накачки определяет его спектральный состав и соответственно влияет на спектр самодетектированного

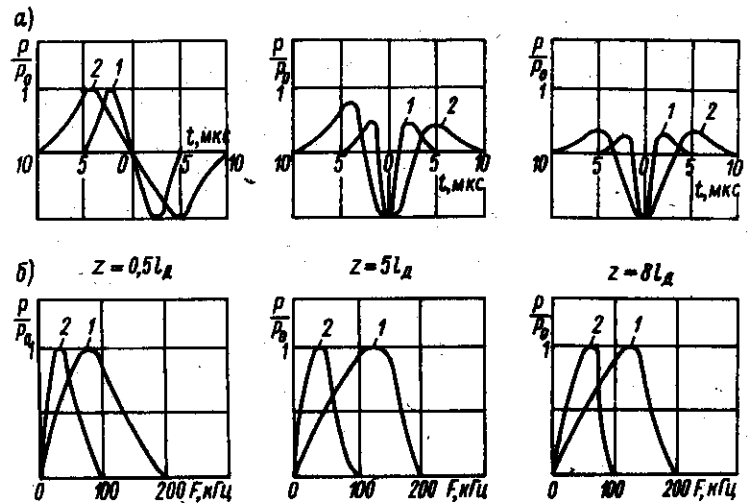
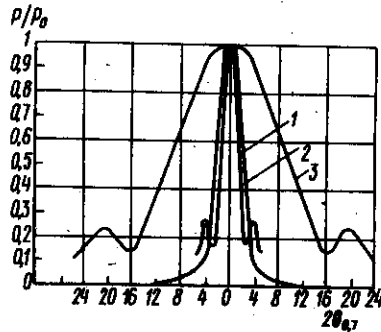


Рис. 6.15. Осевые изменения формы (а) и спектра (б) самодетектированных сигналов при длительностях колоколообразного импульса накачки $\tau_{и} = 10$ мкс (кривые 1) и $\tau_{и} = 20$ мкс (кривые 2)

сигнала. Рассмотрим влияние длительности импульса накачки при прямоугольной и колоколообразной огибающих на пространственные изменения формы и спектра самодетектированных сигналов. На рис. 6.15 приведены экспериментально зафиксированные изменения формы и спектра самодетектированных сигналов вдоль оси излучателя накачки для $z = 0,5l, 5l$ и $8l$ при колоколообразной огибающей сигнала накачки для длительностей импульса $\tau_{и} = 10, 20$ мкс. Увеличение длительности импульса приводит к смещению спектра самодетектированного сигнала в низкочастотную область. При этом увеличивается расстояние стабилизации $z_{ст}$ формы (и спектра) самодетектированного НЧ-импульса, когда форма НЧ-сигнала описывается второй производной по времени от квадрата огибающей импульса накачки. Так, при $\tau_{и} = 10$ мкс $z_{ст} = 5l$, при $\tau_{и} = 20$ мкс $z_{ст} = 8l$. Наблюдается аналогия с двухчастотным режимом возбуждения ПА, при котором длина области формирования ее характеристик $\sim \omega/\Omega$.

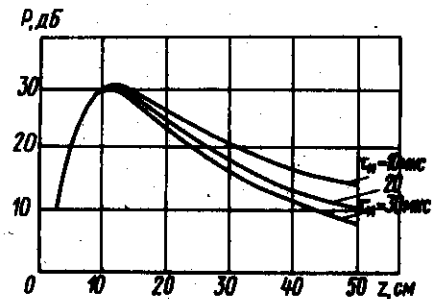


Рис. 6.16. Осевое распределение звукового давления самодетектированного сигнала при различных длительностях колоколообразного импульса накачки

Увеличение длительности колоколообразного импульса накачки от $\tau_{и} = 10$ мкс до $\tau_{и} = 20$ мкс

практически не влияет на угловые зависимости изменения формы и спектра самодетектированных сигналов.

Обратно пропорциональная зависимость ширины спектра самодетектированного сигнала от длительности колоколообразного импульса накачки приводит к заметному влиянию дифракции НЧ составляющих, что проявляется, например, в характерном поведении осевых распределений амплитуды звукового давления НЧ-сигнала (рис. 6.16) при различных длительностях исходного импульса $\tau_{и} = 10, 20, 30$ мкс (прием сигналов широкополосный). Из рисунка видно, что более резко после характерного максимума P на расстоянии l_d убывает амплитуда звукового давления НЧ-импульса большей длительности.

При самодетектировании прямоугольного ВЧ акустического импульса накачки в ПА генерируется НЧ-сигнал, спектр которого имеет интерференционные максимумы и минимумы с периодом повторения, обратно пропорциональным длительности импульса. Ширина спектра НЧ-сигнала при этом определяется временами нарастания и убывания фронтов ВЧ-импульса накачки. На рис. 6.17, а, б приведены записанные на самописец спектры самодетектированных НЧ-сигналов прямоугольных импульсов накачки, длительностью $\tau_{и} = 20, 40$ мкс. Результаты экспериментов показали, что осевые и угловые изменения формы и спектра самодетектированных сигналов при различных длительностях прямоугольных импульсов накачки идентичны и соответствуют ранее проведенному анализу.

Рассмотрим влияние расстояния дифракции l_d и длины области взаимодействия первичных волн накачки на спектр самодетектированного НЧ-сигнала.

Для искусственного уменьшения длины области взаимодействия (затухания) волн накачки использовался акустический фильтр, позволяющий подавлять первичное излучение на величину порядка 40 дБ. Подавление при этом в полосе частот самодетектированного сигнала составляло 2–3 дБ. На рис. 6.18 приведены спектры НЧ самодетектированного сигнала на оси $\theta = 0^\circ$ излучателя накачки (см. рис. 6.18, а)

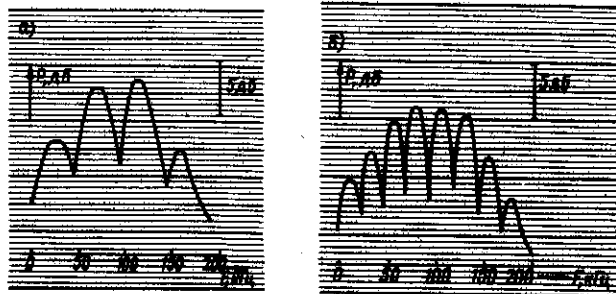


Рис. 6.17. Спектры самодетектированных сигналов на оси ПА при излучении прямоугольных импульсов накачки длительностью $\tau_{и} = 20$ мкс (а) и $\tau_{и} = 40$ мкс (б)

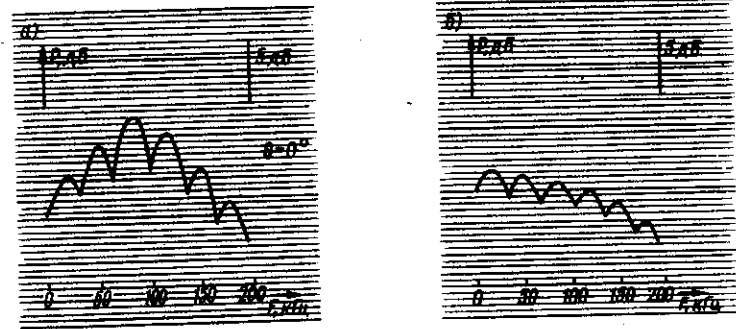


Рис. 6.18. Спектры НЧ-самодетектированных сигналов на оси (а) и под углом (б) при наличии акустического фильтра

и под углом $\theta = 3^\circ$ (см. рис. 6.18, б), генерируемого в ПА на расстоянии $z = 2l_d$ при самодетектировании прямоугольного импульса накачки длительностью $\tau_{и} = 30$ мкс в условиях расположения акустического фильтра на расстоянии $z = l_d$. Видно, что при ограничении длины области взаимодействия волн накачки расстояние стабилизации спектра и формы самодетектированного сигнала уменьшается. Для данного случая при расстоянии порядка $z = 2l_d$ самодетектированный сигнал уже сформировался, и его форма пропорциональна второй производной по времени от квадрата огибающей импульса накачки. При повороте излучателя накачки на угол $\theta = 3^\circ$ (см. рис. 6.18, б) максимум энергии спектра смещается в низкочастотную область, форма сигнала при этом близка к первой производной по времени от квадрата огибающей импульса накачки.

Варьирование длины зоны дифракции l_d осуществлялось посредством уменьшения активного диаметра преобразователя накачки с помощью специальных кольцевых накладок из пористой резины. На рис. 6.19 приведен спектр самодетектированного сигнала на расстоянии $z = 25$ см при излучении прямоугольного импульса накачки длительностью $\tau_{и} = 30$ мкс. При этом длина дифракции была уменьшена до $l_d = 2,5$ см. Видно, что в дальней зоне излучателя накачки

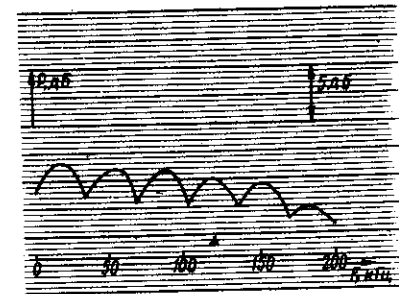


Рис. 6.19. Спектр самодетектированного сигнала на расстоянии $z = 25$ см при $l_d = 2,5$ см

распределение энергии в спектре сигнала соответствует первой производной по времени от квадрата огибающей первичного импульса. Соотношение между длинами затухания и дифракции волн накачки в рассматриваемом случае характерно для режимов работы реальных гидроакустических систем.

§ 6.6. Характеристики ПА при самодетектировании периодической серии импульсов

Амплитуду принимаемого самодетектированного сигнала на заданной частоте можно увеличить, используя не отдельный импульс, а серию коротких импульсов накачки в пределах одной посылки. Такой режим ПА применяют в серийной гидроакустической аппаратуре.

Рассмотрим характеристики серии импульсов накачки. На рис. 6.20 приведены экспериментальные результаты для дальней зоны излучателя

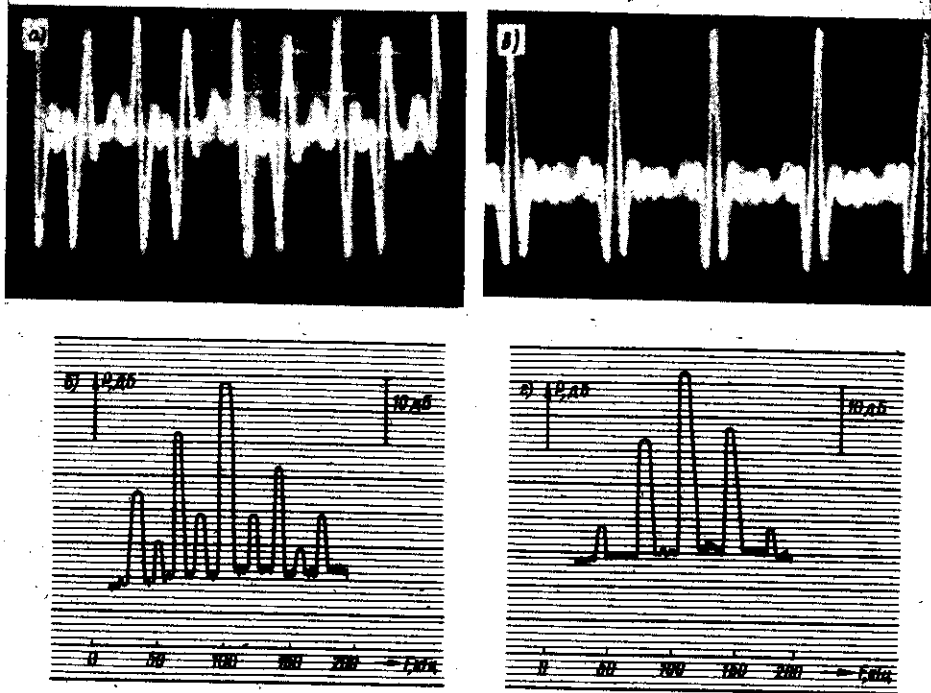


Рис. 6.20. Осциллограммы формы (а, в) и записи на ленту самописца спектров (б, г) самодетектированных сигналов в дальней зоне ПА соответственно для периодической серии прямоугольных (а, б) и колоколообразных (в, г) импульсов накачки

накачки в виде огибающей формы и спектров самодетектированных НЧ-сигналов при излучении в воду серии импульсов накачки с прямоугольной и колоколообразной огибающими. Видно, что диапазон частот, в котором расположены спектральные составляющие серии самодетектированных сигналов, определяется временем нарастания и убывания фронтов в случае прямоугольной огибающей (см. рис. 6.20, а, б) или длительностью импульсов накачки при колоколообразной огибающей. Расстояние по частотной оси между спектральными компонентами равно частоте следования импульсов в серии (см. рис. 6.20, в, г). Энергия спектральных составляющих сосредоточена в полосе частот, обратно пропорциональной длительности посылки. Это позволяет осуществить прием самодетектированных эхо-сигналов в более узкой полосе частот без потерь энергии, по сравнению со случаем излучения одиночного импульса накачки. Если длительность посылки намного больше времени повторения импульсов в серии, спектр можно приближенно считать дискретным.

Ширина диаграммы направленности ПА для трех центральных спектральных составляющих серии самодетектированных НЧ-сигналов (см. рис. 6.20,), как видно из экспериментальных результатов (рис. 6.21), остается практически одинаковой. Свойство постоянства ширины диаграммы направленности в значительной полосе разностных частот является общим для всех режимов ПА.

ПА в режиме самодетектирования периодической серии импульсов внедрена в серийном рыбопоисковом навигационном комплексе „Сарган-М” (гл. 8). На рис. 6.22 приведены расчетный (сплошной линией) и экспериментальный (точками с доверительным интервалом в виде отрезка прямой) спектры самодетектированных сигналов

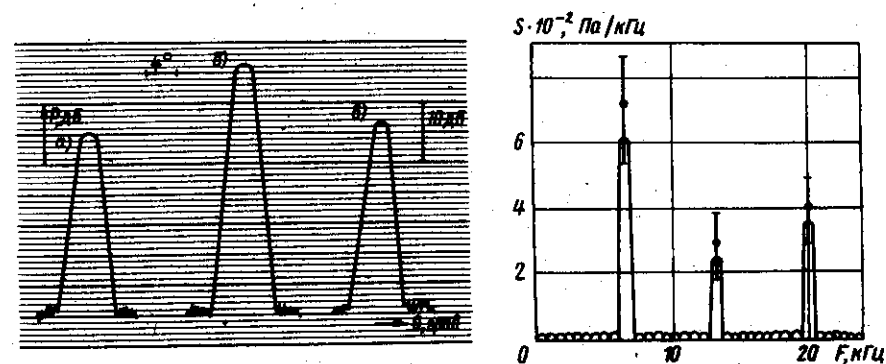


Рис. 6.21. Диаграммы направленности отдельных НЧ-спектральных составляющих серии самодетектированных колоколообразных импульсов накачки (а — $F = 80$ кГц, б — 120 кГц, в — 160 кГц)

Рис. 6.22. Спектр самодетектированных НЧ-сигналов при излучении периодической серии импульсов антенной станцией „Сарган-М”

на расстоянии 20 м при излучении антенной станции „Сарган-М” периодической серии импульсов с частотой заполнения $f_0 = 135$ кГц в пределах одной посылки длительностью $T_{\Pi} = 3$ мс. При расчетах учитывались следующие значения параметров: $\tau_1 = 25$ мкс, $\tau_2 = 60$ мкс, $\tau_3 = 90$ мкс, $\tau_4 = 150$ мкс. Видно, что спектр излучения ПА достаточно широк, но в приеме станции используется только одна спектральная компонента самодетектированного сигнала с частотой $F = 20$ кГц.

§ 6.7. „Мертвая зона” ПА в режиме самодетектирования

Локация объектов вблизи традиционной линейной антенны ограничена так называемой „мертвой зоной”, возникающей вследствие невозможности во время излучения осуществлять прием отраженных сигналов [53]. Величина „мертвой зоны” $l_{м.з} \approx ct/2$, где t — длительность излучаемого импульса. С этой величиной связаны и ограничения разрешающей способности станции по дальности. В реальных ситуациях на протяженность „мертвой зоны” оказывают влияние время восстановления приемного тракта и реверберация, возникающая вблизи антенны. В случае использования в линейных системах разделенных в пространстве излучающей и приемной антенн практически не удается уменьшить „мертвую зону”, так как излучаемый сигнал, имеющий ту же частоту, что и отраженный от объекта локации, воздействует на приемный тракт.

Самодетектированные сигналы, как мы убедились, имеют весьма малую временную и пространственную протяженность, соизмеримую с шириной фронта импульса накачки, и отличающийся от излучаемого накачкой спектр. Поэтому ПА в режиме самодетектирования может быть использована в гидроакустических приборах с малой „мертвой зоной” и повышенной разрешающей способностью по лучу.

Модельные эксперименты в гидроакустическом бассейне по определению „мертвой зоны” ПА в режиме самодетектирования показали, что отраженные самодетектированные сигналы регистрируются непосредственно во время излучения первичных импульсов, „мертвая зона” практически отсутствует. Испытания были перенесены в натурные

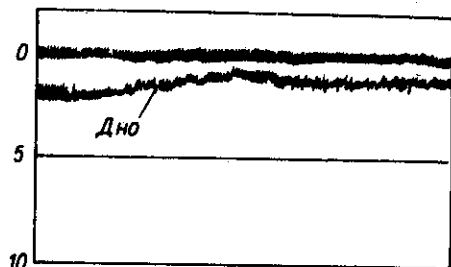


Рис. 6.23. Эхограмма записи дна Азовского моря при проверке минимальной величины „мертвой зоны” режима параметрического излучения станции „Сарган-М”

условия и показали хорошие результаты; на рис. 6.23 приведена эхограмма записи дна в режиме параметрического излучения с самодетектированием импульсов посылки станции „Сарган-М” (см. гл. 8). Скорость хода судна была до 10 уз. При работе в режиме параметрического излучения запись дна устойчива до минимальной глубины 0,8 м (см. рис. 6.23); отсутствует характерная реверберация, имеющая место при работе в линейных традиционных режимах. Резкому уменьшению „мертвой зоны” способствует также отсутствие боковых лепестков в диаграмме направленности, использование разделенных по частоте приемного и излучающего трактов, а также характерные особенности осевого распределения звукового давления ПА.

Глава 7

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ АНТЕННА В РЕЖИМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

Одно из основных свойств ПА — возможность направленного излучения широкополосных сигналов с большой базой (произведение ΔFt порядка 10^3), наиболее ярко проявляется при передаче различных частотно-модулированных сигналов [15, 21, 71]. Применение ЧМ-модуляции в параметрических гидролокаторах позволило резко увеличить информационную емкость сигнала за счет увеличения полосы рабочих частот, повысить коэффициент использования мощности выходного каскада излучающего тракта, при приеме реализовать выигрыш в ослаблении помех по сравнению с АМК, снизить при этом пик-фактор и др. Рассмотрим характеристики ПА в режиме излучения ЧМ-сигналов.

§ 7.1. Методика экспериментальных исследований

Измерение характеристик ПА в режиме излучения широкополосных модулированных сигналов проводится в соответствии с правилами и методиками обычных гидроакустических измерений [53], а также особенностями измерений нелинейной акустики [21, 38], которые в особой степени проявляются в ближней зоне, где амплитуда звукового давления ВРЧ намного меньше амплитуды волн накачки. С целью устранения возможных искажений, возникающих вследствие прямого излучения сигналов разностной частоты преобразователем накачки, между выходом усилителя мощности и преобразователем устанавливают дополнительный фильтр верхних частот, а непосредственно перед измерительным гидрофоном — акустический фильтр с подавлением сигнала на 1–1,5 дБ в полосе частот ВРЧ 5–200 кГц и на 20–25 дБ в полосе частот 1,5–3 МГц волн накачки. Кроме того, между гидрофоном

и полосовым усилителем устанавливают режекторный фильтр на полюсу частот накачки с режекцией 50–56 дБ.

Структурная схема установки для исследования характеристик ПА в режиме излучения широкополосных модулированных сигналов представлена на рис. 7.1. Функционально ее можно разделить на три части: I – устройство формирования исходного электрического сигнала накачки; II – устройство усиления и излучения сигнала накачки в среду; III – устройство приема, обработки и регистрации сигнала и измерения его характеристик. Рассмотрим работу каждого из этих устройств в отдельности. Устройство формирования исходного электрического сигнала накачки предназначено для работы в следующих режимах: 1) формирования опорного монохроматического и АМ-сигналов; 2) формирования двух синфазных АМК; 3) формирования двух противофазных АМК; 4) формирования опорного монохроматического и ЧМ-сигналов; 5) формирования двух противофазных ЧМК; 6) формирования двух синфазных ЧМК; 7) формирования опорного монохроматического и линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ) сигналов; 8) формирования опорного монохроматического и квадратично-модулированного (КЧМ) сигналов.

В режиме I формирователь работает следующим образом. С генераторов ЧМ-колебаний 1 и 2, модулирующие входы которых замкнуты коммутатором на „землю”, синусоидальные колебания с частотами ω_0 и ω_n подаются на амплитудные модуляторы 7 и 6. С задающего генератора модулирующей частоты 12 сигнал через парафазный усилитель 8 поступает на коммутатор 3. Коммутатор подает модулирующее напряжение на модулятор 7, замыкая на землю модулирующий вход модулятора 6. Таким образом, монохроматический и АМ-сигналы с выходов модуляторов 6 и 7 соответственно подаются на линейный сумматор 11. С выхода сумматора сигнал, представляющий собой „биения”

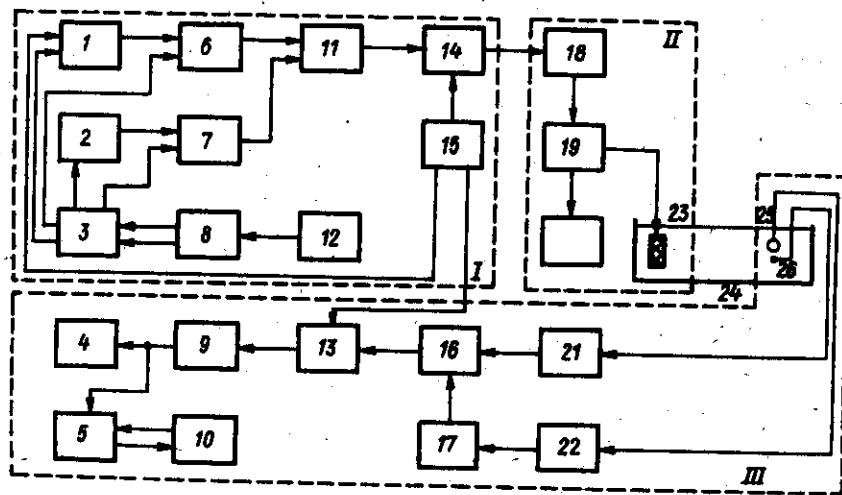


Рис. 7.1. Структурная схема установки

монохроматического и АМК, поступает на импульсный модулятор 14, управляемый импульсным генератором 15. С выхода импульсного модулятора сформированный исходный электрический сигнал подается в устройство усиления и излучения сигнала. Работа формирователя в режиме 2 отличается от режима 1 тем, что амплитудные модуляторы 6 и 7 управляются одним и тем же напряжением. В режиме 3 на модуляторы 6 и 7 поступают два одинаковых, но противофазных модулирующих сигнала. В режиме 4 коммутатор 3 подает модулирующий сигнал не на амплитудный модулятор 7, а на модулирующий вход генератора ЧМ-колебаний 2. В режиме 5 два одинаковых противофазных сигнала подаются на генераторы 1 и 2. В режиме 6 частоты генераторов ЧМК управляются одним и тем же напряжением. Режим 7 отличается от предыдущих тем, что генератор 1 управляется пилообразным напряжением, подаваемым с импульсного генератора 15. Модулирующие входы остальных устройств закорочены. Режим 8 аналогичен режиму 7, но отличается от него тем, что с импульсного генератора 15 снимается не пилообразный, а экспоненциальный $[1 - \exp(-t/t_0)]$ импульс. Имеется возможность работы формирователя в режимах 1–6 как в непрерывном режиме излучения, так и в импульсном.

С формирователя исходный электрический сигнал подается в устройство усиления и излучения сигнала, состоящее из усилителя мощности (нелинейного акустического излучателя НАИ-5) 18, фильтра верхних частот 19 и излучателя накачки 23, представляющего собой круглый поршневой пьезокерамический преобразователь диаметром 18 мм с резонансной частотой $f_0 = 1812$ кГц (в ряде экспериментов $f_0 = 2060$ кГц), жестко закрепленный по краям. Характеристики прибора типа НАИ описаны в [38].

Сигнал ВРЧ, генерируемый ПА, принимается НЧ-гидрофоном 25 ($f_p \approx 270$ кГц) и через режекторный фильтр 22 подается на полосовой усилитель 17, с выхода которого поступает на коммутатор 16.

Сигнал накачки принимается миниатюрным гидрофоном 26 и через полосовой усилитель 21 подается также на вход коммутатора 16. С выхода коммутатора сигнал, параметры которого необходимо измерить, поступает на импульсный модулятор 13, управляемый задержанными по отношению к моменту излучения импульсами, снимаемыми с выхода импульсного генератора 15. С выхода импульсного модулятора сигнал, параметры которого необходимо измерить, подается через согласующее устройство 10 на осциллограф 4 и анализатор спектра 5.

С выхода схемы второй промежуточной частоты сигнал, амплитуда которого пропорциональна соответствующей спектральной плотности анализируемого процесса, поступает на вход самописца уровня 6, который механически управляет частотой первого гетеродина анализатора спектра. Таким образом, на ленте самописца вычерчивается спектр анализируемого сигнала. Контроль параметров сигнала накачки осуществляется через гидрофон и приемный электронный тракт. Предусмотрен также контроль параметров электрического сигнала, поступающего с выхода усилителя мощности на преобразователь,

с помощью осциллографа 20 (9 – предусилитель; 24 – гидроакустический бассейн).

§ 7.2. Накачка из суммы монохроматического и фазо- или частотно-модулированных сигналов

Пусть преобразователь излучает сигнал накачки в виде суммы двух колебаний с угловой модуляцией:

$$p(z=0, \tau) = A_1 \cos [\omega_1 \tau + \varphi_1(\tau)] + A_2 \cos [\omega_2 \tau + \varphi_2(\tau)], \quad (7.1)$$

где $\varphi_{1,2}(\tau)$ – закон модуляции фазы сигналов накачки с несущими частотами $\omega_{1,2}$. Полагаем, что сигналы накачки являются достаточно узкополосными, т. е. $d\varphi_1(\tau)/d\tau \ll \omega_1$; $d\varphi_2(\tau)/d\tau \ll \omega_2$.

Представляя квадрат огибающей в виде суммы квадратурных составляющих, имеем

$$A^2(\tau) = A_0^2 \{1 + K^{-2} + 2K^{-1} \cos [\Omega_H \tau + \varphi_1(\tau) - \varphi_2(\tau)]\}, \quad (7.2)$$

где $K = A_2/A_1$, $\Omega_H = \omega_1 - \omega_2$.

Рассмотрим ПА в режиме излучения преобразователем накачки суммы опорного монохроматического колебания и фазомодулированного колебания с гармоническим законом модуляции. В этом случае

$$K = 1; \varphi_2(\tau) = 0; A^2(\tau) = 2A_0^2 \{1 + \cos [\Omega_H \tau + \varphi_1(\tau)]\}.$$

В общем случае частотная зависимость сигнала ВРЧ при модулированной накачке довольно сложна (см. гл. 3). Но для отдельных участков на оси ПА указанная зависимость носит линейный или квадратичный закон изменения от частоты Ω . При этом форма сигнала звукового давления ВРЧ имеет простое аналитическое выражение в виде первой или второй производных по времени от квадрата огибающей (см. главу 3). Соответствующие выражения для звукового давления ВРЧ получаются в виде

$$P(z, \tau) \sim A_0^2 [\Omega_H + \partial\varphi(\tau)/\partial\tau] \sin [\Omega_H \tau + \varphi_1(\tau)]; \quad (7.3)$$

$$P(z, \tau) \sim A_0^2 \{ [\Omega_H + \partial\varphi(\tau)/\partial\tau]^2 \cos [\Omega_H \tau + \varphi_1(\tau)] + \partial^2\varphi(\tau)/\partial\tau^2 \sin [\Omega_H \tau + \varphi_1(\tau)] \}. \quad (7.4)$$

Видно, что сигнал ВРЧ представляет собой фазомодулированный сигнал. Амплитудный множитель в выражении (7.3) пропорционален мгновенной частоте $d\varphi(\tau)/d\tau$ сигнала ВРЧ. Поэтому сигнал ВРЧ имеет паразитную амплитудную модуляцию, которая в зоне $\sim \partial^2\varphi(\tau)/\partial\tau^2$, как следует из выражения (7.4), усиливается. И, кроме того, здесь возникает

паразитная фазовая модуляция ВРЧ. В силу нечувствительности, как правило, детекторов сигналов с угловой модуляцией к паразитной амплитудной модуляции в практической реализации приемлемы случаи $d\varphi/d\tau \sim \Omega_H$. Однако в силу требования снижения нелинейных искажений необходимо соблюдать, как следует из выражения (7.4), соотношение $d^2\varphi(\tau)/d\tau^2 < [\Omega_H + d\varphi(\tau)/d\tau]^2$. Максимальная величина $d\varphi(\tau)/d\tau$ имеет смысл девиации частоты, а соответственно $d^2\varphi(\tau)/d\tau^2$ – смысл максимальной модулирующей частоты. В дальнейшем будем полагать, что условие

$$\partial^2\varphi(\tau)/\partial\tau^2 < \partial\varphi(\tau)/\partial\tau < \Omega_H \quad (7.5)$$

выполняется, и поэтому членами, описывающими паразитную фазовую модуляцию, можно пренебречь.

Полученные соотношения можно использовать и для случая взаимодействия монохроматического и ЧМ-сигналов накачки при гармонической функции модуляции

$$p(z=0, \tau) = A_0 \{ \cos \omega_0 \tau + \cos [\omega_H \tau + \varphi(\tau)] \},$$

где $\varphi(\tau) = m \sin \Omega_M \tau$, $d\varphi/d\tau = \delta \cos \Omega_M \tau$; $m = \delta/\Omega_M$ – индекс модуляции, δ – девиация частоты, Ω_M – круговая частота модуляции, ω_H – несущая частота накачки.

При этом в соответствии с выражениями (7.3) и (7.4) для ПА имеем

$$P(z, \tau) = \epsilon A_0^2 l_3 \Omega_H (4\rho_0 c_0^4)^{-1} (1 + \delta \Omega_H^{-1} \cos \Omega_M \tau) \sin (\Omega_H \tau + m \sin \Omega_M \tau); \quad (7.6)$$

$$P(z, \tau) = \epsilon A_0^2 l_3 \Omega_H^2 a^2 (8\rho_0 c_0^4 z)^{-1} (1 - \delta \Omega_H^{-1} \cos \Omega_M \tau)^2 \times \\ \times \cos (\Omega_H \tau + m \sin \Omega_M \tau), \quad (7.7)$$

где Ω_H – несущая частота ВРЧ.

Из этих соотношений следует, что сигнал ВРЧ представляет собой ЧМ-колебание с параметрами модуляции m , Ω_M накачки. Имеет место паразитная амплитудная модуляция. Искажение амплитуды модуляции зависит от индекса модуляции, частоты модуляции и несущей частоты ВРЧ. На рис. 7.2 представлены нормированные экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (крестики) спектральные диаграммы исходных сигналов накачки (a, z) и ЧМ-сигналов ВРЧ (b, e, d, e) при следующих параметрах сигналов накачки: $f_H = 1810$ кГц, частоты опорного монохроматического сигнала $f_0 = 1710$ и 1760 кГц, частоты модуляции $F_M = 10$ кГц, несущие частоты ВРЧ $F_H = 100$ кГц (b, d) и 50 кГц (e, e) при индексах модуляции $m = 2$ (a, b, e) и $m = 3$ (z, d, e).

Анализ представленных экспериментальных результатов подтверждает

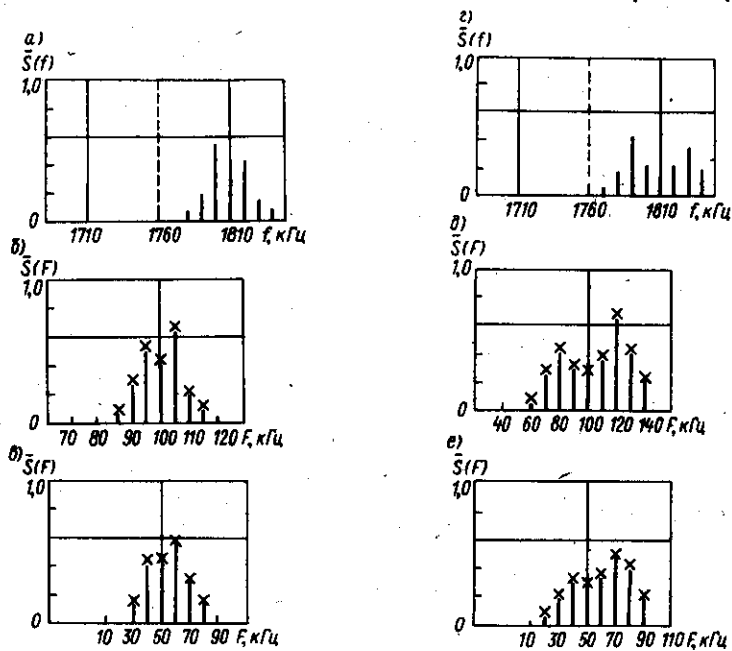


Рис. 7.2. Спектральные диаграммы сигналов накачки (а, б) и ЧМ-сигналов ВРЧ (в, г, д, е) для $F_H = 100$ кГц (б, д) и 50 кГц (е, е) при $m = 2$ (а, б, в) и $m = 3$ (г, д, е)

сделанный вывод, что сигнал ВРЧ является ЧМ-сигналом, параметры которого (частота и индекс модуляции) равны соответствующим параметрам исходного ЧМ-сигнала. Имеет место паразитная амплитудная модуляция, проявляющаяся в ослаблении амплитуд более низких

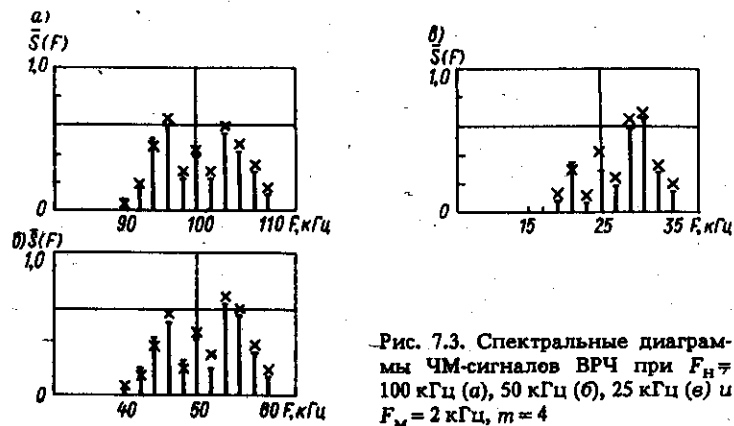


Рис. 7.3. Спектральные диаграммы ЧМ-сигналов ВРЧ при $F_H = 100$ кГц (а), 50 кГц (б), 25 кГц (в) и $F_H = 2$ кГц, $m = 4$

по частоте спектральных составляющих по отношению к более высоким. Указанное ослабление усиливается с понижением величины несущей частоты ВРЧ или расширением полосы частот, занимаемой спектром сигнала ВРЧ. На рис. 7.3 представлены нормированные экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (крестики) спектрограммы сигнала для случая $f_H = 1870$ кГц, $F_m = 2$ кГц, $m = 4$, $F_H = 100, 50, 25$ кГц, из которых еще более наглядно видно усиление паразитной амплитудной модуляции с понижением величины несущей частоты ВРЧ. Наблюдается совпадение теоретических и экспериментальных результатов.

Касаясь вопроса нелинейных искажений, возникающих при передаче информации посредством ПА, следует отметить, что в отличие от случая с АМ-сигналами (см. гл. 3) при частотной модуляции указанные искажения практически не возникают. Но при переходе с амплитудной на частотную модуляцию возникает паразитная амплитудная модуляция, значительно влияющая на выигрыш в отношении сигнал/шум (или в помехоустойчивости). При большой девиации частоты ($\delta > \Omega_H$) следует учитывать изменения мгновенного отношения сигнал/шум, обусловленного паразитной АМ- и ЧМ-сигнала ВРЧ.

§ 7.3. Сигналы накачки из двух противофазных и синфазных ЧМК

Рассмотрим случай противофазной угловой модуляции компонент ЧМК-сигнала накачки. В этом случае $K = 1$, $\varphi_1(\tau) = -\varphi_2(\tau) = \varphi(\tau)$ и выражение для квадрата огибающей (7.2) приобретает вид

$$A^2(\tau) = 2A_0^2 \{1 + \cos[\Omega_H \tau + 2\varphi(\tau)]\} \quad (7.8)$$

Из выражения (7.8) следует, что в случае противофазной модуляции компонент ЧМК-сигнала накачки происходит удвоение индекса угловой модуляции сигнала ВРЧ. От этого возрастает помехоустойчивость и информационная емкость сигнала ВРЧ. Сигнал накачки занимает довольно значительную полосу частот. Начинают сказываться завалы АЧХ преобразователя накачки. Однако при работе на скатах АЧХ исходного преобразователя можно добиться, как покажем ниже, определенного подавления паразитной АМ-сигнала ВРЧ [15]. Для ската амплитудно-частотной характеристики преобразователя накачки можно полагать $f(\omega) \sim |\Delta\omega_0 / (\Delta\omega_0 + \Omega_p)|$, где Ω_p — расстройка относительно резонансной частоты, $2\Delta\omega_0$ — полоса пропускания по уровню - 3 дБ. При этом, если принять в выражении (7.1) $K = 1$; $\varphi_1(\tau) = -\varphi_2(\tau) = \varphi(\tau)$; $\omega_1 = \omega_0 - \Delta\omega_0$; $\omega_2 = \omega_0 + \Delta\omega_0$, тогда с учетом соотношений (7.5) получим

$$P(z, \tau) \sim 8A_0^2 \Delta\omega_0^2 \cos[2\Delta\omega_0 \tau + 2\varphi(\tau)] \quad (7.9)$$

Сравнение выражений (7.4) и (7.9) показывает, что влияние ската

В случае взаимодействия двух одинаковых синфазных ЧМ-сигналов $[K = 1, \varphi_1(\tau) = \varphi_2(\tau)]$ для сигнала ВРЧ из выражения (7.2) получаем

$$P(z, \tau) = 2A_0^2 (1 + \cos \Omega_H \tau), \quad (7.10)$$

т. е. при синфазной угловой модуляции с одинаковыми законами изменения $\varphi(\tau)$ и $d\varphi(\tau)/d\tau$ составляющих сигнала накачки сигнал ВРЧ не содержит компонент угловой модуляции. Экспериментальные результаты (рис. 7.5) подтверждают сделанный вывод. Сигнал накачки в виде двух одинаковых синфазных ЧМ-колебаний при $f_{H1} = 1760$ кГц, $f_{H2} = 1860$ кГц и $m_1 = m_2 = 2$ (см. рис. 7.5, а) имеет нормированный спектр, совершенно сходный с рис. 7.4, б. Однако сигнал ВРЧ в случае взаимодействия синфазных ЧМ-колебаний содержит только одну составляющую несущей разностной частоты $F_H = 100$ кГц. С точки зрения передачи ЧМ-сигнала ВРЧ с помощью ПА случай синфазной частотной модуляции накачки не имеет смысла рекомендовать для практического использования.

§ 7.4. Режим излучения линейно-частотно-модулированных сигналов

ПА впервые в гидроакустике предоставляют возможность излучать так называемые сложные сигналы с большой базой B . С помощью согласованной фильтрации и корреляции сложные гидроакустические сигналы позволяют решать задачу обнаружения полезного сигнала на фоне маскирующего широкополосного шума при энергии сигнала намного меньшей, чем энергия шума. В системах локации часто используется простейший из сложных сигналов — ЛЧМ-сигнал. Уже созданы и используются варианты параметрических гидролокаторов (см. гл. 8 и § 7.7, 7.8) с режимом излучения ЛЧМ-сигналов.

Рассмотрим режим ПА при излучении преобразователем накачки опорного монохроматического сигнала и ЛЧМ сигнала такими, что

$$\varphi(\tau) = \omega_0 \tau + \beta \tau^2 / 2; \quad d\varphi(\tau)/d\tau = \omega_0 + \beta \tau; \quad d^2\varphi(\tau)/d\tau^2 = \beta, \quad (7.11)$$

где δ — девиации частоты; $\beta = \delta/\tau_H$; τ_H — длительность импульса, в пределах которого меняется частота. В этом случае в ближней зоне на оси ПА звуковое давление ВРЧ имеет [15] следующую величину:

$$P(z, \tau) = \epsilon A_0^2 l_3 \Omega_H (4\rho_0 c_0^4)^{-1} [1 - \exp(-z/l_3)] (1 + \beta\tau/\Omega_H) \times \\ \times \sin(\Omega_H \tau + \beta\tau^2/2) \quad (7.12)$$

и соответственно в зоне, где $P \sim d^2\varphi(\tau)/d\tau^2$,

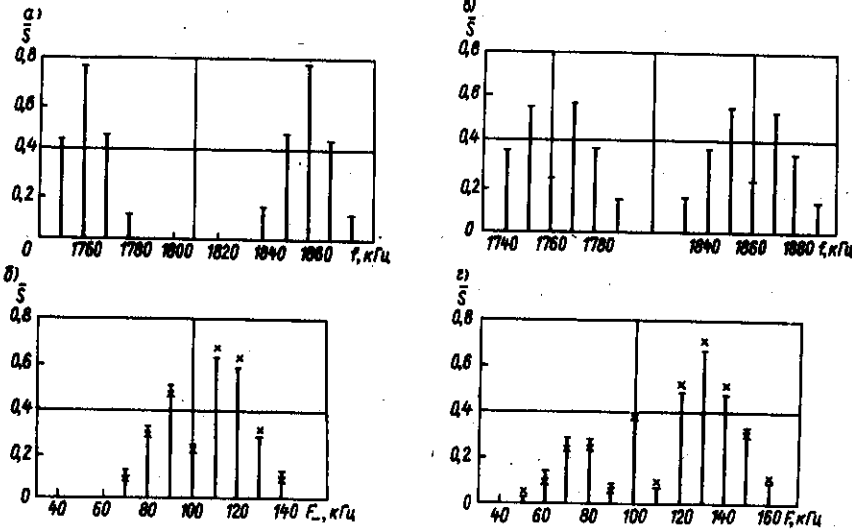


Рис. 7.4. Нормированные спектральные диаграммы сигналов накачки (а, е) и сигналов ВРЧ (б, з) при противофазной ЧМ для коэффициентов модуляции волн накачки $m_{1,2} = 1$ (а, б) и $m_{1,2} = 2$ (е, з)

АЧХ преобразователя накачки приводит к подавлению паразитной амплитудной модуляции сигнала ВРЧ.

Результаты экспериментов с двумя противофазными ЧМ-сигналами накачки (рис. 7.4) с несущими частотами $f_{H2} = 1860$ кГц и $f_{H1} = 1760$ кГц при частотах модуляции $F_{M1} = F_{M2} = 10$ кГц, при индексах модуляции $m_1 = m_2 = 1$ (см. рис. 7.4, а, б) и $m_1 = m_2 = 2$ (см. рис. 7.4, в, з) показывают, что сигналы ВРЧ (см. рис. 7.4, б, з) представляют собой ЧМ-колебания с частотой модуляции, равной частоте модуляции ЧМ-сигналов накачки, и индексом модуляции, равным сумме индексов модуляции исходных колебаний. Расчетные значения показаны крестиками.

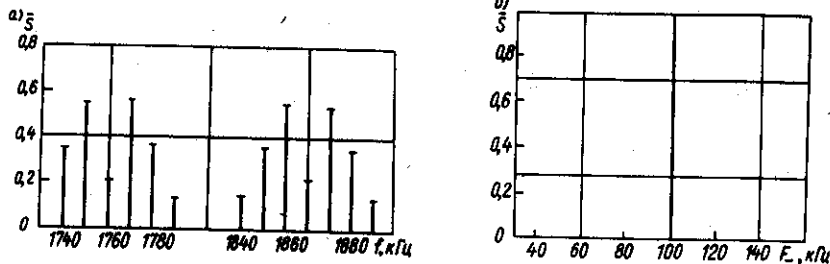


Рис. 7.5. Спектральные диаграммы сигналов синфазной ЧМ-накачки (а) и образующегося в ПА сигнала ВРЧ (б)

$$P(z, \tau) = \epsilon A_0^2 I_a^2 \Omega_H^2 (\delta \rho_0 c_0^2 z)^{-1} [(1 + \beta \tau / \Omega_H) \cos(\Omega_H \tau + \beta \tau^2 / 2) + \beta \Omega_H^{-2} \sin(\Omega_H \tau + \beta \tau^2 / 2)], \quad (7.13)$$

где Ω_H — нижняя граничная частота ЛЧМ-сигнала ВРЧ.

Из приведенных соотношений видно, что в любой точке на оси ПА сигнал ВРЧ представляет собой ЛЧМ-колебание, амплитуда звукового давления которого в ближней зоне пропорциональна Ω_H , а далее $\sim \Omega_H^2$. Наблюдается паразитная амплитудная модуляция, происходящая по законам $[1 + \delta(\tau/\Omega_H)]$ или $[1 + \delta(\tau/\Omega_H)]^2$. Кроме того, в дальней зоне ПА имеется паразитная фазовая модуляция, описываемая членом с множителем β/Ω_H^2 . Ее влияние можно снизить, оптимизируя параметры излучаемого сигнала.

Оценим влияние члена с коэффициентом β/Ω_H^2 в выражении (7.13). Учитывая, что база сложного сигнала $B = \delta \tau_H$, имеем $\beta/\Omega_H^2 = (\delta/\Omega_H)^2 B^{-1}$. Отметим, что в принципе возможен случай $\delta/\Omega_H \gg 1$. Кроме того, именно это свойство ПА является наиболее ценным с точки зрения повышения разрешающей способности по дальности путем оптимальной обработки при приеме эхо-сигнала. Известно, что согласованная фильтрация возможна только в случае минимальных фазовых искажений. В таком случае условие осуществимости согласованной фильтрации можно записать в виде

$$(\delta/\Omega_H)^2 \ll B. \quad (7.14)$$

Путем согласованной фильтрации можно добиться увеличения разрешающей способности по дальности до величины порядка $\Delta z = 1/\delta$ и повышения отношения сигнал/шум предельно в $B^{1/2}$ раз.

Если проектировать параметрический гидролокатор с ЛЧМ-сигналом, исходя только из соображения повышения разрешающей способности по дальности, выражение (7.14) удобнее использовать в виде

$$\tau_H \gg c_0/\Omega_H \Delta z. \quad (7.15)$$

Если исходить только из условия повышения помехоустойчивости, то соответственно получается условие

$$\tau_H \gg B^{1/2}/\Omega_H. \quad (7.16)$$

В экспериментах использовался режим излучения монохроматического опорного и ЛЧМ-колебаний накачки, хотя можно применять и метод излучения двух противофазных ЛЧМ-сигналов.

На рис. 7.6 представлены наложенные с некоторым смещением спектры сигнала ВРЧ в отсутствие модуляции (кривая 1) и сигнала ВРЧ при ЛЧМ-модуляции (кривая 2). Запись спектров произведена с помощью анализатора спектра и самописца уровня. Из-за конструктивных особенностей самописца на данном и последующих рисунках

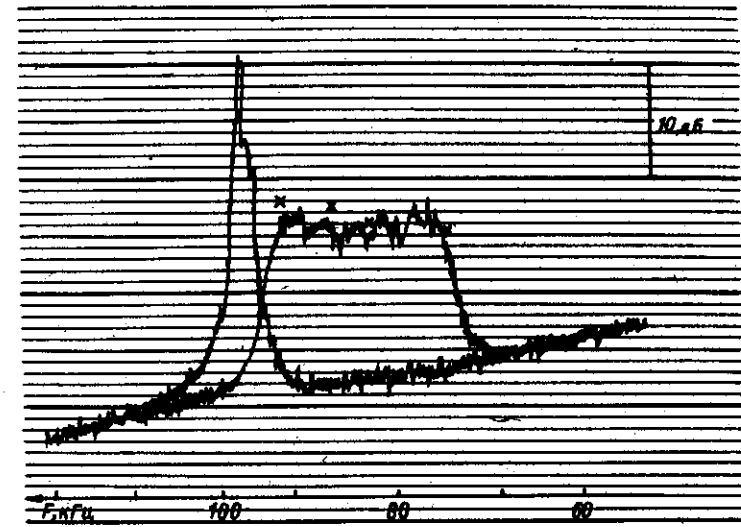


Рис. 7.6. Спектрограммы сигнала ВРЧ без модуляции (кривая 1) и при линейной частотной модуляции (кривая 2)

горизонтальная координата разностной частоты F направлена справа налево. Сигнал накачки имеет следующие параметры: частоту опорного монохроматического сигнала $f_0 = 2110$ кГц; нижнюю граничную частоту исходного ЛЧМ-сигнала, от которой происходит линейное приращение частоты, $f_{н.гр} = 2010$ кГц; девиацию частоты $\delta = 25$ кГц; длительность излучаемого импульса $\tau_H = 10$ мс. Соотношения между спектральными плотностями сигнала ВРЧ в отсутствие модуляции, при наличии модуляции и в отсутствие сигнала ВРЧ (спектральная плотность шумов) позволяют с помощью основных характеристик ПА производить при необходимости количественные измерения спектральной плотности сигнала ВРЧ.

Анализ спектров (см. рис. 7.6) показывает, что сигнал ВРЧ является ЛЧМ-колебанием с девиацией, равной девиации частоты исходного ЛЧМ-сигнала накачки. Иными словами, база сложного сигнала при гетеродинировании „вниз” в ПА остается неизменной. Наблюдается паразитная амплитудная модуляция, выражающаяся в уменьшении спектральной плотности сигнала с понижением частоты. Следует иметь в виду, что значение уровня спектральной плотности сигнала в данном случае необходимо рассчитывать как разность между общим уровнем спектральной плотности измеряемого процесса и уровнем шумов. Запись спектров ВРЧ на самописец произведена в логарифмическом масштабе.

На спектрограмме ЛЧМ-сигнала ВРЧ (см. рис. 7.6) крестиками отмечены расчетные значения спектральной плотности, полученные согласно выражению (7.13). Наличие паразитной амплитудной модуляции

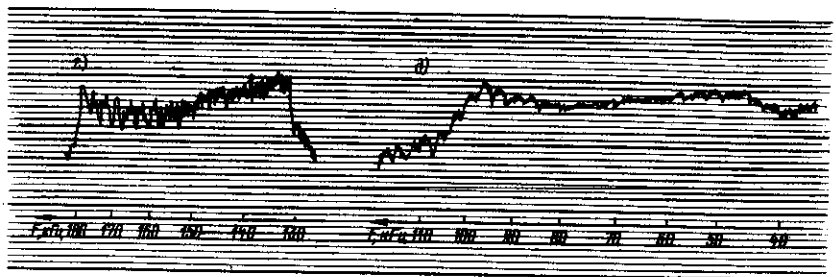
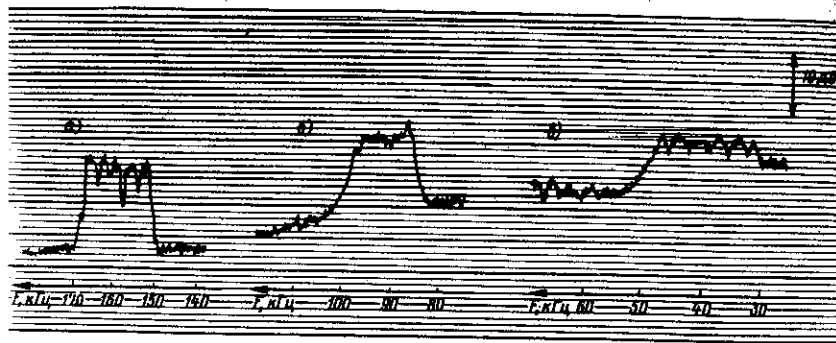


Рис. 7.7. Спектрограммы ЛЧМ сигналов ВРЧ длительностью $\tau_{и} = 20$ мс для различных значений верхней граничной разностной частоты $F_{гр}$ и девиации δ

приводит к изменению мгновенного отношения сигнал/шум (при спектральном рассмотрении – к переменному отношению спектральной плотности сигнала к спектральной плотности шума в зависимости от частоты). Вследствие этого в случае нормализации спектра сигнала для последующей согласованной фильтрации методом клиппирования интегральное соотношение сигнал/шум снижается. Отсюда следует важный с точки зрения практического применения ПА в режиме излучения широкополосных сигналов вывод о предпочтительности построения устройства нормализации спектра принимаемого сигнала по методу частотной коррекции с последующим (для ряда сигналов) частичным клиппированием.

В режиме излучения ЛЧМ-сигналов ВРЧ была проведена серия экспериментов при варьировании нижней граничной частоты $F_{гр}$, девиации δ , а также длительности импульса $\tau_{и}$. Результаты экспериментов приведены на рис. 7.7–7.9.

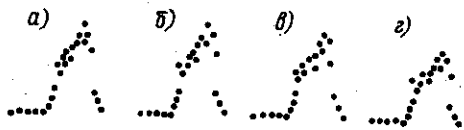


Рис. 7.8. Спектры ЛЧМ-сигнала ВРЧ на расстояниях $z = 1,5, 10$ и 20 м (а, б, в, г) на оси ПА параметрического гидролокатора ПГЛ-5М

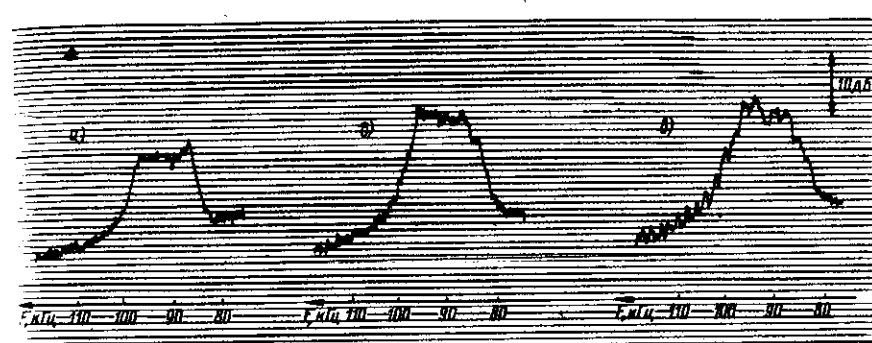


Рис. 7.9. Спектрограммы ЛЧМ-сигналов ВРЧ с базами $B = 300$ (а), 30 (б) и $7,5$ (в)

На рис. 7.7 представлены спектры ЛЧМ-сигнала ВРЧ при длительностях импульса $\tau_{и} = 20$ мс для двух значений девиации частоты $\delta \approx 17$ кГц при верхней граничной разностной частоте $F_{гр} = 170$ кГц (см. рис. 7.7, а), $F_{гр} = 100$ кГц (см. рис. 7.7, б); $F_{гр} = 50$ кГц (см. рис. 7.7, в) и $\delta = 50$ кГц при $F_{гр} = 170$ кГц (см. рис. 7.7, г) и $F_{гр} = 100$ кГц (см. рис. 7.7, д). Анализ результатов (см. рис. 7.7) показывает, что при ЛЧМ-модуляции сигнал ВРЧ полностью сохраняет параметры модуляции δ и $\tau_{и}$ волн накачки, а степень паразитной амплитудной модуляции усиливается с расширением относительной полосы частот, занимаемой спектром сигнала. Аналогичные выводы получаем при рассмотрении АМ- и ЧМ-сигналов ВРЧ с гармоническим законом модуляции.

Изменение паразитной амплитудной модуляции на расстояниях $z = 1, 5, 10$ и 20 м от мозаичной антенны накачки параметрического гидролокатора ПГЛ-5М (см. гл. 8) показаны на фотографиях (рис. 7.8) спектров ЛЧМ-сигналов ВРЧ для нижней граничной частоты $F_{гр} = 20$ кГц, девиации $\delta = 20$ кГц и длительности импульса $\tau = 20$ мс (база сигнала $B = 400$). Из анализа видно, что в ближней зоне ПА в спектре сигнала ВРЧ происходят изменения с расстоянием паразитной амплитудной модуляции. В следующей зоне ПА паразитная амплитудная модуляция практически не меняется с расстоянием.

При уменьшении базы ЛЧМ-сигнала ВРЧ спектр последнего все больше приближается к спектру немодулированного. Этот вывод иллюстрируется рис. 7.9, где представлены экспериментальные спектрограммы сигналов ВРЧ для случая $F_{гр} = 100$ кГц, $\delta = 15$ кГц, $\tau = 20$ мс (а), 9 мс (б) и $0,5$ мс (в), что соответствует базам сигнала соответственно $B = 300, 30$ и $7,5$.

При относительно низких частотах накачки, используемых в

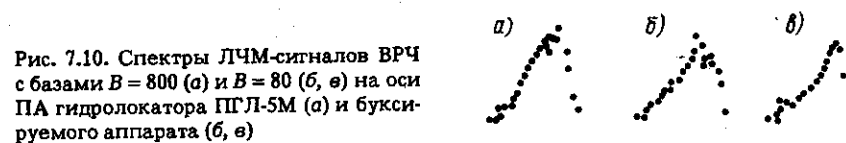


Рис. 7.10. Спектры ЛЧМ-сигналов ВРЧ с базами $B = 800$ (а) и $B = 80$ (б, в) на оси ПА гидролокатора ПГЛ-5М (а) и буксируемого аппарата (б, в)

параметрических гидролокаторах ПГЛ-5М и подводном буксируемом аппарате (см. гл. 8), излучается ЛЧМ-сигнал с базами $B = 80-800$ с малыми искажениями, что видно на фотографиях (рис. 7.10) спектров ПА при нижней граничной частоте $F_{гр} = 5$ кГц и девиации $\delta = 40$ кГц гидролокатора ПГЛ-5М при $\tau_n = 20$ мс и $z = 20$ м (см. рис. 7.10, а) и для ПА вертикальной локации (см. рис. 7.10, б) и ПА бокового обзора (см. рис. 7.10, в) при $\tau_n = 2$ мс и $z = 4$ м подводного буксируемого аппарата (см. гл. 8).

В § 7.8 описаны результаты использования параметрического гидролокатора с ЛЧМ-сигналом.

§ 7.5. Излучение сигналов ВРЧ с квадратичной или гиперболической частотной модуляцией

ПА позволяют излучать сигналы со сложными законами модуляции, например, с квадратичной частотной модуляцией (КЧМ), гиперболическим законом частотной модуляции [15], речевым сигналом и др.

Для КЧМ сигнала накачки

$$\varphi(\tau) = \omega_0 \tau + \delta \tau^3 / 3\tau_n^2; \quad \partial\varphi(\tau)/\partial\tau = \omega_0 + \delta (\tau/\tau_n)^2. \quad (7.17)$$

При взаимодействии с опорным монохроматическим сигналом в ближней зоне, где $P \sim d\varphi/d\tau$, на оси ПА получается следующее выражение для звукового давления:

$$P(z, \tau) = \epsilon A_0^2 l_a^2 \Omega_n^2 (\delta \rho_0 c_0^4 z) [(1 + \delta \tau^2 / \Omega_n \tau_n^2)^2 \cos(\Omega_n \tau + \delta \tau^3 / 3\tau_n^2) + 2\delta \tau (\Omega_n \tau_n^2)^{-1} \sin(\Omega_n \tau + \delta \tau^3 / 3\tau_n^2)]. \quad (7.18)$$

Как видно, сигнал ВРЧ представляет собой КЧМ-колебание. Имеет место паразитная амплитудная и фазовая модуляции.

Аналогично выражению (7.14) условие осуществления оптимальной фильтрации (по критерию минимальных фазовых искажений) при КЧМ можно записать

$$(\delta / \Omega_n)^2 \ll B/2. \quad (7.19)$$

При гиперболическом законе частотной модуляции

$$\varphi(\tau) = \omega_0 \tau + \delta \tau_n \ln(\tau + \tau_n); \quad \partial\varphi(\tau)/\partial\tau = \omega_0 + \delta \tau_n (\tau + \tau_n)^{-1}. \quad (7.20)$$

В зоне $P \sim d^2\varphi/d\tau^2$ звуковое давление ВРЧ на оси ПА равно

$$P(z, \tau) = \epsilon A_0^2 l_a^2 \Omega_n^2 a^2 (\delta \rho_0 c_0^4 z)^{-1} \{ [1 + \delta \tau_n \Omega_n^{-1} (\tau + \tau_n)^{-1}]^2 \times \\ \times \cos[\Omega_n \tau + \delta \tau_n \ln(\tau + \tau_n)] - \delta \tau_n \Omega_n^2 (\tau + \tau_n)^{-2} \sin[\Omega_n \tau + \delta \tau_n \ln(\tau + \tau_n)] \}. \quad (7.21)$$



Рис. 7.11. Спектрограммы КЧМ-сигналов накачки (а) и ВРЧ (б)

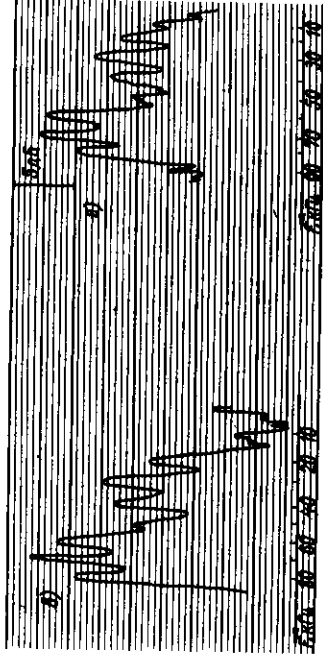
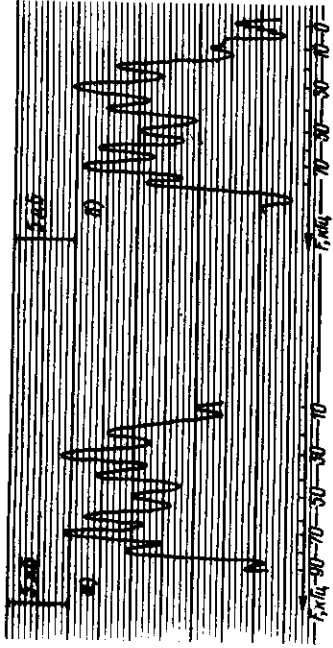
Выражение (7.21) описывает колебание с гиперболическим законом изменения частоты. Имеет место паразитная амплитудная и частотная модуляция. Гиперболическая частотная модуляция, как известно, интересна тем, что сечение тела неопределенности для такого сигнала в некотором интервале частот инвариантно по отношению к доплеровскому сдвигу.

Экспериментальные спектрограммы для квадратичного закона частотной модуляции сигналов накачки и ВРЧ представлены на рис. 7.11. Сигнал накачки состоит из квадратично-частотно-модулированного колебания с нижней граничной частотой $f_{гр} = 1990$ кГц и опорного монохроматического сигнала с $f_0 = 1910$ кГц при длительности импульса $\tau_n = 20$ мс. Как видно, спектр сигнала ВРЧ при работе ПА в режиме излучения КЧМ-сигнала имеет параметрически равномерную спектральную плотность в полосе частот ($F_{гр} + \delta$). Достаточная равномерность спектральной плотности КЧМ-сигнала ПА позволяет применять их для целей классификации подводных объектов по частотной зависимости коэффициента отражения. Сигналы КЧМ по сравнению с ЛЧМ обладают рядом дополнительных преимуществ, из которых основными можно назвать более низкий уровень добавочных максимумов тела неопределенности и возможность сравнительно простыми средствами осуществлять квазиоптимальную обработку.

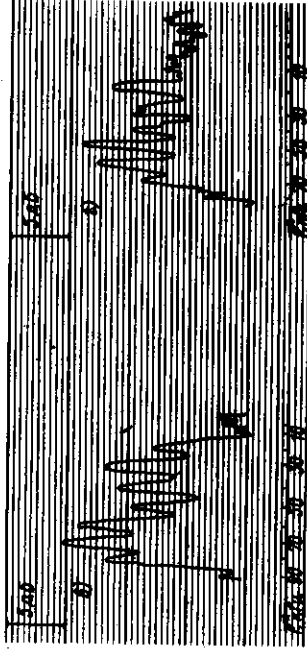
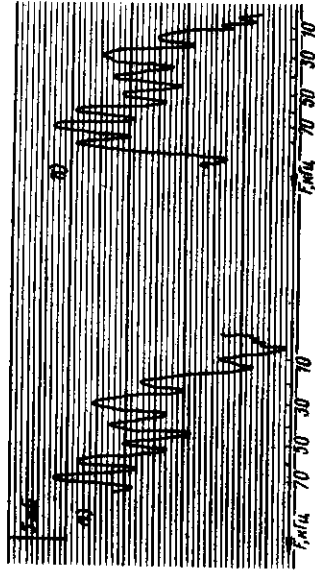
§ 7.6. Изменение спектра широкополосного сигнала ВРЧ при изменении угла

Спектральные компоненты сложного сигнала накачки по-разному дифрагируют в области взаимодействия ПА. Поэтому спектр широкополосного сигнала ВРЧ меняется вдоль оси и при изменении угла поворота ПА. На рис. 7.12 показаны сводные экспериментальные результаты изменения спектра амплитуды звукового давления ЛЧМ-сигнала ВРЧ с гармоническим законом модуляции при изменении расстояния z от преобразователя накачки и угла θ поворота ПА. Три

1-ый ряд



2-ой ряд



3-й ряд

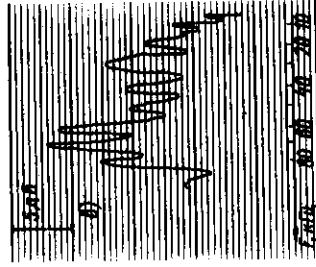
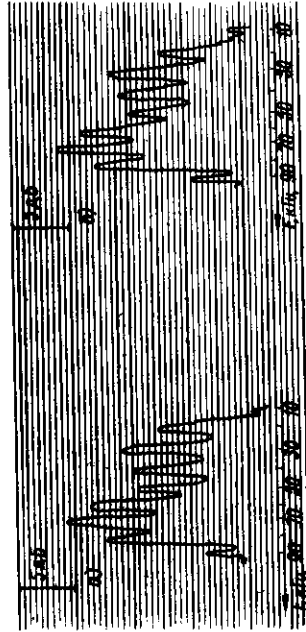


Рис. 7.12. Изменение спектра ЛЦМ-сигнала ВРЧ с несущей частотой $F_H = 100$ кГц при увеличении угла поворота θ (а, б, в, г) и расстояния z по оси ПА (ряды 1, 2 и 3)

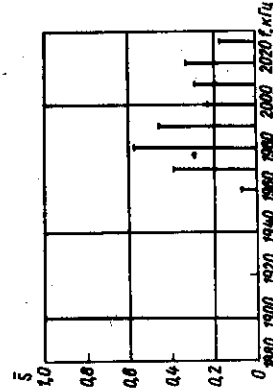


Рис. 7.13. Спектральные диаграммы сигнала накали

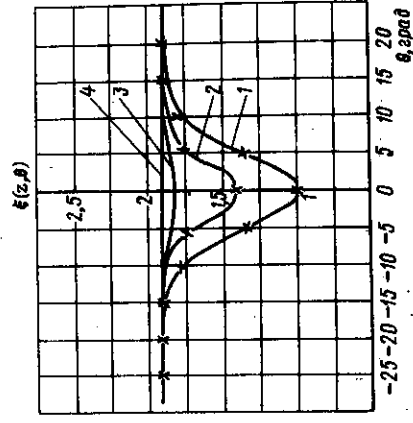


Рис. 7.14. Изменение показателя степени $\xi(z, \theta)$ функции Q при варьировании угла поворота θ и расстояния z по оси ПА

горизонтальных ряда спектральных диаграмм соответствуют $z = 20, 50$ и 100 см. Спектрограммы сняты при разных углах поворота θ , соответствующих $R(\theta) = 0, -3, -10$ и -20 дБ, где $R(\theta)$ – диаграмма направленности ПА в режиме излучения бигармонического сигнала накачки. Изменение общего уровня сигнала компенсировалось аттенуатором самописца уровня. Спектрограммы (см. рис. 7.12) получены при исходных нормированных спектральных диаграммах сигнала накачки, показанных на рис. 7.13. Частота опорного монохроматического колебания равна $f_0 = 1900$ кГц, несущая частота ЛЧМ-сигнала $f_n = 2000$ кГц, частота модуляции $F_m = 10$ кГц, индекс модуляции $m = 3$, длительность импульса $\tau_n = 150$ мкс.

Из анализа спектрограмм (см. рис. 7.12) видно, что ЛЧМ-сигнал ВРЧ меняется при изменении расстояния вдоль и поперек оси ПА. Удобнее проводить анализ происходящих изменений, если нормированный спектр сигнала ВРЧ представить в виде [15]

$$\bar{S}(\Omega_n, \theta, z) = \Omega^{\xi(\theta, z)} \bar{A}(\Omega), \quad (7.22)$$

где Ω_n – несущая частота ВРЧ; Ω – ее текущее значение; $A(\Omega)$ – нормированный спектр квадрата огибающей; $\xi(\theta, z)$ – показатель степени.

Проанализируем функцию $\xi(\theta, z)$. На рис. 7.14 представлена серия кривых $\xi(\theta, z)$, рассчитанных по спектрограммам, приведенным на рис. 7.12. Кривая 1 соответствует $z = 20$ см; 2 – 50 см; 3 – 100 см и 4 – $z = \infty$. Анализ графиков показывает, что в зоне I ПА ($z < l_d$) изменение спектра широкополосного сигнала ВРЧ на оси пропорционально Ω (показатель $\xi = 1$). При увеличении угла наблюдения θ характер частотной зависимости переходит от линейного к почти квадратичному. В промежуточной зоне на оси ПА с увеличением расстояния z характер частотной зависимости плавно переходит от линейного к почти квадратичному. В дальней зоне ПА ($z \gg l_d$) частотная зависимость изменений спектра сигнала ВРЧ близка к квадратичному закону (показатель степени $\xi = 1,8$ [38]) и не зависит от угла наблюдения θ .

Отсутствие зависимости от угла θ в дальней зоне ПА иллюстрируется и фотографиями (рис. 7.15) спектров ЛЧМ-сигналов ВРЧ, зафиксированных на расстоянии $z = 20$ м от многоэлементной антенны накачки параметрического гидролокатора ПГЛ-5М (см. гл. 8) при фиксированных углах поворота ПА $\theta = 0, 5, 10$ и 15° (см. соответственно рис. 7.15, а, б, в, г). Спектр ЛЧМ сигнала остается практически неизменным. База ЛЧМ-сигнала составляет $B = 400$.

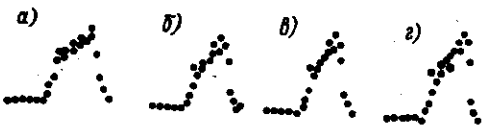


Рис. 7.15. Спектры ЛЧМ-сигнала ВРЧ параметрического гидролокатора ПГЛ-5М на расстоянии $z = 20$ м при углах поворота $\theta = 0, 5$ и 10° при нижней граничной частоте $F_{гр} = 20$ кГц, $\delta = 20$ кГц, $\tau_n = 20$ мс

§ 7.7. ПА с многокомпонентными фазосвязанными сигналами накачки

Использование специально сформированных многокомпонентных фазосвязанных сигналов накачки (см. 3.1.4) позволяет повысить эффективность преобразования энергии в ПА, особенно на низких разностных частотах [36]. Одновременно обеспечивается дополнительная возможность управления спектром излучения ВРЧ при одинаковом наборе исходных компонент и подводимой средней мощности накачки [49]. На рис. 7.16 приведены экспериментальные осевые распределения амплитуды звукового давления первых пяти гармоник ВРЧ многокомпонентного (соответственно кривые 1–5 на рис. 7.16, а) и традиционного двухчастотного (кривые 1–5 на рис. 7.16, б для тех же разностных частот) сигналов накачки при одинаковой средней мощности исходных взаимодействующих волн. Специальный формирователь позволяет излучать многокомпонентный сигнал накачки со спектром в виде „гребенки” с равномерным шагом из ВЧ-фазосвязанных сигналов с центральной частотой около 2 МГц. Полоса пропускания на уровне 0,7 равна $\Delta f = 200$ кГц, диаметр преобразователя накачки $2a = 20$ мм, каждая из компонент отличается от соседней на $F = 16,5$ кГц. Регистрируемый сигнал ВРЧ представляет собой широкополосный сигнал с линейчатым спектром, отдельные гармоники которого кратны первой гармонике $F_1 = 16,5$ кГц. Из сравнения графиков (см. рис. 7.16, а, б) видно, что при одинаковой средней мощности накачки уровень амплитуд гармоник ВРЧ в многокомпонентном сигнале выше на 5–6 дБ в дальней зоне, а в ближней зоне превышение достигает 14–15 дБ [49]. Повышение уровня излучения соответствующих гармоник ВРЧ объясняется синфазностью взаимодействия отдельных составляющих в многокомпонентном сигнале накачки. При увеличении числа компонент фазосвязанных взаимодействующих сигналов с двух

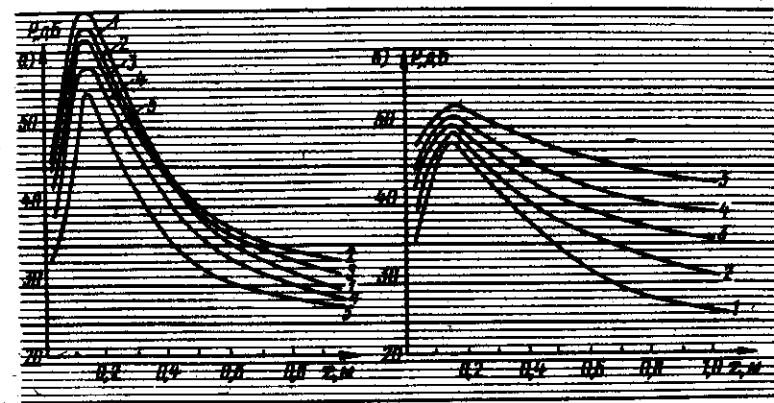


Рис. 7.16. Осевые распределения амплитуд составляющих сигнала ВРЧ для шестикомпонентного (а) и двухчастотного (б) сигналов накачки

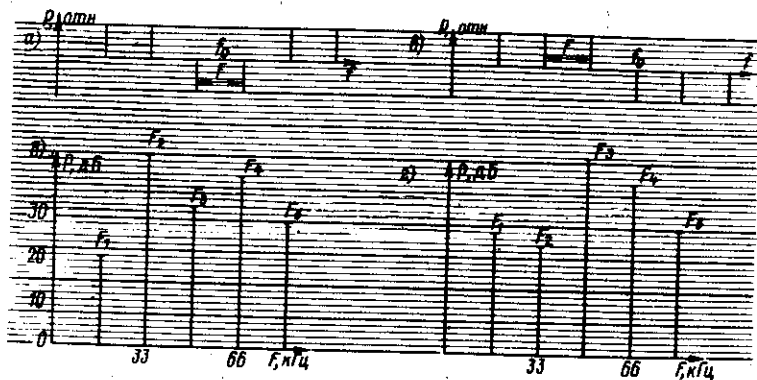


Рис. 7.17. Спектральные компоненты накачки и ВРЧ при различных фазовых соотношениях в шестикомпонентном исходном сигнале накачки

до трех-четырех наблюдается резкое увеличение (на 2,5–3,5 дБ) амплитуды первой гармоники ВРЧ. Дальнейшее увеличение числа компонент до пяти-шести в сигнале накачки не дает существенного повышения уровня звукового давления ВРЧ (наблюдается рост на 1,5–2 дБ).

В указанной серии экспериментов [36, 49] обнаружено, что изменение фазовых соотношений между отдельными спектральными составляющими многокомпонентного сигнала накачки позволяет управлять процессом перекачки энергии в те или иные гармоники ВРЧ. На рис. 7.17, а, в показаны нормированные исходные спектры широкополосных сигналов накачки с одинаковыми амплитудами, но различным соотношением фаз. Образующиеся при этом многокомпонентные сигналы ВРЧ (см. рис. 7.17, б, г) имеют различные соотношения между отдельными гармониками. Так, включение в противофазе двух центральных компонент сигнала накачки (см. рис. 7.17, а) приводит к преимущественной перекачке энергии во вторую и четвертую гармоники ВРЧ (см. рис. 7.17, б). При противофазном включении двух половинок спектральных компонент сигнала накачки (см. рис. 7.17, в) основная перекачка энергии происходит в третью и четвертую гармоники сигнала ВРЧ (см. рис. 7.17, г).

§ 7.8. Режим сканирования частоты в исследованиях частотной зависимости силы цели

Свойство широкополосности ПА реализовано в параметрических гидролокаторах с режимом автоматического сканирования частоты (см. гл. 8). С помощью указанного режима в пределах одного или нескольких последовательных импульсов посылки можно снимать (измерять) частотную зависимость отражения различных объектов [25, 44]. На рис. 7.18 показаны записанные на ленту самописца частотные зависимости амплитуд излучаемого (кривая а для точки

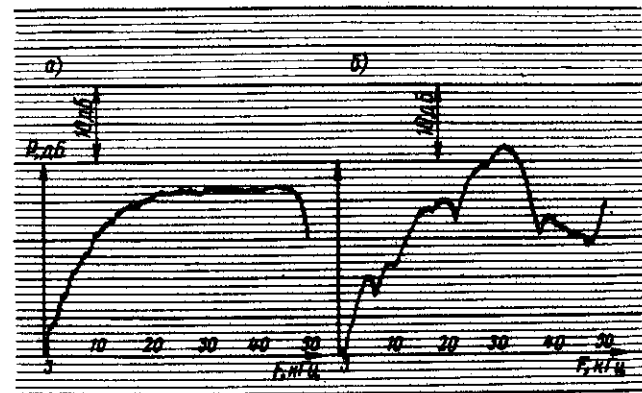


Рис. 7.18. Частотная зависимость падающего и отраженного от осетра сигнала ВРЧ при изменении частоты в пределах одного импульса

расположения объекта) и отраженного от осетра (кривая б) сигналов [25]. Автоматическое сканирование частоты гидролокатора ПГЛ-5М проводилось в пределах одного импульса посылки в диапазоне ВРЧ $F = 3 \div 50$ кГц. Измерения выполнены с живыми (без анестезирования) рыбами осетровых пород промысловых размеров в натуральных условиях на полигоне лаборатории Центрального научно-исследовательского института осетрового рыбного хозяйства на реке Волга в приплотинной зоне Волгоградского водохранилища [25]. Глубина в точке измерения 11 м, заглубление преобразователя накачки 1 м, расстояние между дном и рыбой 3 м, расстояние от рыбы до точки приема отраженного сигнала $r = 4$ м. В состав измерительного комплекса входит излучающий тракт параметрического гидролокатора ПГЛ-5М, состоящий из двухканального формирователя, двух усилителей мощности и двухрезонансного круглого преобразователя накачки „мозаичного” типа диаметром 0,2 м. Преобразователь накачки набран из 600 пьезо-керамических элементов, центральные резонансные частоты первого и второго каналов равны соответственно $f_{01} = 150$ кГц и $f_{02} = 180$ кГц.

По данным рис. 7.18 рассчитывалась сила цели TS в децибелах по выражению

$$TS = 20 \lg V_2/V_1 + 20 \lg r - 20 \lg K_2/K_1, \quad (7.23)$$

где V_1, V_2 – значения напряжений прямого и отраженного сигналов, r – расстояние от объекта измерения до гидрофона, м; K_1, K_2 – коэффициенты усиления приемного тракта при измерении соответственно прямого и отраженного сигналов. Результаты экспериментов по измерению частотной зависимости силы цели севрюги, осетра и стерляди представлены соответственно кривыми 1, 2 и 3 на рис. 7.19, а. (Длина севрюги 1,57 м, осетра – 1,46 м, стерляди – 0,82 м. Наличие максимумов

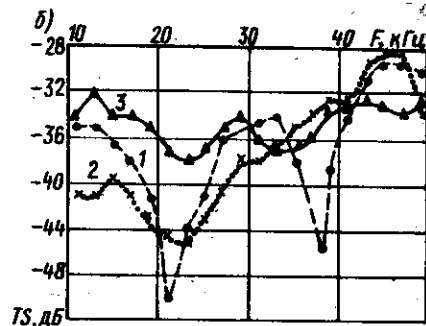
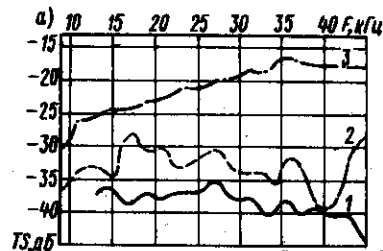
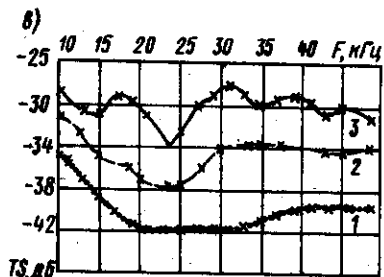


Рис. 7.19. Зависимость силы цели при сканировании частоты (а — для осетровых рыб; б — для металлических сфер; в — для трески)

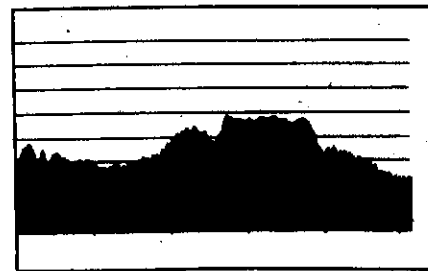


и минимумов в частотной зависимости объясняется дифракцией ВРЧ на рыбных особях.

Аналогичные измерения проводились на измерительном полигоне Полярного института рыбного хозяйства и океанологии в Белом море. В качестве целей использовались цельнометаллические и полые сферы, а также живая треска [44]. В экспериментах обеспечивалась надежная юстировка системы. На рис. 7.19, б приведены результаты измерения частотных зависимостей силы цели трех металлических сфер: калиброванной медной сферы (производства фирмы „Симрад“) диаметром 60 мм (кривая 1), калиброванной стальной сферы диаметром 76 мм (кривая 2) и полый стальной сферы диаметром 100 мм с толщиной стенки 1 мм (кривая 3). На рис. 7.19, в представлены зависимости TS в функции от F для живой трески длиной 18,26 и 36 см (соответственно кривые 1, 2 и 3 на рис. 7.19, в). Рыбы закреплялись на тонких капроновых лесах и облучались со стороны спины.

Из анализа экспериментальных данных (см. рис. 7.19) сделаны выводы, что измеренные значения силы цели для калиброванных сфер совпадают в пределах погрешности измерений с паспортными данными для этих сфер. Так, для медной сферы паспортные данные на частоте 38 кГц соответствуют $TS = -33,6$ дБ, измерение величины TS с помощью ПГЛ-5М дает очень близкое значение $-33,2$ дБ. Для калиброванной стальной сферы отличие от паспортных данных составило ± 3 дБ. Отражения от полый сферы имеют минимумы TS на частотах в районах

Рис. 7.20. Фотография спектрограммы отраженного от полый стальной сферы ЛЧМ-сигнала ВРЧ



21 и 38 кГц. С увеличением размера рыбы сила цели возрастает. В этой же серии измерений производилась запись на магнитофон отраженных от объектов сигналов ВРЧ. Затем с помощью прибора фирмы Брюэль и Кьер производился автоматический частотный анализ указанных записанных отраженных сигналов ВРЧ. На рис. 7.20 приведена фотография спектрограммы отраженного от стальной полый сферы ЛЧМ-сигнала ВРЧ. Сравнение рис. 7.20 с кривой 3 на рис. 7.19, б показывает совпадение характерных пиков в отраженных сигналах на частотах 21 и 38 кГц.

Сочетание в параметрических приборах свойств широкополосности и постоянства диаграммы направленности значительно облегчает решение задач распознавания и классификации подводных и заиленных объектов и проведение гидроакустических измерений в широкой полосе частот. В следующей главе, в частности, приведены впервые полученные частотные эхограммы обратного рассеяния звука от гидрофизических неоднородностей и дна Индийского океана, а также частотные эхограммы придонных геологических слоев района Баренцева моря. Частотные эхограммы получены с помощью сложных амплитудно-частотно-манипулированных сигналов параметрических приборов ПГЛ-5М, АЗ-2 и НГА-1М (см. § 8.2 – 8.4, 8,6).

Глава 8

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ АКТИВНОЙ ГИДРОЛОКАЦИИ

Новый класс гидроакустической аппаратуры – параметрические приборы активной локации все шире используется в рыбопоисковой технике, океанологии, морской гидролокации и др.

В настоящее время при конструировании прослеживаются две самостоятельные тенденции использования ПА в гидроакустической аппаратуре: создаются чисто параметрические приборы и аппараты, но чаще ПА применяют для реализации отдельных режимов в совокупности с традиционными гидроакустическими средствами.

Ниже представлены основные сведения о конструктивных

особенностях и характеристиках параметрических приборов активной локации, в разработке которых участвовали сотрудники Таганрогского радиотехнического института имени В. Д. Калмыкова. Анализируются характеристики и особенности использования ПА в гидроакустической аппаратуре по материалам различных отечественных и зарубежных публикаций.

§ 8.1. Серийный рыбопоисковый эхолот „Пескарь” с параметрическим излучающим трактом

В связи с развитием рыболовства в прибрежных районах морей и внутренних водоемах страны возникла необходимость создания новой рыбопоисковой аппаратуры. Рыбопоисковые эхолоты „Лещ”, „Судак”, „Муксун”, „Язь” [27] не обеспечивают решения усложнившихся задач современного рыболовства, таких как поиск рыбы на малых глубинах под судном и в стороне от него, а также приповерхностной рыбы. Указанные ограничения поисковых возможностей преодолены в новом серийном рыбопоисковом эхолоте „Пескарь” с параметрическим излучающим трактом [27, 30, 45, 57].

Конструктивно рыбопоисковый эхолот „Пескарь” выполнен в виде ряда функционально законченных приборов-модулей, что позволяет оперативно комплектовать различные по сложности, поисковым возможностям и габаритам станции в зависимости от типа судна, промыслового района, особенностей орудий лова и т. д. Внешний вид серийного экземпляра показан на рис. 1.1. Состав аппаратуры и основные варианты исполнения рыбопоискового эхолота „Пескарь” приведены в [27]. В первый вариант входит регистратор сигналов РС и приемопередающая акустическая антенна 1 с широкой характеристикой направленности $2\theta_{0,7} = 45^\circ$. Во второй вариант дополнительно введен генератор параметрический ГП и поворотное-выдвижное устройство ПВУ, на котором установлен блок приемоизлучающих антенн параметрического тракта. Ширина характеристики направленности ПА в режиме излучения $2\theta_{0,7} = 6^\circ$, уровень боковых лепестков — 40 дБ, в режиме приема $2\theta_{0,7} = 45^\circ$. В третий вариант кроме регистратора сигналов РС и антенны 1 с широкой характеристикой направленности входят мощный генератор импульсов ГИ и приемоизлучающая акустическая антенна 2 с характеристикой направленности $2\theta_{0,7} = 10 \times 16^\circ$. Первый и второй варианты исполнения эхолота предназначены преимущественно для оснащения малотоннажных беспалубных судов, ведущих промысел в районах с глубиной до 200 м, в том числе и на мелководье; третий — для судов, работающих в районах с глубинами до 800 м.

В рыбопоисковом эхолоте „Пескарь” применена новая элементная база, что позволило существенно уменьшить приборную погрешность измерения дистанции и упростить его кинематическую часть, увеличив при этом масштаб регистрации эхолотной информации в 5 раз, по сравнению с предыдущими разработками приборов.

Наличие в эхолоте „Пескарь” параметрического излучающего тракта расширило сферу практического использования аппаратуры. Традиционные гидролокаторы в условиях мелководья (водоемы с глубинами до 25 м) позволяют регистрировать разреженную рыбу в стороне от судна на дистанциях, соизмеримых с глубиной водоема. На больших дистанциях реверберация полностью маскирует сигналы от целей. Параметрический излучающий тракт эхолота „Пескарь” дает



Рис. 8.1. Эхограммы отражений от частичковых рыб в дельте реки Дон при проходе судна вдоль берега при траверсном обзоре (а) и наклоне антенны на угол 5° от горизонта (б); видна регистрация отдельных рыб, прибрежной полосы дна и кильватерных следов моторных лодок в верхнем левом углу эхограммы (б)



Рис. 8.2. Запись на ленту самописца станции „Пескарь” в режиме параметрического излучения притопленных ставных сетей в мелком море при волнении моря 4 балла

возможность регистрировать некоторые частичковые рыбы (с эквивалентным радиусом отражений $R_0 = 0,01$ м) в стороне от судна (рис. 8.1) на дистанциях до 50 м при глубине водоема от 7 до 0,1 м. Объекты с большей, чем у разреженной рыбы, отражающей способностью, например плотные скопления рыбы, ставные сети, подводные пловцы, морские суда и т. д., могут быть зарегистрированы на дистанциях до 200 м. На рис. 8.2 приведена эхограмма регистрации ставных сетей



Рис. 8.3. Запись на ленту самописца косяков рыбы в Керченском проливе

в мелком море на глубине 3–4 м при волнении до 4 баллов. Записи эхограмм, подобные показанным на рис. 8.1 и 8.2, практически невозможно получить традиционными средствами рыбопоисковой аппаратуры.

Кроме традиционных задач рыбопоисковой и гидролокационной аппаратуры, таких как повышение разрешающей способности, уменьшение мертвой зоны, увеличение производительности, резкое снижение влияния реверберационной помехи и т. д., несомненный интерес представляет появившаяся с введением режима параметрического излучения возможность подсчета проходных и полупроходных видов в морских проливах, реках, лотках рыбоподъемников, оснащение рыбоинспекции для обнаружения притопленных сетей, классификации рыб по частотной зависимости отражения и т. д. Одной из иллюстраций подобных возможностей ПА является эхограмма (рис. 8.3) движущихся косяков рыбы (хамсы), полученная с помощью параметрического режима эхолота „Пескарь”. По наклону трасс можно судить о направлении и скорости движения лоцируемых объектов, что важно при изучении поведения рыбы и в определенной степени ее видовой классификации.

Основные характеристики рыбопоискового эхолота „Пескарь” приведены в табл. 1. По техническому заданию прибор обеспечивает обнаружение одиночной рыбы с эквивалентным радиусом $R_0 = 0,1$ м на дистанции 100 м с коэффициентом надежности $K_0 = 2$ при уровне приведенных помех $P_{по} = 0,1$ ПА [27, 55]. Выбор оптимальной рабочей частоты, ширины характеристики направленности, длительностей излучаемых импульсов, а также расчет приемного тракта производится по известным методикам [27, 38]. Рабочая частота ПА эхолота „Пескарь” выбрана $F = 50$ кГц. Длительность зондирующих импульсов $\tau_z = 1$ мс. Численные примеры расчета характеристики ПА станции „Пескарь” приведены в [27]. Диаграмма направленности ПА в режиме излучения, исходя из условий обеспечения требуемой разрешающей способности, производительности поиска, с учетом скорости судна, накачки и т. д., выбрана равной $2\theta_{0,7} = 6^\circ$. Ширина диаграммы направленности в режиме приема $2\theta_{0,7} = 45^\circ$. Размеры активных элементов преобразователя накачки и приемной антенны примерно одинаковы. Внешний вид преобразователя накачки с приемной антенной параметрического режима излучения приведен на рис. 1.1. Вопрос выбора частот накачки решается с учетом необходимой величины преобразования, направленности и полосы пропускания преобразователя накачки [48]. Из выбранного соотношения снижения по частоте $f_0/F = 5 \div 6$ определены частоты накачки $f_1 = 250$ кГц, $f_2 = 300$ кГц. Рассчитанная акустическая мощность [1], необходимая для обеспечения требуемой дальности действия, составила $W_a = 79$ Вт по каждой из частот накачки. Из соображений технологичности и простоты конструкции преобразователь накачки выбран в виде круглого одноэлементного пьезокерамического диска диаметром $2a = 65$ мм с резонансной частотой $f_0 = 275$ кГц. Измеренное активное сопротивление преобразователя на каждой из частот накачки составляет $R_W = 40$ Ом. Для формирования электрических сигналов принят одноканальный метод с использованием биений двух частот.

§ 8.2. Исследовательские параметрические гидролокаторы типа ПГЛ

Первые параметрические приборы для активной локации и измерительных целей созданы в Таганрогском радиотехническом институте имени В. Д. Калмыкова [38]. Среди них ведущее положение занимает продолжающаяся серия исследовательских параметрических гидролокаторов типа ПГЛ. Эти приборы позволили отработать принципы построения и использования параметрической гидроакустической аппаратуры для последовавшего серийного их производства. Приборы типа ПГЛ использовались в исследовательских и поисковых экспедициях в различных морях и океанах.

Основные технические характеристики серии ПГЛ приведены в табл. 1. Рассмотрим особенности схемного и конструктивного построения этих приборов [55]. Численные примеры расчета характеристик ПА для приборов ПГЛ приведены в [27, 38, 82].

Структурная схема прибора ПГЛ-300, предназначенного для эхолотирования дна, придонных слоев и осадков, показана на рис. 8.4 [23]. В схеме формирования сигналов накачки использован одноканальный метод с применением биений двух частот. Колебания от двух перестраиваемых генераторов 1, 2 подаются на сумматор 3. Контроль разностной частоты осуществляется схемой контроля 4, состоящей из детектора и фильтра низких частот, к которому подключен электронно-счетный частотомер. С выхода сумматора 3 сигнал поступает на импульсный модулятор 6, выполненный по схеме электронного ключа, который управляется импульсным генератором 7. Затем радиоимпульсы усиливаются усилителем мощности 9 и подаются на электроакустический преобразователь накачки 11. Отраженные акустические сигналы ВРЧ принимаются приемной антенной 12, проходят через фильтр низких частот 10, усиливаются усилителем 8 и поступают на регистрирующий прибор 5 (сейсмоакустический регистратор САР). Синхронизация работы блоков прибора осуществляется от регистратора. Приемноизлучающая акустическая система состоит из преобразователя накачки диаметром $2a = 100$ мм с резонансной частотой $f_0 = 300$ кГц и приемной антенны, имеющей форму кольца,

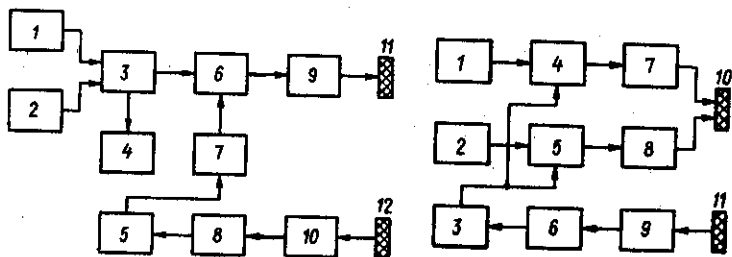


Рис. 8.4. Структурная схема параметрического гидролокатора ПГЛ-300

Рис. 8.5. Структурная схема приборов ПГЛ-2 и ПГЛ-2А

набранного из биморфных элементов с резонансной частотой 10 кГц. Антенны укреплены на общем основании и расположены соосно.

Параметрические приборы ПГЛ-2 и ПГЛ-2А, структурная схема которых показана на рис. 8.5, предназначены для гидролокации и рыбопоиска [27]. Каждый прибор состоит из параметрического излучающего и приемно-регистрирующего трактов.

Формирование исходных сигналов накачки осуществляется по двухканальной схеме. Сигналы с генераторов 1, 2 поступают на импульсные модуляторы 4, 5, которые управляются импульсным генератором 3. Затем радиоимпульсы усиливаются усилителями мощности 7, 8 и излучаются в воду многоэлементными преобразователями накачки 10. В качестве приемно-регистрирующего тракта используется тракт серийной рыбопоисковой станции, состоящей из приемной антенны 11, приемного усилителя 9 и регистрирующего устройства-самописца 6.

Преобразователь накачки представляет собой 28-элементную мозаичную решетку.

Параметрические гидролокаторы ПГЛ-2 и ПГЛ-2А различаются рабочими частотами и соответственно используемыми приемными антеннами. Для ПГЛ-2 $F = 136$ кГц, частоты накачки $f_1 = 430$ кГц и $f_2 = 566$ кГц; для ПГЛ-2А $F = 50$ кГц, $f_1 = 406$ кГц и $f_2 = 456$ кГц. Ширина характеристики направленности обеих ПА $2\theta_{0,7} = 3,5^\circ$. В качестве приемной антенны ПГЛ-2 использована круглая антенна диаметром 300 мм рыбопоискового комплекса „Сарган-М” с резонансной частотой 136 кГц и шириной характеристики направленности $2\theta_{0,7} = 4^\circ$ при уровне боковых лепестков - 12 дБ. Приемная антенна ПГЛ-2А размером 150x170 мм работает на резонансной частоте 50 кГц и имеет диаграмму направленности шириной $16 \times 12,5^\circ$ при уровне боковых лепестков - 11,5 дБ.

В период испытаний ПГЛ-2 и ПГЛ-2А проверялась идея стыковки параметрического излучающего тракта с существующими трактами серийных рыболокаторов. В дальнейшем такое техническое решение часто используется в серийных комплексах с ПА, в океанологических экспедициях и др.

Многоцелевой параметрический гидролокатор ПГЛ-3 создан как базовая модель для проведения гидроакустических исследований в широком диапазоне частот, прецизионного эхолотирования, геолокации, поиска подводных и заиленных объектов, определения толщины донных осадков и др. Структурная схема ПГЛ-3 показана на рис. 8.6 [24]. Формирование электрических сигналов осуществляется одноканальным методом с использованием двухполосных сигналов. Генератор 3 вырабатывает колебания с частотой накачки, которые модулируются в балансном модуляторе 7 низкочастотными сигналами, поступающими с генератора 4. С выхода балансного модулятора снимается сигнал с подавленной несущей. Разница по частоте между боковыми спектральными составляющими равна резонансной частоте сигнала ПА. Сформированный сигнал модулируется в импульсном модуляторе 11, усиливается по мощности усилителем 15 и излучается в воду

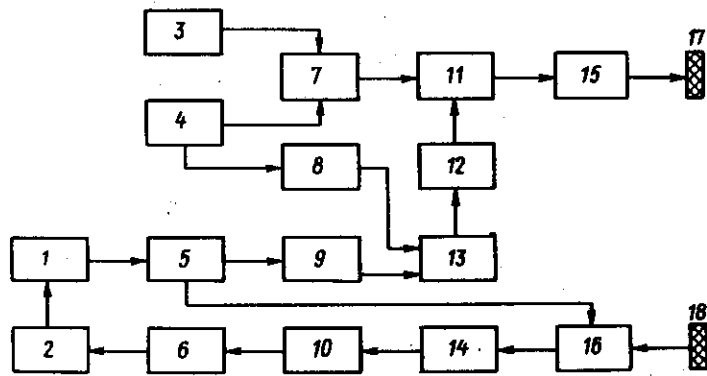


Рис. 8.6. Структурная схема параметрического гидролокатора ПГЛ-3

преобразователем накачки 17. Отраженный от цели сигнал принимается приемной антенной 18. Электрический сигнал через схему временной автоматической регулировки усиления (ВАРУ) 16 подается на предварительный усилитель 14, а затем в приемник, собранный по супергетеродинной схеме с двойным преобразованием частоты 10 и 2. Усиление сигнала осуществляется в усилителе промежуточной частоты 6. Обработанный и усиленный сигналы поступают на перо самописца 1. Синхронизация работы гидролокатора осуществляется от самописца [27]. Генератор импульсов 5 управляет работой схемы ВАРУ 16. Он же запускает генератор 9, сигнал с которого поступает на схему совпадений 13. На второй вход с дифференцирующей цепи 8, соединенной с низкочастотным генератором 4, подаются импульсы, соответствующие моменту нуля фазы сигнала резонансной частоты. Далее импульсный сигнал подается на генератор 12, вырабатывающий импульсы заданной длительности, которые поступают в импульсный модулятор 11. Таким образом, осуществляется привязка перехода через нуль огибающей излучаемого сигнала к началу импульса, что особенно необходимо для устранения изменения формы сигнала при очень коротких длительностях импульсов.

Преобразователь накачки ПГЛ-3 представляет собой дисковый круглый поршневой пьезокерамический излучатель диаметром $2a = 100$ мм с $f_0 = 276$ кГц. В качестве приемной антенны используется набранное вокруг преобразователя накачки кольцо из пьезокерамических широкополосных приемников (шариковые гидрофоны) либо расположенная таким же образом приемная антенна из гибкого электретного звукочувствительного кабеля, созданная в ТРТИ [4]. Кроме того, в режиме приема может работать преобразователь накачки на частотах ниже резонанса. При этом в цепь преобразователя включается коммутатор „прием-передача”.

Параметрический прибор ПГЛ-4 создавался как макет серийного рыбопоискового эхолота „Пескарь”. С помощью ПГЛ-4 отработаны

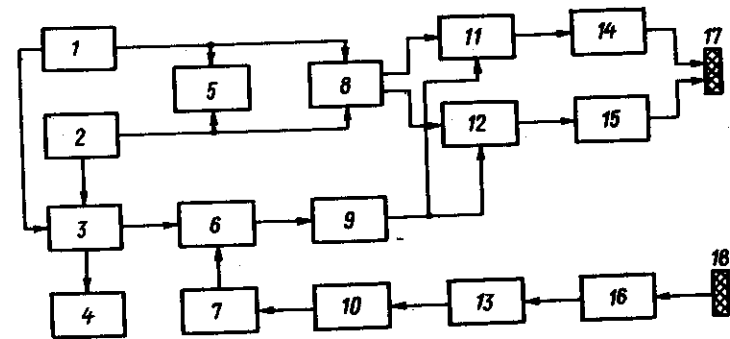


Рис. 8.7. Структурная схема параметрического гидролокатора ПГЛ-5

основные режимы промышленного образца и проведены разнообразные натурные испытания в мелких водоемах. Излучающий тракт ПГЛ-4 построен по одноканальной схеме с использованием биений двух частот (см. рис. 8.4). В качестве преобразователя накачки использован сплошной круглый дисковый преобразователь диаметром $2a = 65$ мм с резонансной частотой $f_0 = 250$ кГц. Гидролокатор работает на фиксированной частоте $F = 50$ кГц. Прием осуществляется на обычную антенну размером 60 мм с частотой резонанса 50 кГц. Ширина диаграммы направленности в режиме излучения $2\theta_{0,7} = 6^\circ$, в режиме приема $2\theta_{0,7} = 40^\circ$.

Параметрический гидролокатор ПГЛ-5 создан для океанологических исследований и рыбопоиска. Он использовался для изучения

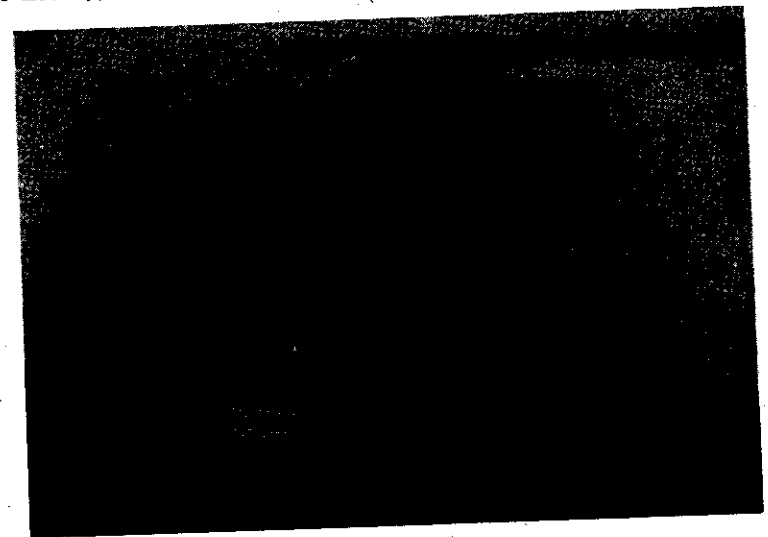


Рис. 8.8. Внешний вид приборов ПГЛ-5

звукорассеивающих слоев и тонкой структуры океана, для глубоководного эхолотирования и др. Структурная схема ПГЛ-5 приведена на рис. 8.7. Внешний вид прибора ПГЛ-5 в период исследований в Атлантическом океане показан на рис. 8.8. В электронной схеме используются два метода формирования сигнала волн накачки: метод биений двух частот и двухканальный метод. Колебания с выходов генераторов 1, 2 подаются на сумматор 5 и переключатель режимов работы 8, который производит переключение с одноканального на двухканальный режим. С переключателя 8 колебания подаются на входы импульсных генераторов 11, 12, в которых происходит модуляция импульсами, поступающими от импульсного генератора 9. Импульсный генератор вырабатывает импульсы регулируемой длительности. Начало импульса соответствует нулю биений на выходе сумматора. С выходов импульсных модуляторов сигналы усиливаются усилителями мощности 14, 15, а затем излучаются преобразователем накачки 17. Синхронизация работы гидролокатора осуществляется от самописца 10, управляющего схемой запуска 7. Импульсный сигнал с выхода схемы запуска подается на один вход схемы совпадений 6. На другой вход со схемы выделения разностной частоты 3 поступает сигнал в момент времени, соответствующий переходу фазы колебаний разностной частоты через нуль. В момент совпадения импульсов на выходе схемы 6 появляется сигнал, запускающий генератор импульсов 9. Прием отраженных сигналов осуществляется приемной антенной 18. Затем через усилитель 16 и преобразователь частоты 13 сигналы поступают на самописец 10. В приборе предусмотрена схема контроля разностной частоты и частот накачки 4.

Преобразователь накачки 17 представляет собой мозаичную конструкцию в виде плоской антенной решетки, состоящей из 400 пьезоэлементов двух типов: цилиндрических столбиков из пьезокерамики диаметром 7 мм, высотой 8 мм и квадратных пьезокерамических столбиков с размером излучающей поверхности 7×7 мм и высотой 9 мм. Резонансная частота первого типа элементов $f_1 = 190$ кГц, второго $f_2 = 165$ кГц.

Внешний вид преобразователя накачки ПГЛ-5 показан на рис. 8.9. Элементы в решетке расположены в шахматном порядке. Излучающая поверхность имеет форму круга диаметром 160 мм.

В качестве приемных антенн в ПГЛ-5 используются те же широкополосные звукоприемники, что и в ПГЛ-3. Кроме того применяется резонансная антенна с частотой 20 кГц.

Локационные и классификационные возможности параметрического гидролокатора ПГЛ-5 существенно расширены в новой его модификации ПГЛ-5М [8, 15, 22], где реализована возможность излучения, приема и обработки сложных сигналов, передаваемых ПА (см. гл. 7).

Структурная схема и внешний вид блоков ПГЛ-5М показаны соответственно на рис. 8.10 и рис. 1.2 [15]. Схема ПГЛ-5М содержит две основные части:

I — устройство формирования исходного электрического сигнала накачки, в которое входят интерполяционный генератор линейно-



Рис. 8.9. Внешний вид 400-элементного мозаичного преобразователя накачки ПГЛ-5

частотно-модулированных колебаний 1, импульсный генератор 2, импульсные модуляторы 5 и 6, предоконечные усилители 9 и 11, линейный сумматор 10, оконечные усилители мощности 14 и 15 и бортовой многоэлементный преобразователь накачки 17;

II — устройство приема, обработки и регистрации эхо-сигналов, в которое входят широкополосные гидрофоны 18 и 19, четырехканальный усилитель с регулируемым коэффициентом усиления и ВАРУ 16, гетеродинный преобразователь канала регистрации 12, самописец 7,

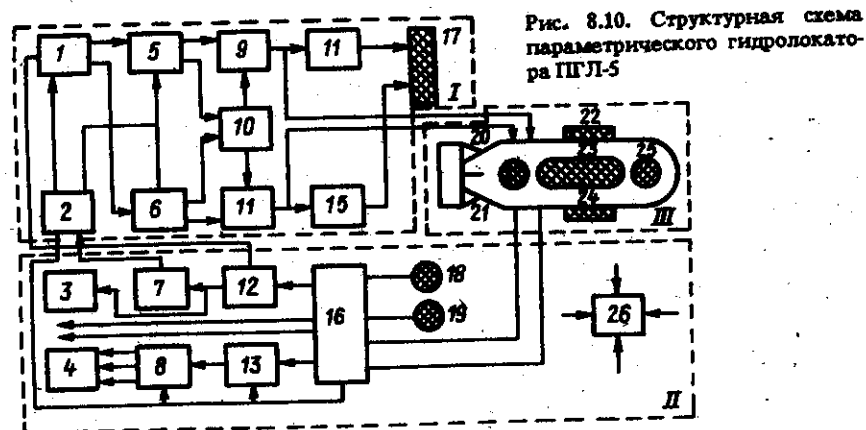


Рис. 8.10. Структурная схема параметрического гидролокатора ПГЛ-5

осциллограф 3, блок частотной фильтрации и временной селекции 13, анализатор спектра 8 и осциллограф 4, а также блок цифровой индикации с коммутатором 26.

В качестве третьей составной части ПГЛ-5М может подключаться подводный буксируемый аппарат НГА-1, описание которого приведено в следующем параграфе.

Схема ПГЛ-5М работает следующим образом. С интерполяционного генератора дифференциально-частотно-модулированных колебаний 1 компоненты сигнала накачки поступают на импульсные модуляторы 5 и 6, управляемые импульсным генератором 2. Импульсный генератор 2, в свою очередь, управляется контактами самописца 7 и служит, кроме управления импульсными модуляторами, для управления частотой интерполяционного генератора, запуска системы ВАРУ усилителя 16, временной селекции в одном из режимов работы анализатора спектра, управления стиранием памяти аналогово-запоминающего устройства АЗУ анализатора спектра и для управления схемой индикации в режиме измерения дальности.

С выходом импульсных модуляторов 5 и 6 радиоимпульсы с монохроматическим или ЛЧМ заполнением с прямоугольной огибающей поступают на вход сумматора 10 (в режиме работы по методу биений), с которого затем подаются на входы предоконечных усилителей 9 и 11, либо непосредственно на входы предоконечных усилителей (в двухканальном методе). С выходов предварительных усилителей 9 и 11 сигналы поступают либо на многоэлементный преобразователь накачки 17, либо на усилители мощности буксируемого аппарата НГА-1 (см. § 8.3). ПА излучает в заданном направлении узкополосный или широкополосный, например, ЛЧМ-сигнал (в зависимости от режима работы), который отражается от препятствий. Локационная составляющая отраженного сигнала принимается соответствующим гидрофоном 18, 19 (или звукоприемниками аппарата НГА-1). С гидрофонов электрические сигналы подаются на четырехканальный усилитель 16 со схемой ВАРУ и предварительной фильтрацией. Усиленный и предварительно обработанный сигнал с выходов четырехканального усилителя подается на гетеродинный преобразователь канала регистрации 12, блок частотной фильтрации и временной селекции 13, а также при необходимости на внешние устройства записи, оптимальной или квазиоптимальной обработки, кросс-корреляции и др.

Гетеродинный преобразователь может использоваться в составе устройства квазиоптимальной обработки сигнала или одноканального спектра сигналов. С блока частотной фильтрации и временной селекции сигнал поступает на вход специализированного анализатора спектра, который может использоваться в следующих режимах работы:

- индикации пикового спектра сигнала, выделенного схемой временной селекции на экране осциллографа в режиме запоминания;
- индикации мгновенного спектра принимаемого сигнала;
- индикации так называемого „видимого” спектра с помощью яркостной модуляции луча осциллографа выходным сигналом

анализатора при обычной развертке по оси X и ступечатой (выходным напряжением ЦАП) по оси Y.

Технические характеристики ПГЛ-5М приведены в табл. 1. Спектры излучаемых ПГЛ-5М и ЛЧМ-сигналов показаны на рис. 7.8, 7.10 и 7.15.

§ 8.3. Подводный буксируемый аппарат НГА-1

Опыт эксплуатации параметрических гидролокаторов, особенно в океанологических экспедициях, показал необходимость создания буксируемых ПА в стороне от судна на некоторой глубине. В буксируемых параметрических аппаратах снижается мешающее влияние шумов судна, азированного слоя при волнении, качке корабля, что особенно важно при узких характеристиках направленности ПА.

В Таганрогском радиотехническом институте имени В. Д. Калмыкова создан подводный буксируемый аппарат НГА-1 [2, 27], внешний вид которого показан на рис. 1.3. Структурная схема комплекса гидроакустической аппаратуры НГА-1 приведена на рис. 8.11. Комплекс состоит из трех основных частей: I – бортовой аппаратуры, II – кабель троса, III – буксируемого аппарата с многоэлементными преобразователями накачки и приемными антеннами четырех параметрических гидролокаторов. Внешний вид и схематическое расположение четырех преобразователей накачки ПА относительно горизонтальной оси буксируемого аппарата показаны на рис. 8.12. Преобразователи накачки 1, 2 и 3 принадлежат ПГЛ, работающим соответственно по дну, левому борту и поверхности (см. рис. 8.12, а слева). Преобразователь накачки 4 ПГЛ бокового обзора (справа на рис. 8.12, а) расположен по правому борту. На рис. 1.3 видны многоэлементные преобразователи ПГЛ, работающие по дну и поверхности моря, а также гидрофоны приемной антенны.

Бортовая аппаратура I (см. рис. 8.11) включает в себя хронизатор-модулятор 1 [38], предварительный усилитель мощности 2, коммутатор приема-передачи 3, блок регистрации информации 4, приемно-усилительное и обрабатывающее устройство 5 и блок питания всего комплекса 6. Для излучения широкополосных сигналов с большой базой может использоваться ПГЛ-5М.

Кабель-трос II выполняет функцию удержания буксируемого аппарата на нужной глубине посредством заглубляющей решетки и электрической связи бортовых блоков с блоками буксируемого аппарата. Кабель-трос рассчитан на заглубление НГА-1 до 200 м.

Буксируемый аппарат III содержит двухканальный усилитель мощности 7, антенны накачки 8, коммутатор приема-передачи 9, предварительный усилитель 10, акустической приемной антенны 11. Конструктивно подводный буксируемый аппарат НГА-1 представляет собой (см. рис. 1.3) полный обтекаемый цилиндрический корпус, внутри которого расположены усилитель мощности излучающего тракта, предварительный усилитель приемного тракта и коммутирующее устройство; с внешней стороны крепятся многоэлементные преобра-

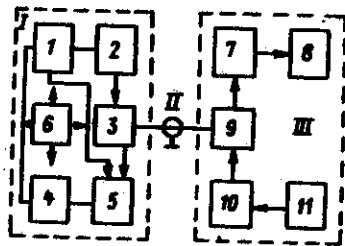


Рис. 8.11. Структурная схема комплекса аппаратуры подводного буксируемого аппарата с 4-мя параметрическими гидролокаторами

зватели накачки, приемные антенны, устройства стабилизации и буксировки. Ввод и вывод электрических связей осуществляется посредством герметичных разъемов. Стабилизация буксируемого аппарата в вертикальной и горизонтальной плоскостях осуществляется хвостовым оперением. Вращательное движение исключается смещением центра тяжести в нижнюю часть аппарата.

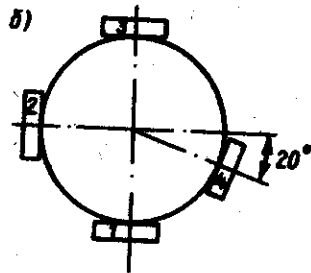
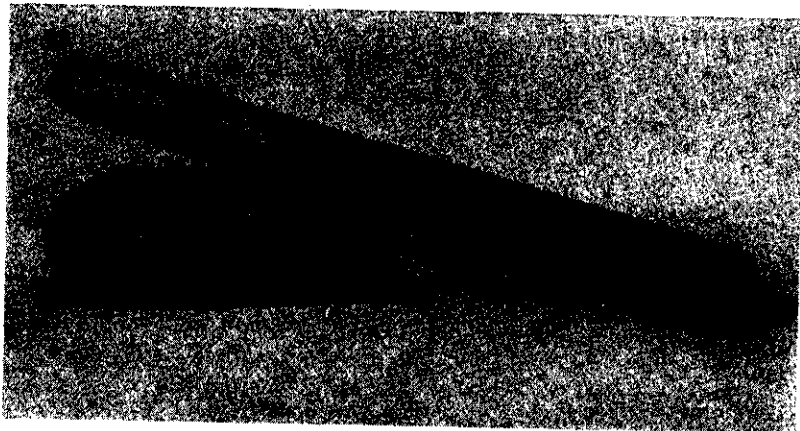


Рис. 8.12. Внешний вид антенны накачки (а) и их схематическое расположение (б) относительно горизонтальной оси подводного аппарата НГА-1

1, 2, 3 — антенны ПГЛ, работающие соответственно по дну, левому борту и поверхности моря; 4 — антенна ПГЛ бокового обзора, расположенная по правому борту

В аппарате НГА-1 каждый многоэлементный преобразователь накачки, содержащий 396 элементов, конструктивно выполнен из 14 одинаковых мозаичных модулей (см. рис. 8.12, а). Модуль содержит 28 квадратных и круглых пьезокерамических столбиков с резонансными частотами $f_1 = 150$ кГц и $f_2 = 180$ кГц. Размеры преобразователей накачки 1, 2 и 3 (см. рис. 8.12) составляют 100×200 мм, для преобразователя 4 — размер 700×28 мм. Излучающая поверхность каждого (из 4-х) многоэлементного преобразователя накачки равна 200 см^2 , что позволяет без дополнительного согласования подключать каждый преобразователь накачки к усилителю мощности. 14-ти блочный двухканальный усилитель мощности и модульная конструкция преобразователя накачки позволяют суммировать мощность на антенне и обеспечивают

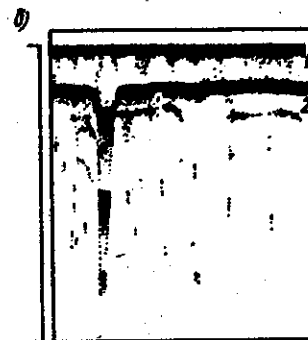
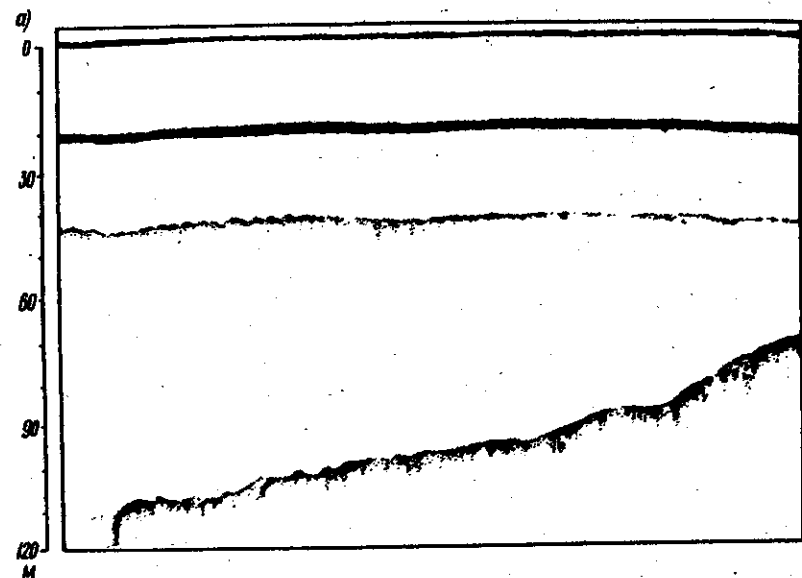


Рис. 8.13. Эхограммы, полученные с помощью подводного буксируемого аппарата НГА-1, при работе параметрических гидролокаторов в сторону поверхности (а) и дна (б)

возможность электронной стабилизации луча ПА в пространстве. Ширина характеристики направленности первой, второй и третьей ПА в двух взаимно перпендикулярных плоскостях равна $3 \times 6^\circ$, для четвертой ПА — $1 \times 20^\circ$. Расположение антенн, указанное на рис. 8.12, б, позволяет осуществлять лоцирование со всех сторон подводного аппарата НГА-1. Уровни звуковых давлений ПА, приведенные к 1 м, на частоте $F = 20$ кГц в децибелах относительно 1 ПА для антенны бокового обзора $P = 50$ дБ, для остальных трех антенн — $P = 60$ дБ.

Использование блоков формирования сигналов от ПГЛ-5М позволяет излучать с помощью НГА-1 широкополосные сигналы с большой базой. На рис. 7.10 представлены спектры сигнала ВРЧ при излучении ЛЧМ-сигнала бортовой антенной ПГЛ-5М (а), антенной бокового обзора (б) и антенной вертикальной локации (в) аппарата НГА-1. Спектральный анализ произведен с помощью собственного анализатора спектра ПГЛ-5М. Полоса частот, занимаемая ЛЧМ-сигналом, лежит в пределах 5–45 кГц. Возможности подводного буксируемого аппарата иллюстрируются эхограммами (рис. 8.13). Получены эхограммы в период работы с аппаратом в Черном море. При скорости судна порядка 4 уз и волнении моря порядка 3–4 баллов. Буксировка аппарата проводилась на глубине около 20 м. Эхограмма (см. рис. 8.13, а) получена при работе ПГЛ в сторону взволнованной поверхности моря. Самописец вычертил четыре кривых. Кривая 1 соответствует положению аппарата. Первое и второе отражения от поверхности записаны соответственно кривыми 2 и 3. Кривая 4 соответствует отражению от дна (после отражения от поверхности). Эхограмма (см. рис. 8.13, б) показывает профиль участка дна, зарегистрированный в виде кривой 2 при работе ПГЛ аппарата НГА-1 в сторону дна. На дне имеется разлом скального грунта (участок 3). Узкая безлепестковая диаграмма направленности параметрического локатора аппарата НГА-1 позволила вычертить более точный профиль разлома по сравнению с эхограммами традиционных линейных гидроакустических приборов. Частотные эхограммы придонных геологических слоев, полученные с помощью аппарата НГА-1М, описаны в § 8.6.

§ 8.4. Акустические зонды

Параметрические гидроакустические приборы активной локации позволяют изучать крупномасштабные вихри, поверхность и дно, а также тонкую структуру океана, в частности, звуко рассеивающие слои, зоны объемного рассеяния и др. [22, 63, 73]. Были созданы комплекты аппаратуры глубоководного акустического зонда АЗ-1 и АЗ-2 для исследования рассеяния звука тонкой и микроструктурой поля скоростей в океане, для изучения рассеяния звука дном, поверхностью и звуко рассеивающими слоями, для исследования крупномасштабных движений в океане (вихрей, течений, внутренних волн и др.). Глубоководный аппарат АЗ-1 позволяет одновременно с рассеянием изучать распределение скорости и градиентов скорости звука по глубине океана.



Рис. 8.14. Глубоководный параметрический акустический зонд АЗ-1

Параметрический тракт комплекта АЗ-1 состоит из двух частей: бортового и погружаемого блоков. Внешний вид глубоководного параметрического акустического зонда объемного рассеяния АЗ-1 показан на рис. 8.14. Погружаемый блок выполнен в виде двух герметичных контейнеров длиной 800 мм и диаметром 150 мм, соединенных рамой. Антенна накачки, приемный гидрофон (см. рис. 8.14) и датчик измерителя скорости звука располагаются вне герметичных контейнеров, крепятся на раме и соединяются с электронными узлами герметичными разъемами. Погружаемая часть соединяется с бортовым блоком кабель-тросом длиной 2000 м.

Схема параметрического тракта АЗ-1 представлена на рис. 8.15. Бортовой блок задает режимы работы параметрической антенны

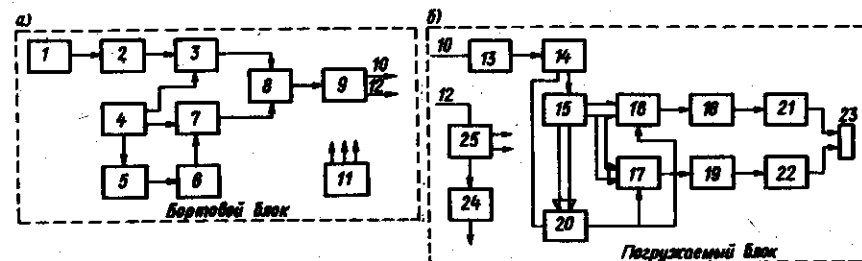


Рис. 8.15. Схема параметрического тракта акустического зонда АЗ-1: а — бортовой блок; б — погружаемый блок

и осуществляет синхронизацию и управление работой всего зонда. Схема бортового блока (рис. 8.15, а) состоит из синхронизатора 1, формирователя импульсов запуска 2, блока генераторов 4, блока запуска команд 5, блока кода команд 6, сумматора 8, магистрального усилителя 9 и источника питания 11. В качестве синхронизатора 1 используется либо внутренний генератор, либо внешний самописец. Формирователь импульсов запуска 2 осуществляет нормировку импульсов по ширине и длительности. В системе передачи команд и синхроимпульсов применена кодовоимпульсная модуляция с частотным разделением сигналов команд и синхроимпульсов. Блок генераторов 4 вырабатывает сигналы с частотами $f_1 = 1,9$ кГц и $f_2 = 6,3$ кГц для кодировки импульсов синхронизации и команды, а также импульсы для формирования сигналов команд. Блок запуска команд 5 осуществляет набор кода команды и посылку кода, которые в блоке кода команд 6 преобразуются в соответствующую набранному коду последовательность импульсов. Последовательность импульсов кода и импульсы синхронизации заполняются в модуляторах 3, 7 колебаниями с частотами f_1 и f_2 , суммируются в блоке 8 и через магистральный усилитель 9 посылаются в кабельную линию связи 10. По другой линии связи 12 в погружаемый блок подается постоянное напряжение от источника питания 11.

В погружаемом блоке, схема которого представлена на рис. 8.15, б, приемный усилитель 13 принимает из кабельной линии связи команды и синхроимпульсы и усиливает их до уровня, необходимого для работы блока разделения сигналов команд и синхроимпульсов 14. С этого блока синхроимпульсы поступают для запуска импульсного генератора 20, а последовательность импульсов команды подается на дешифратор команд 15. В дешифраторе происходит разделение кодов для управления частотой генераторов 16, 17 и длительностью посылки, вырабатываемой импульсным генератором 20. Сигналы с генераторов 16, 17, промодулированные импульсами с генератора 20 с заданной частотой и длительностью импульса, через контакты 18, 19 реле задержки 24 поступают на усилители мощности 21, 22 и далее на антенну накачки 23. Реле задержки необходимо для подключения сигнала на усилитель мощности только после формирования в блоке питания 25 всех необходимых напряжений.

Антенна накачки аппарата АЗ-1 представляет собой мозаичную структуру (видна на рис. 8.14), состоящую из 500 пьезокерамических элементов с рабочими частотами в диапазоне 135–165 кГц. Для обеспечения глубоководного режима работы в конструкции антенны накачки АЗОР использована звукопрозрачная защитная накладка. В водной среде в результате взаимодействия волны накачки формируется ПА с рабочей частотой F в диапазоне 5–30 кГц. Выбор одной из четырех рабочих частот задается по команде оператора с бортового блока. Во всем диапазоне рабочих частот ширина диаграммы направленности параметрической антенны АЗ-1 по уровню 0,7 равна $\sim 2,5^\circ$. Минимальный период следования излучаемых импульсов равен 1 с. Длительность зондирующих импульсов в аппарате выбрана 0,2; 1,0 и 5 мс.

Для длительности 0,2 мс предусмотрен режим излучения при отключении одного из генераторов накачки. Тогда в среде формируется ПА с режимом самодетектирования. Основные характеристики параметрического режима излучения глубоководного аппарата АЗ-1 приведены в табл. 1.

Дальнейшее совершенствование комплекта аппаратуры привело к созданию глубоководного акустического зонда АЗ-2, функции которого значительно расширены. Увеличение возможностей достигнуто за счет дополнения аппарата комплектом приборов с протяженной приемной ПА и еще одним ПГЛ. В итоге помимо задач исследования тонкой структуры океана комплекс аппарата АЗ-2 позволяет изучать рассеяние звука дном, поверхностью и звукорассеивающими слоями, а также осуществлять прием в широкой полосе частот (в том числе низкочастотных) акустических сигналов и сигналов от взаимодействия различных полей в океане (акустических, внутренних волн, вихревых движений и др.). Характеристики комплекса АЗ-2 приведены в табл. 1.

Схема параметрического акустического зонда АЗ-2 показана на рис. 8.16. Комплект приборов состоит из бортового блока I и подводного погружаемого блока II. Внешний вид погружаемых блоков АЗ-1 и АЗ-2 одинаков (см. рис. 8.14). Важным отличительным элементом комплекса АЗ-2 является протяженная приемная ПА, длина базы которой определяется длиной кабель-троса 18. Приемная ПА содержит излучающую антенну накачки 12, расположенную на погружаемом блоке II. Антенна накачки ориентирована в сторону поверхности океана. В качестве приемной антенны накачки 9 используется штатная антенна судового гидролокатора. Формирователь 6 параметрического приемника расположен в бортовом блоке I. Он вырабатывает сигналы, которые по кабель-тросу 18 поступают на усилитель мощности 14, расположенный в погружаемом блоке II. С формирователя 6 снимается опорный сигнал для фазового детектора 3, куда поступает также сигнал с приемной антенны 9 через усилитель 5. С фазового детектора 3 сигнал передается на регистратор 2 приемника. (10 – заземление).

Антенны накачки 11 и 15 ПГЛ расположены на погружаемом блоке и ориентированы – одна в сторону поверхности, другая – в сторону дна. Сигналы накачки поступают на антенны 11 и 15 с усилителя мощности 13, куда по кабель-тросу 18 подаются сигналы с формирователя 7 ПГЛ.

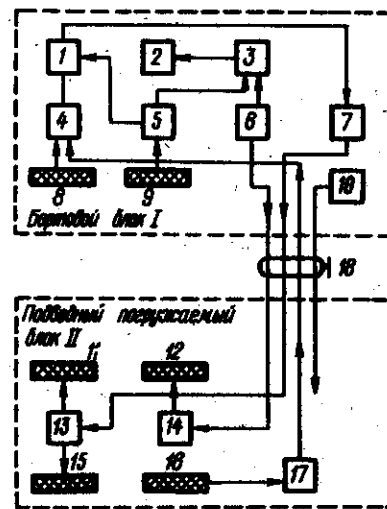


Рис. 8.16. Схема параметрического акустического зонда АЗ-2

Сигналы ВРЧ принимаются либо на приемную антенну 16 ПГЛ, расположенную в погружаемом блоке II и соединенную через предварительный усилитель 17 и кабель-трос 18 с широкополосным приемником 4 ПГЛ, либо на приемную антенну 8 ПГЛ, расположенную на борту судна. Кроме того, прием сигналов ВРЧ может осуществляться антенной 9 судового гидролокатора. После усиления сигналы ВРЧ фиксируются на регистраторе 1. В акустическом зонде АЗ-2 имеются также измеритель скорости звука в морской воде и глубины погружения зонда.

§ 8.5. Режим параметрического излучения в рыбопоисковом навигационном комплексе „Сарган-М”

Параметрическая антенна с режимом самодетектирования (см. гл. 6) впервые в мировой практике внедрена в серийную гидроакустическую аппаратуру в модернизированном рыбопоисковом навигационном комплексе „Сарган-М” [27, 46, 88]. Указанный комплекс устанавливается на основных типах рыбопромысловых судов, ведущих лов на малых глубинах в прибрежных районах и на больших глубинах в океане.

При модернизации комплекса „Сарган”, вызванной усложнением условий промысла, увеличена дальность действия с помощью увеличения мощности тиристорного генератора и увеличения почти втрое поверхности НЧ-антенны, введены в самописец элементы электронной памяти, повышена эффективность работы эхолота на малых глубинах и обнаружение приповерхностной рыбы путем введения режима параметрического излучения (РПИ) [10].

Гидролокатор и эхолот, входящие в состав комплекса „Сарган”, имеют по два независимых тракта излучения и приема на высокой частоте $f_2 = 135$ кГц и низкой частоте $f_1 = 20$ кГц. Внешний вид модернизированного комплекса эхолота „Сарган-М” показан на рис. 1.4. Режим параметрического излучения включается при нажатии на панели блока и управления вновь введенного переключателя f_1/f_2 при положении переключателей f_2 или f_2 „включено” и нажатии тумблера „мощность I”. При этом сигнал с модулятора 1 (рис. 8.17) запускает формирователь серии импульсов 2. С последнего сигнала в виде серии импульсов поступает на задающий генератор 3, усиливается в генераторе посылок 4 и через блок коммутаций 5 подается на высокочастотную излучающую антенну 6, которая преобразует электрические сигналы в акустические. Распространяющиеся в водной среде акустические импульсы самодетектируются (см. гл. 6), формируя ПА. Спектры самодетектированного НЧ-сигнала станции „Сарган” и „Сарган-М” показаны на рис. 6.6 и 6.22. Частота следования и длительность импульсов в излучаемой серии подобраны таким образом, чтобы максимум энергии образующихся в среде самодетектированных акустических сигналов приходился на частоту $f_1 = 20$ кГц. Отраженные от объекта локация самодетектированные сигналы принимаются

узкополосной резонансной низкочастотной антенной 7 и через коммутатор 8 поступают на блок дополнительной временной автоматической регулировки усиления (ВАРУ) 9, с выхода которого через предварительный усилитель 10 и фильтры 11 сигналы поступают на усилитель 12, где усиливаются и подаются на блок регистрации 13, состоящий из электронного и цифрового индикатора и самописца. В РПИ генератор радиоимпульсов 14 не включается. Поэтому блок дополнительной ВАРУ 9 в РПИ не работает. Дополнительная временная регулировка усиления в РПИ заведена с блока 15, на который поступает сигнал с генератора посылок 4. ВЧ предварительный усилитель 16 и фильтры 17 при включении РПИ в работе станции не участвуют.

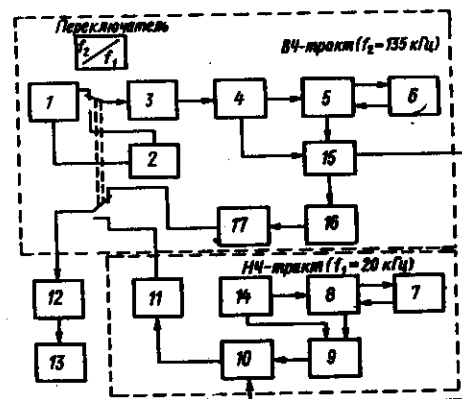


Рис. 8.17. Структурная схема рыбопоискового эхолота „Сарган-М” с параметрическим трактом излучения

Введение РПИ полностью сохраняет традиционные режимы комплекса „Сарган”. Появился новый тракт, имеющий высокую направленность в излучении на НЧ при практически полном отсутствии боковых лепестков в диаграмме направленности (см. рис. 6.14). Осевое распределение звукового давления в РПИ станции „Сарган” самодетектированного сигнала на частоте 20 кГц показано на рис. 6.11.

Режим параметрического излучения в комплексе „Сарган-М” можно использовать для ближней и дальней локации. Для обеспечения навигационного режима при работе на мелководье и обнаружении близко расположенных целей в РПИ целесообразно излучать одиночный импульс. Для задач дальней локации в РПИ целесообразно использовать излучение серии импульсов в пределах одной посылки, что позволяет концентрировать энергию сигнала на определенных частотах в узкой полосе. Длительность посылок в модернизированном комплексе „Сарган” равны $t_1 = 160$ мкс, $t_2 = 300$ мкс, $t_3 = 1$ мс, $t_4 = 3$ мс.

Коммутация станции осуществлена таким образом, что при нажатии кнопки длительности t_1 излучается одиночный импульс. При нажатии кнопки для последующих длительностей (t_2, t_3, t_4) станция излучает серии импульсов длительностью $t_{и} = 75$ мкс с частотой следования $f_{сл} = 6,6$ кГц в пределах одной посылки. При работе в традиционном навигационном режиме (ближняя локация) в станции „Сарган” предусмотрено ослабление коэффициента усиления предварительного усилителя на 20 дБ для избежания перегрузки приемного тракта из-за высокого уровня сигнала от дна. В случае ближней локации при работе в РПИ уровень сигналов от дна существенно ниже, поэтому

в РПИ предусмотрено отключение ослабления 20 дБ. Для РПИ предусмотрена возможность использования узкой характеристики направленности ($\theta = 10^\circ$) на НЧ-приеме.

Морские испытания модернизированной станции „Сарган-М” проведены в акваториях Черного, Азовского, Баренцева и Норвежского морей. Основное внимание уделялось сравнительной оценке использования РПИ и традиционных режимов. Испытания показали, что введение РПИ за счет высоконаправленного излучения без боковых лепестков позволяет существенно расширить функциональные возможности рыбопоискового комплекса „Сарган-М”, особенно при работе в навигационном режиме, а также при поиске и обнаружении рыбы в шельфовой зоне и приповерхностном слое. На рис. 8.18, а приведена эхограмма локации в РПИ приповерхностной рыбы и дна в Норвежском море при глубине 1200 м и волнении моря 4 балла. В этот же момент ВЧ-режим (на частоте $f_2 = 135$ кГц) не лоцировал (см. рис. 8.18, б) рыбу из-за поверхностной реверберации и дно из-за значительного затухания [10, 12, 86].

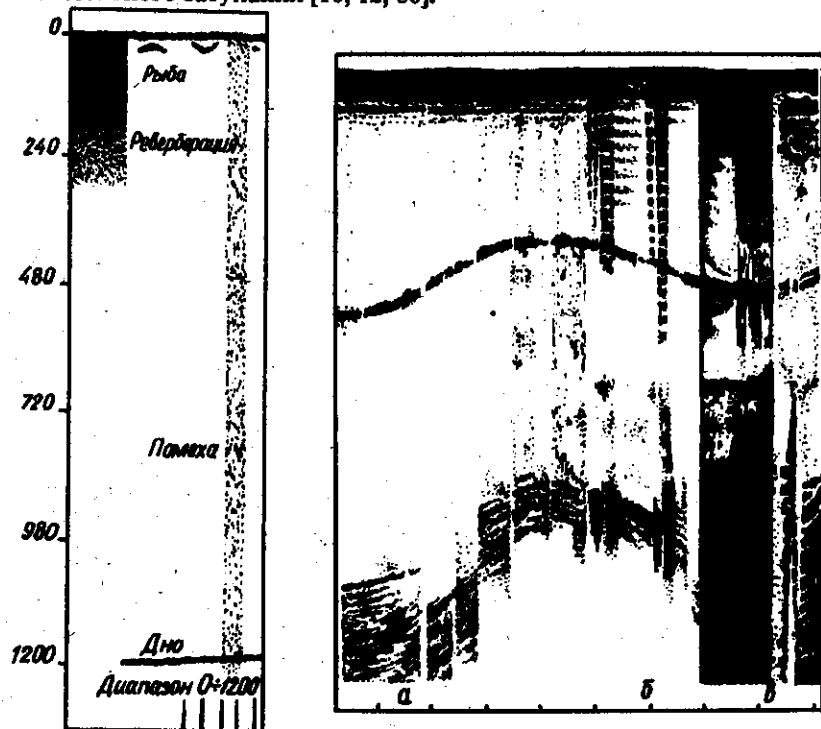


Рис. 8.18. Эхограмма локации в РПИ станции „Сарган-ЭМ” приповерхностной рыбы и дна (а) в Норвежском море, (б) — запись того же участка в ВЧ-режиме станции

Рис. 8.19. Эхограммы локации искусственной цели, расположенной на глубине 20 м от поверхности воды в мелком море, в РПИ (а), ВЧ (б) и НЧ (в) традиционных режимах станции „Сарган-М”

Устранение реверберационной помехи при работе станции „Сарган” в РПИ является важным положительным качеством параметрической антенны в режиме самодетектирования. На рис. 8.19 приведены эхограммы, полученные при лоцировании искусственной цели (металлическая сфера диаметром 0,4 м), находящейся на глубине 20 м от поверхности воды, в РПИ (а), на ВЧ- (б) и НЧ- (в) излучении в традиционном линейном режиме. Из сравнения эхограмм видно, что в РПИ (см. рис. 8.19, а) отсутствует реверберация, имеющая место при работе в линейных режимах (см. рис. 8.19, б, в) станции. Характерный изгиб линии отражения от цели на рис. 8.19 вызван волнением моря. Глубина Черного моря в месте испытаний составляла 40 м [10].

Важной особенностью РПИ является возможность регистрации отражений от дна на мелководье и уменьшение „мертвой зоны”. На научно-исследовательском судне „Танаис” проведены сравнительные записи на самописец дна в мелком Таганрогском заливе в РПИ и режиме ВЧ-станции „Сарган” [46]. При работе в РПИ запись была устойчива до минимальной глубины 0,8 м, отсутствовала характерная реверберация, имеющая место при работе в ВЧ-режиме станции (см. рис. 6.23). Четкая регистрация дна при работе в РПИ на малых глубинах обусловлена отсутствием боковых лепестков в характеристике направленности ПА и использованием разделенных по частоте приемного и излучающего трактов. Уменьшение „мертвой зоны” связано также с тем, что распределение звукового давления низкочастотного сигнала, генерируемого в ПА, не имеет осцилляций, характерных для ближнего поля линейных антенн [9, 38]. Кроме того, короткий самодетектированный импульс возникает от переднего фронта импульса. Пространственная длина самодетектированного импульса существенно меньше (см. гл. 6), чем у исходного импульса станции.

В заключение следует отметить важное обстоятельство, что введение РПИ при модернизации станции „Сарган” не потребовало существенной перестройки станции. Параметрическая антенна в режиме самодетектирования, по сути, существует во всех приборах активной локации. Введение РПИ в серийный рыбопоисковый навигационный комплекс „Сарган-М” показало возможность эффективного практического использования ПА в режиме самодетектирования для локации. На очереди использование также свойств широкополосности излучения ПА в режиме самодетектирования, например, для целей классификации и др.

§ 8.6. Новый класс гидроакустической аппаратуры

Основные области применения ПА с указанием конкретной гидроакустической аппаратуры подробно описаны в книге [38] и дополнены в гл. 1. Минувшее пятилетие отмечено дальнейшим развитием теории ПА, разрабатывались научно-технические основы конструирования параметрических гидроакустических приборов активной локации [45], добавился новый подкласс параметрических приборов с использованием

Таблица 1. Технические характеристики параметрических гидролокаторов,

созданных в Таганрогском радиотехническом институте им. В. Д. Калмыкова

Характеристики	Тип		
	ПГЛ-300	ПГЛ-2	ПГЛ-2А
1	2	3	4
Рабочая частота, кГц	1-25	136	50
Звуковое давление, Па: на расстоянии, м на частоте, кГц	150 10 20	1500 10 136	200 10 50
Ширина характеристики направленности, град	4,0 ± 0,5	3,5	3,5
Параметры преобразователя накачки:			
число элементов	1	28(14 + 14)	28(14 + 14)
резонансная частота, кГц	300	420 и 536	405 и 456
диаметр или размер, мм	Ø 100	75 × 75	75 × 75
форма	Плоский	Плоский, мозаичный	Плоский, мозаичный
Длина зоны взаимодей- ствия, м	220	90	110
Коэффициент снижения по частоте (максимальный)	300	4	9
Метод формирования сигналов	Биения	Двухканальный	Биения
Мощность тракта излуче- ния, кВт	0,5	0,3 по каждому каналу	0,3 по каждому каналу
Длительность импульса, мс	0,1-20,0	0,01-5,0	0,1-5,0
Частота следования пуль- сов, Гц	0,4-200 и от внешнего запуска	0,4-200 и от внешнего запуска	0,4-200 и от внешнего запуска
Дистанция эхолоциро- вания, м	До 900 м с приемным трактом се- рийной РПА (по грунту = 20 кГц)	До 870 м с приемным трактом се- рийной РПА (по уголково- му отражателю)	До 820 м с приемным трактом РПА типа 872А (по уголково- му отража- телю)

прибора			
ПГЛ-3	ПГЛ-4	ПГЛ-5	ПГЛ-5М
5	6	7	8
5-25	50	5-50	1-50 ЛЧМ-сигнал
200 5 10	4000/гр. 1 м 50	4000/гр. 1 м 20	4000/гр. 1 м 20
4,0	6,0	3,0	3,0
1 294 Ø 100 Плоский, армированный	1 276 Ø 65 Плоский	400(200 + 200) 185 Ø 160 Плоский, мозаичный	400(200 + 200) 185 Ø 165 Плоский мозаичный
230	260	590	590
60	5,5	37	185
Биения	Биения	Биения двухканальный	Одноканальный, биения, противо- фазная ЧМ. Двух- канальная диф- ференцирующая перестройка про- тивофазная, ЧМ
0,8	0,2	0,8 по каждому каналу	2,4
0,1-20,0	0,3-1,0	0,75-20	0,5-100
0,4-200 и от внешнего запуска	От внешнего запуска	От внешнего запуска	От внешнего запуска
По илу 18 м с собственным приемным трактом	100 м по цели с $R_p = 0,1$ м)	3500 м по дну	4300 м по дну

Характеристики	Тип		
	ПГЛ-300	ПГЛ-2	ПГЛ-2А
1	2	3	4
Назначение, условия эксплуатации	Морская геолокация, прецизионный эхолот	Исследования гидролокации и рыбопоиска	Исследования гидролокации и рыбопоиска

Характеристики	Тип	
	Режим параметрического излучения в станции „Пескарь”	Буксируемый аппарат НГА-1
1	9	10
Рабочая частота, кГц	50	5-50
Звуковое давление, Па на расстоянии, м на частоте, кГц	$1,3 \cdot 10^4$ /пр. 1 м 50	6000/пр. 1 м 20
Ширина характеристики направленности, град	6	3 шт. ПГЛ 3 x 6; 5 x 12° ПГЛ бокового обзора
Параметры преобразователя накачки:		
число элементов	1	392(196 + 196)
резонансная частота, кГц	250 и 300	150 и 175
диаметр или размер, мм	65	260 x 120 x 30; 780 x 50 x 30
форма	Плоский	Плоский, мозаичный
Длина зоны взаимодействия, м	260	770
Коэффициент снижения по частоте (максимальный)	5,5	32
Метод формирования сигналов	Виения	Двухканальный
Мощность тракта излучения, кВт	0,4	0,05
Длительность импульса, мс	0,5; 1,0; 1,5	0,2; 1,0; 5,0
Частота следования импульсов, Гц	3,75; 7,5; 15; 30	От внешнего запуска

прибора			
ПГЛ-3	ПГЛ-4	ПГЛ-5	ПГЛ-5М
5	6	7	8
Гидролокация, рыбопоиск, поиск под слоем ила, определенной толщины донных осадков	Гидролокация, рыбопоиск	Гидролокация, рыбопоиск, исследования	Гидролокация, рыбопоиск, исследования, классификация

прибора			
Режим параметрического излучения в комплексе „Сарган-М”	ПГЛ АЗ-1 ПГЛ АЗ-2	Приемная ПА АЗ-2	Инфразвуковой излучатель
11	12	13	14
Излучение: 0-40 кГц Прием: 20 кГц	10; 15; 20; 30	0-6 20-26	0,063-3
$2 \cdot 10^4$ /пр. 1 м 20	6000/пр. 1 м 20	20	
2,5°, 4,0	2,5°		
19 135 300	500 150 190		20 900 x 700
Плоский	Плоский, мозаичный		Плоский
1000 6,75	890 15	База 2000 м	49500 317
Формирование серии или импульсов в пределах одной посылки	Двухканальный		Виения
2 0,16; 0,3; 1,0; 3,0 1,25; 2,5; 5; 10; 20	1,5 0,2; 1,5 От внешнего запуска	1,1	8

Характеристики	Тип	
	Режим параметрического излучения в станции „Пескарь”	Буксируемый аппарат НГА-1
1	9	10
Дистанция эхолотирования, м	Более 100 м (по цели с $R_0 = 0,1$ м)	1000 м по дну
Назначение, условия эксплуатации	Обнаружение пелагических и придонных рыбных скоплений под судном и в стороне от судна	Гидролокация вверх, вниз, в сторону, ПГЛ бокового обзора; рыбопоиск, измерение коэффициента отражения от границ раздела

Таблица 2. Технические характеристики параметрических антенн и приборов

Наименование и литературный источник	Рабочая частота, кГц	Звуковое давление на рабочей частоте (среднее значение)	Ширина характеристики направленности, градусы	Характеристика
				Преобразователи накачки: резонансная частота, диаметр, площадь, конструкция
1	2	3	4	5
1. Доплеровская гидроакустическая станция с параметрической антенной (PADS), [58]	8-12	-	4,5°	200 кГц Ø 152,4 мм
2. Параметрическая система ближнего поля, испытывавшаяся в Военно-Морском центре подводных систем (NUSS), [58]	3,5	200, дБ/мк Па · м	4°	65 кГц Ø 90 см
3. Мощная параметрическая система, сконструированная в NUSS, [58]	0,4-4	212 дБ/мк Па · м на $F = 1$ кГц	11° при $F = 1$ кГц	24 кГц, 100 x 120 см

прибора			
Режим параметрического излучения в комплексе „Сарган-М”	ПГЛ АЗ-1 ПГЛ АЗ-2	Приемная ПА АЗ-2	Инфразвуковой излучатель
11	12	13	14
По грунту 1200 м по цели с $R_0 = 0,1$ 100 м	2000		
Гидролокация, рыбопоиск, обеспечение навигационного режима	Измерение коэффициента объемного рассеяния градиентов поля скорости звука океана с глубиной погружения до 1500 м	Прием НЧ-сигналов, исследование вихревых полей, акустических и внутренних волн в океане	Исследование НЧ ПА и вопросов распространения звука

Характеристики				
Мощность тракта излучения, кВт	Звуковое давление волны накачки	Длительность импульса, мс	Дистанция эхолотирования, м	Назначение и особые свойства
6	7	8	9	10
0,2 по каждой частоте	188, дБ/мк Па · м	-	11 тыс. фут. (3352,7 м)	Определение абсолютной скорости и пройденного расстояния относительно дна на больших глубинах
5,0	246, дБ/мк Па · м	2,0	а) при глубине воды 200 м прохождение в грунт до 80 м б) дальность обнаружения объекта с силой цели -5 дБ до 4000 м	Донное профилирование, обнаружение придонных объектов
80,0	250 дБ/мк Па · м	-	-	Профилирование дна и придонного слоя, излучение глубоководных рассеивающих слоев

Наименование и литературный источник	Рабочая частота, кГц	Звуковое давление на рабочей частоте (среднее значение)	Характеристики	
			Ширина характеристики направленности, градусы	Преобразователи накачки: резонансная частота, диаметр, площадь, конструкция
1	2	3	4	5
4. Сканирующий гидролокатор, разработанный в Бирмингемском университете [58]	135-195	-	-	318 и 482 кГц, квадрат со стороной 22 см
5. Нелинейный гидролокатор [58]	50,0	120 дБ/Па · м	6°	200 кГц, часть цилиндра, 34 x 6 см
6. Параметрический гидролокатор дальнего поля [58]	0,25-4,0	174 дБ/мк Па · м на $F=1$ кГц	13° на $F=1$ кГц	24 кГц, \varnothing 39 см
7. Параметрический холот „FADS“ [58]	12,0	88 дБ/0,1 Па на 0,91 м	3°	200 кГц \varnothing 23 см
8. Гидролокатор с постоянной характеристикой направленности [58]	5-50,0	-	5°	500 кГц, криволинейная поверхность 3 x 10 см
9. Параметрическая гидролокационная система [111]	0,5-5	-	2,5°	12,5 кГц, \varnothing 2,3 м, 720 элементов
10. Буксируемый параметрический эхолот „TOPS“, созданный в NUSS [58]	0,05-5	164-228 дБ/мк Па · м	10,4-1,8°	23 кГц, 2 x 0,54 м
11. Низкочастотный гидролокатор [26]	1-5	2000-3000 Па · м при $F=5$ кГц	2 x 30°	23 кГц, мозаика из 22 элементов

Мощность тракта излучения, кВт	Звуковое давление волн накачки	Длительность импульса, мс	Дистанция эхолокации, м	Назначение и особые свойства
0,72	-	-	Обнаруживает объекты с силой цели - 25 дБ на дистанции 500 м при волнении моря 4 балла	Сектор сканирования 8 x 1°, угловая разрешающая способность 1 x 1°. Разрешающая способность по дальности 0,1 м
-	-	-	400 м	Гидролокация
2,5	225 дБ/мк Па · м	-	-	Океанографические исследования
-	125 дБ/0,1 Па на 0,91 м	60,0	Получены положительные результаты при исследовании глубины до 4 км	Профилирование дна и донных слоев
2,0	-	10 мс	-	Гидролокация
80,0	-	500 мкс	-	Исследование распространения звука в мелком море, рассеяние звука биологическими объектами, определение параметров донных осадков
80,0	247 дБ/мк Па · м	-	Получена карта дна при толщине осадков 75 м в водах глубиной 1100 м	Батиметрическое зондирование
0,8 на каждый элемент	-	-	-	Исследование свойств морского грунта, цветной индикатор

Наименование и литературный источник	Характеристики			
	Рабочая частота, кГц	Звуковое давление на рабочей частоте (среднее значение)	Ширина характеристики направленности, градусы	Преобразователи накачки: резонансная частота, диаметр, площадь, конструкция
1	2	3	4	5
12. Параметрическая система для донного профилирования [58]	0,8-7	-	4°	38 кГц, мозаика из 218 элементов, площадь 0,25 м ²
13. Параметрический излучатель для профилирования дна [97]	10-20	143 дБ/мк Па при $F = 11,7$ кГц	2-3° x 20 - 30°	85 кГц, часть цилиндра 66 многоэлементных линеек с размером 0,64 x 40,68 см
14. Универсальный параметрический эхолотокатор (Atlas Parasound) [96]	210; 37,5; 19,5; 5; 4; 3,5; 2,5		При 210 кГц - 5°; 37,5 - 2 + 10°; 19,5 кГц - 4 + 20°; 3,5 кГц - 4°.	При 210 кГц - 160 x 200 мм 37,5/19,5 кГц - 250 x \varnothing 355 мм
15. Параметрический гидролокатор PaSo-30, [104]	3,5-15	200-210 дБ	2,5°	40-60 кГц \varnothing 620 мм
16. Параметрическая антенна для подводной связи [82,94]	8	80 дБ в морской воде	5,5 x 3,6°	80 и 88 кГц, 165 x 277 мм, 240 элементов, 6,5 x 3,4°
17. Громкоговоритель нового типа [124]	0,2-20	При входном напряжении 10 В и глубине модуляции $F = 0,5$ уровень давления на 5 кГц	на частоте 5 кГц - 7° 10 кГц - 5°	40 кГц, 547 элементов

Характеристики				
Мощность тракта излучения, кВт	Звуковое давление волн накачки	Длительность импульса, мс	Дистанция эхолоцирования, м	Назначение и особые свойства
6	7	8	9	10
5,0	127 дБ/мк бар	короткие импульсы	Антенна буксируется на 80 м от дна. При глубине воды 160 м проникновение в грунт до 40 м	Донное профилирование
-	215 дБ/мк Па 'м	-	Прохождение в грунт 10-50 м	Исследование донных осадков и регистрации профиля дна
-	-	0,2-20 мс	Дальность при 210 кГц - 25 м; 19,5 кГц - 8000 м; 5 кГц - 12 км	1. Океанография - обнаружение одиночных рыб на глубине 1300 м и косяков на 2 км 2. Гидрография 3. Исследование слоев моря с высокой разрешающей способностью на глубине до 8 км с узким лучом 2° 4. Донное прохождение
-	271 дБ	-	-	Калибрующий эхолотокатор
1400 Вт	122 дБ	-	Подводная связь до 8 км	Подводная связь. Сигнал звуковой модуляции с одной боковой полосой
Входное напряжение 10 В	-	-	-	Высокая направленность громкоговорителя позволяет использовать его в музеях, на выставках и др.

Наименование и тип температурный источник	Рабочая частота, кГц	Звуковое давление на рабочей частоте (среднее значение)	Характеристики	
			Ширина характеристики направленности, градусы	Преобразователи накачки: резонансная частота, диаметр, площадь, конструкция
1	2	3	4	5
17. Громкоговоритель нового типа [124]		равен 83 дБ на расстоянии 4 м		
18. Параметрическая антенна для исследования влияния газовых пузырьков [3]	0,8-4	680 Па · м при $F = 4$ кГц	5,5°	44 кГц, ϕ 3,6 см, ферритовые элементы
19. Параметрическая антенна	5	-	3,8°	112,5 кГц

ПА в режиме самодетектирования и излучения широкополосных гидроакустических сигналов с большой базой, расширилась и область использования параметрической гидроакустической аппаратуры [8, 22, 86-88].

Характеристики опубликованных наиболее типичных серийных и исследовательских параметрических приборов и антенн приведены в табл. 1 и 2. Табл. 1 включает характеристики параметрических приборов активной локации, созданных сотрудниками Таганрогского радиотехнического института имени В. Д. Калмыкова или при их участии (для серийных станций „Пёскарь” и „Сарган-М”). В табл. 2 приведены остальные опубликованные данные о ПА с указанием источника публикации. Исторический обзор и анализ зарубежных исследований и разработок гидроакустической аппаратуры с ПА проведен [38] и в гл. 1. За прошедший период фронт работ в области нелинейной гидроакустики расширился. Активно включились в исследования и разработки акустических параметрических приборов помимо специалистов фирм и университетов США, Англии, Норвегии, Дании и также исследователи и разработчики Японии, Франции, Китая и др. стран.

Из анализа табл. 1 и 2 видно, что основными областями широкого применения ПА является рыболокация и океанология. Появились первые в мировой практике отечественные серийные рыбопоисковые навигационные станции и комплексы с параметрическими излучающими трактами (см. § 8.1-8.5). В таблицах широко представлены параметрические приборы для океанологических исследований (серия ПГЛ, ПГА, АЗ и др.). В меньшей степени представлены локационные пара-

Характеристики				
Мощность тракта излучения, кВт	Звуковое давление волны накачки	Длительность импульса, мс	Дистанция эхолокации, м	Назначение и особые свойства
6	7	8	9	10
-	$2 \cdot 10^5$ Па	-	-	Исследование влияния свойств среды на характеристики ПА
-	-	-	-	Исследование свойств ПА

метрические приборы для измерения (параметрические лаги, измерители толщины льда и др.). В табл. 1 не приведены характеристики серии параметрических измерительных излучателей типа НАИ, некоторые из них используются для модельных исследований гидролокации в условиях измерительных гидроакустических бассейнов. Характеристики серии приборов типа НАИ рассмотрены в [35, 37, 38].

Диапазон рабочих частот ПА в приборах активной локации самый разнообразный. Следует отметить появление ПА с излучением в инфразвуковом диапазоне (см. табл. 1). В последние годы расширился диапазон используемых частот волны накачки в сторону более низких частот (в районе единиц и десятков килогерц).

Электрические мощности параметрических приборов активной локации достигли сотен киловатт. Появилась локационная параметрическая аппаратура (см. ПГЛ-5, ПГЛ-5М и др.) с использованием сложных сигналов с базой порядка 10^3-10^4 и более, позволяющая измерять частотную зависимость силы цели (см. § 7.8). Отметим, что до появления параметрических приборов активной локации практически только в биологических сонарах использовалось излучение гидроакустических сигналов с большой базой.

Значительным новшеством являются исследовательские и серийные гидролокационные приборы с ПА в режиме самодетектирования. Помимо обычных возможностей ПА в этом режиме сравнительно просто реализуется свойство уменьшения „мертвой зоны”. Параметрические приборы с режимом самодетектирования дают возможность реализовать широкополосные системы для классификации целей и гидролокации в низкочастотном диапазоне.

Из табл. 1 и 2 видно, что конструкции исходных антенн и преобразователей накачки параметрических локационных приборов выполняются в основном в виде многоэлементных (до 600 отдельных пьезопреобразователей) мозаичных систем. В некоторых приборах активной локации с ПА используются антенны традиционных гидроакустических средств. Такое совмещение функций иногда допустимо (например, для ПА в режиме самодетектирования комплекса „Сарган-М”). Но в большинстве случаев целесообразно конструировать специализированные антенны и преобразователи накачки. Частоты накачки ПА в 5–10 раз (иногда и больше) превышают рабочие разностные частоты. Поэтому преобразователи накачки большинства параметрических приборов, представленных в табл. 1 и 2, имеют относительно малые габариты. Особенности конструирования и технологии производства ВЧ-антенн накачки обусловлены их малыми габаритами и большим количеством исходных преобразователей (их число достигает 1000). В ПГЛ малой и средней дальности применяют дисковые пьезоэлементы и пьезокерамические столбики (рис. 8.20). Из них набираются мозаичные антенны накачки. В параметрических приборах активной локации средней и большой мощности сборка многоэлементных антенн накачки производится из обычных стержневых преобразователей, преобразователей типа „гантель” и др. В большинстве случаев отдельные пьезокерамические элементы преобразователя накачки наклеиваются на накладку и вся антенна заливается компаундом. Общие правила конструирования и технологии производства антенн накачки, естественно, ничем не отличаются от таковых для традиционных линейных антенн. На рис. 8.20 и 8.21 показаны различные антенны накачки и их элементы в процессе сборки.

В заключение дополнительно проиллюстрируем отличные возможности параметрических рыбо- и гидролокаторов. На рис. 8.22 приведены впервые полученные частотные эхограммы обратного рассеяния звука звукорассеивающими слоями (ЗРС), гидрофизическими неоднородностями и дном района Индийского океана (см. рис. 8.22, а, б) и частотные эхограммы рассеяния звука придонными геологическими слоями участка дна Баренцева моря (см. рис. 8.22, в). Частотные эхограммы были получены соответственно в 11-м и 19-м рейсах научно-исследовательских судов „Академик Мстислав Келдыш” и „Профессор Штокман”. В отличие от обычных эхограмм на рис. 8.22 горизонтальная ось соответствует изменению частоты посылок от 4 до 50 кГц последовательными ступеньками через 175 Гц. Параметрические гидролокаторы ПГЛ-5М (см. рис. 8.22, а, б) и НГА-1М (см. рис. 8.22, в) излучали и регистрировали амплитудно-частотно-манипулированные сигналы по 16 импульсов длительностью $\tau = 5$ мс на каждой из указанных 225 частот. Длительность и число импульсов по каждой частоте менялись по выбору оператора из критерия получения четкой записи и необходимой степени накопления информации. Параллельно с записью частотных эхограмм эхо-сигналы регистрировались на магнитную ленту для последующей обработки записей с усреднением по 16–64 реализациям на спецпроцессоре для выбранных

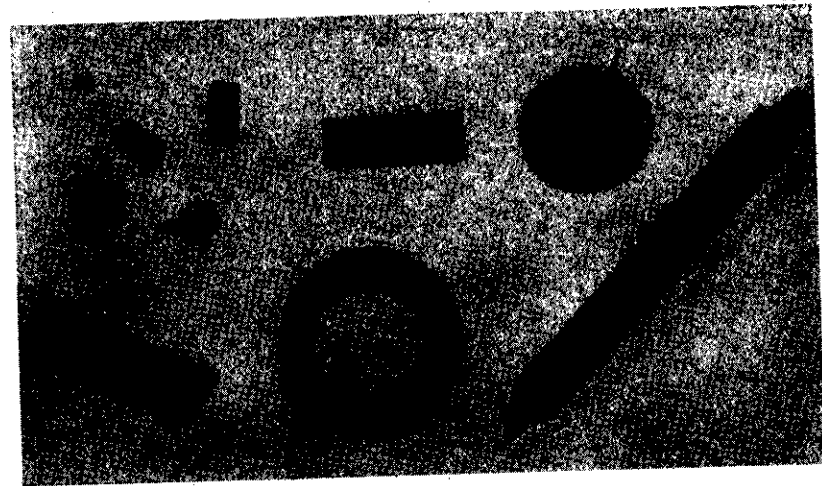


Рис. 8.20. Пьезокерамические преобразователи многоэлементных антенн накачки

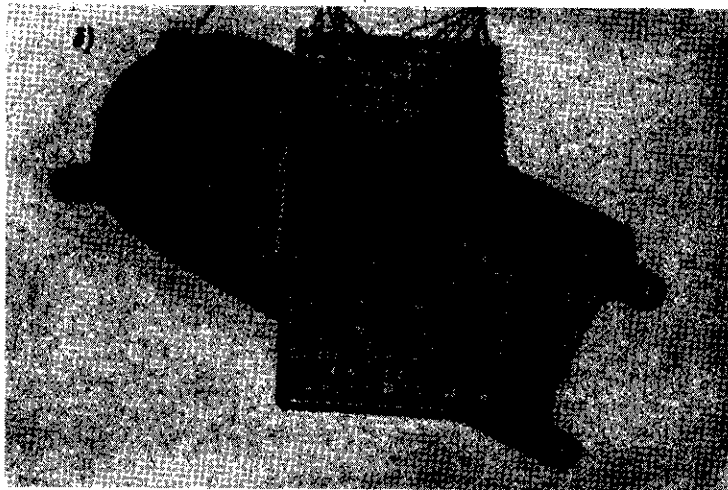
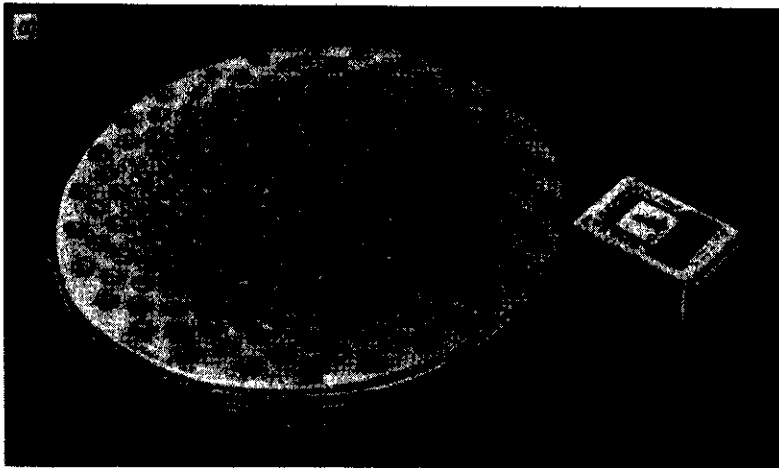


Рис. 8.21. Элементы мозаичных антенн накачки в процессе сборки:
 а — неэквидистантная решетка для $f_0 \approx 350$ кГц,
 б — эквидистантная решетка аппарата НГА-1

частот или горизонтов. На частотных эхограммах видны зависящие от глубины области частот максимального и минимального рассеяния звука гидрофизическими неоднородностями, ЗРС, дном и придонными слоями.

Представленные на рис. 8.22, частотные эхограммы, впервые полученные с помощью параметрического гидролокатора, являются практически полным гидроакустическим аналогом известных

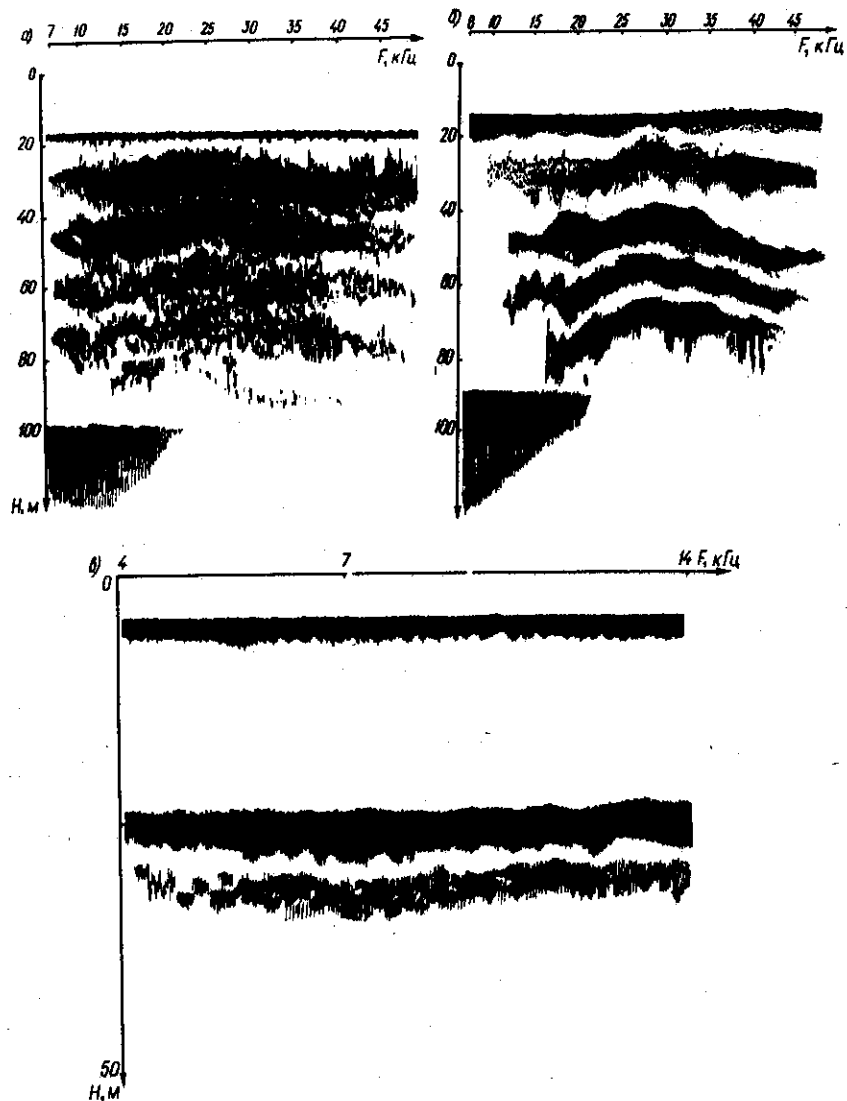


Рис. 8.22. Частотные эхограммы обратного рассеяния звука звукочувствительными слоями: ночными (а), дневными (б) и придонными геологическими (в)

в электроакустике сонограмм. Можно с уверенностью утверждать, что подобно сонограммам частотные эхограммы будут служить мощным средством для распознавания гидроакустических образов, решения классификационных задач, анализа сигналов и процессов в океанологии, при рыболовстве, в морской геофизике и др.

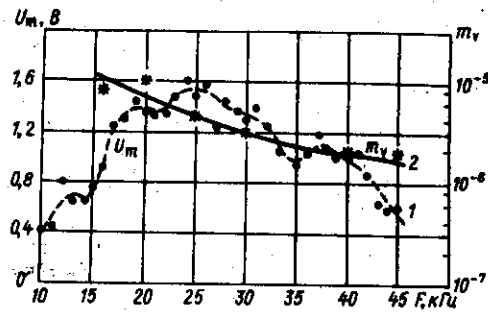


Рис. 8.23. Частотная зависимость коэффициента обратного рассеяния звука и ЗРС

Обработка магнитных записей сигналов с учетом калибровок излучающего и приемного трактов позволила построить частотную зависимость коэффициента обратного рассеяния звука от дна океана при глубине ~ 5100 м и звукорассеивающих слоев (рис. 8.23), расположенного на глубинах между 48 и 53 м (этот слой виден на рис. 8.22, а в виде второй сверху широкой темной полосы). Уменьшение коэффициента обратного рассеяния k_p от дна океана на низких частотах объясняется проникновением части акустической энергии сигналов ПА в грунт. По этой же причине на частотной эхограмме (см. рис. 8.22, а, б) участок рассеяния от дна на низких частотах имеет более широкую запись. Численные значения коэффициента обратного рассеяния $k_0 \approx 0,43$ на соответствующих частотах совпадают с результатами измерений, выполненных ранее в этом же районе океана при использовании взрывных источников. Значения силы обратного объемного рассеяния S_v (относительно 1 м^{-1}) для ЗРС, расположенного по частотной эхограмме (см. рис. 8.22, а) на средней глубине $z \approx 50$ м, приведены на рис. 8.23. Плавная, близкая к выявленной квадратичной, частотная зависимость обратного рассеяния ($m_v \approx F^{-2}$) обусловлена повышенными концентрациями (более $400 \text{ экз}/10^4 \text{ м}^3$) раков и мезопелагических рыб (в основном, светящихся анчоусов) в данном ЗРС (по результатам траления).

На рис. 8.24 приведены эхограммы регистрации тонкой структуры и миграции звукорассеивающих слоев (ЗРС) в Средиземном и Черном морях, а также в Тихом океане. Эхограммы получены в океанологических экспедициях на научно-исследовательском судне „Академик Мстислав Келдыш” с помощью параметрических гидролокаторов ПГЛ-5 и ПГЛ-5М. Однолепестковый направленный луч и использование широкополосных сигналов, а также коротких импульсов излучения ПА позволили регистрировать не только контуры ЗРС, но и наблюдать динамику тонкой структуры этих сложных биологических сообществ (рачков, кальмаров, малых рыб и др.). Исследования ЗРС важны не только для изучения акустических характеристик океана, но и его биологических и пищевых ресурсов. Эхограммы тонкой структуры ЗРС получены с одновременной фиксацией распределения по глубине физических и акустических характеристик морской среды (температуры, солености, давления, скорости звука, содержания кислорода). Из эхограмм следует, что в районе термоклина (слоя скачка) формируется ЗРС. Подобные сведения важны для обоснования параметров и выбора тактики поиска и гидролокации рыбных скоплений в океане.

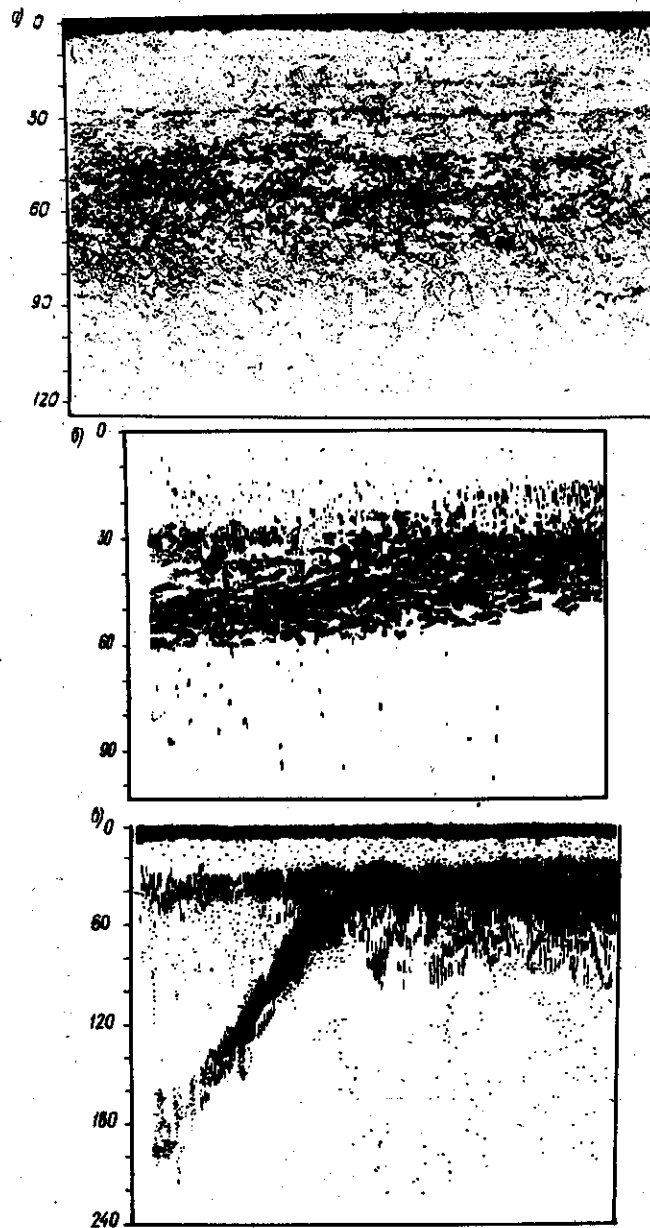


Рис. 8.24. Эхограммы тонкой структуры звукорассеивающих слоев, полученные с помощью ПГЛ-5 в Средиземном море (а), Черном море (б), Тихом океане (с)

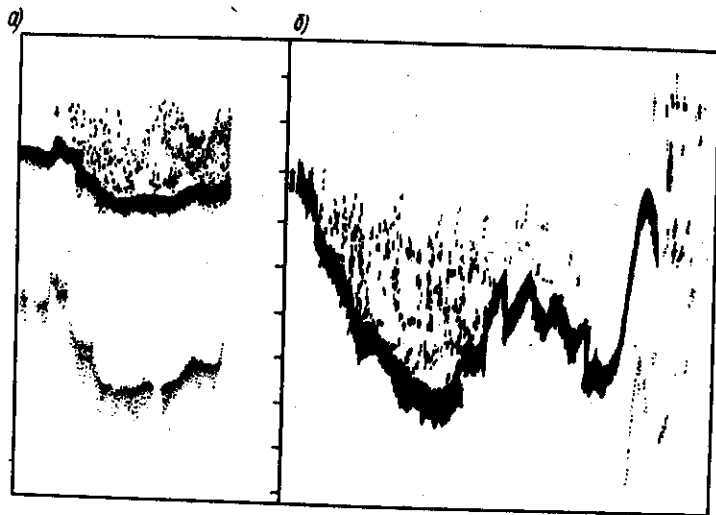


Рис. 8.25. Эхограммы прецизионного эхолотирования дна и скопления осетровых рыб в приплотинной зоне Волгоградского гидроузла (режим параметрического излучения станции „Пескарь”: а – обычная запись, б – режим „электронной лупы”)

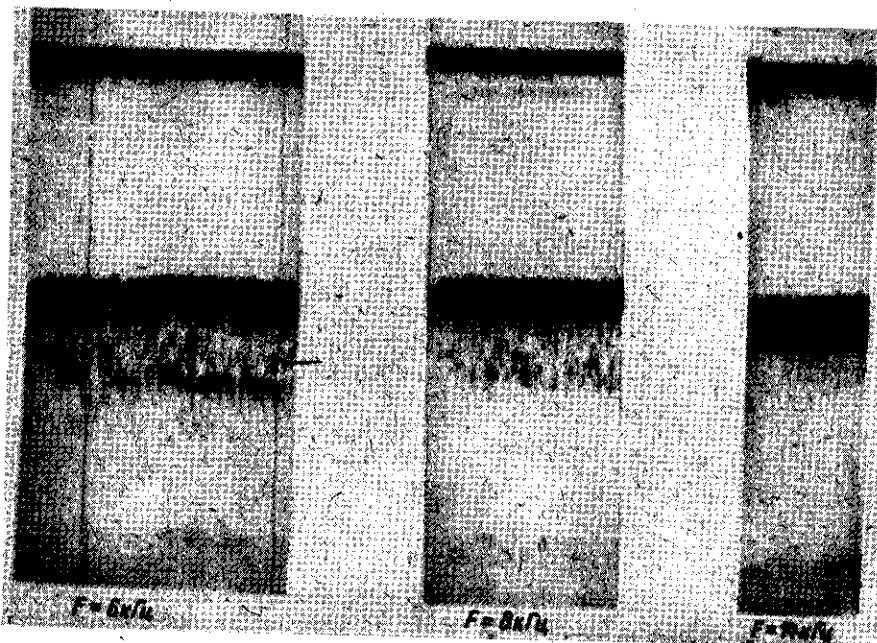


Рис. 8.26. Эхограммы придонных слоев при локации тональными сигналами с $F = 6, 8$ и 14 кГц

Параметрические рыболокаторы в силу возможностей лоцирования в условиях мелководья являются практически единственным инструментом для изучения поведения и оценки запасов, а также динамики численности рыбы (особенно ценных ее пород) в мелких водоемах. На рис. 8.25 приведена эхограмма скопления осетров в приплотинной зоне Волгоградского гидроузла. Эхограммы получены в режиме параметрического излучения рыбопоисковым прибором „Пескарь”.

Следует дополнительно акцентировать внимание на перспективных

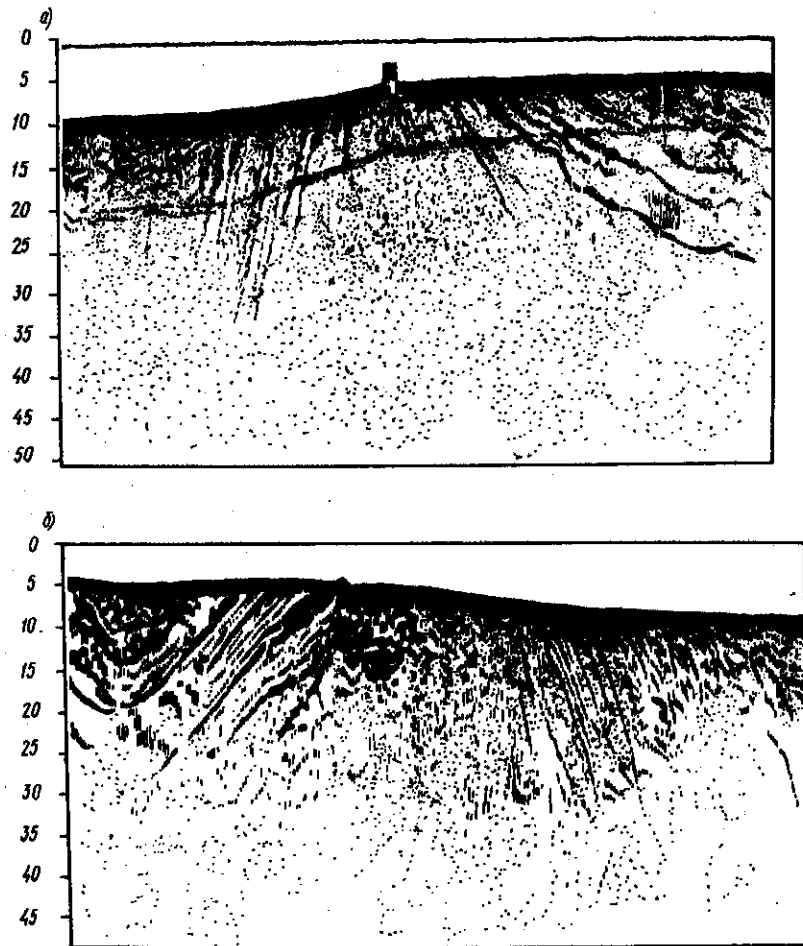


Рис. 8.27. Эхограммы вертикального зондирования слоя воды, профиля дна и структуры придонных геологических слоев (ПГЛ-3, $F = 10$ кГц, $\tau_{\text{И}} = 20$ мс, Казантипский залив Азовского моря)

возможностях подводных буксируемых аппаратов с параметрическими гидролокаторами (см. § 8.3). Мы уже анализировали частотные эхограммы обратного рассеяния звука придонными геологическими слоями (см. рис. 8.22, в). Интересно сравнить их с эхограммами придонных слоев грунта, полученными с помощью параметрического гидролокатора аппарата НГА-1М, при излучении тональных сигналов на частотах 6, 8 и 14 кГц (рис. 8.26). Анализ этих рисунков показывает, что наилучшее проникновение звука в придонный грунт и регистрация геологических слоев (в данном случае сланца) происходят на частотах 4–10 кГц. Более высокие частоты (выше 12 кГц) не позволяют лоцировать слои грунта. Аппарат НГА-1 (см. табл. 1) помимо перечисленного позволяет лоцировать придонные (см. рис. 8.13, б) и движущиеся объекты с малым эквивалентным радиусом отражения. Иллюстрацией этого может быть лоцирование подводным аппаратом НГА-1 самого себя через отражение от взволнованной сильно рассеивающей поверхности моря, что зафиксировано записью сигнала на самописец в виде кривой 3 на рис. 8.13, а. Второе отражение от поверхности (кривая 3) получено в результате отражения сигнала от самого движущегося аппарата НГА-1.

Весьма перспективно направление создания параметрических приборов морской геолокации. На рис. 8.27 показаны эхограммы придонных геологических слоев в Казантипском заливе Азовского моря. Записи получены с помощью ПГЛ-5 в поисковой экспедиции

на научно-исследовательском судне „Академик Орбели”. Параметрический геолокатор позволил регистрировать подробную структуру придонных слоев (в данном случае до глубины порядка 60–80 м, вертикальный масштаб градуирован по скорости звука в воде).

Структура придонных слоев (см. рис. 8.26 и 8.27) выявлена тональными сигналами. Для изучения тонкой частотной зависимости отражений от дна океана, а также от гидрофизических неоднородностей и ЗРС водной среды интересно использовать ЛЧМ-сигналы ПГЛ-5М. В отраженных ЛЧМ-сигналах от дна при глубине 5100 м, показанных на рис. 8.28, видны пульсации с уменьшающимся по мере увеличения частоты периодом. Наблюдающиеся пульсации в огибающей импульса вызваны интерференцией отраженных ЛЧМ-сигналов ПА от придонного слоя толщиной порядка 1,2 м. При оценке этой величины предполагаем, что скорость звука в верхнем слое радиоляриевых илов, характерных для данного района Индийского океана, была порядка 1500 м/с. Пробы грунта, взятые на судне с помощью геологических трубок длиной 4,5 м, показали наличие слоев в глинистых осадках данного района океана. В этом же рейсе проведены исследования отражения от дна океана ЛЧМ-сигналов ПГЛ длительностями $\tau_{\text{и}} = 50, 10$ и 280 мс.

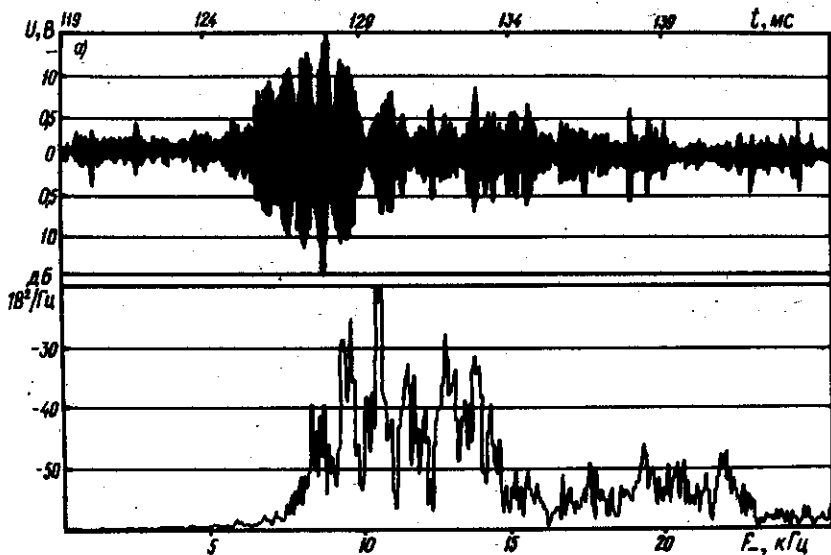


Рис. 8.28. Огибающая (б) ЛЧМ-сигнала (а), отраженного от дна океана при наличии придонного слоя

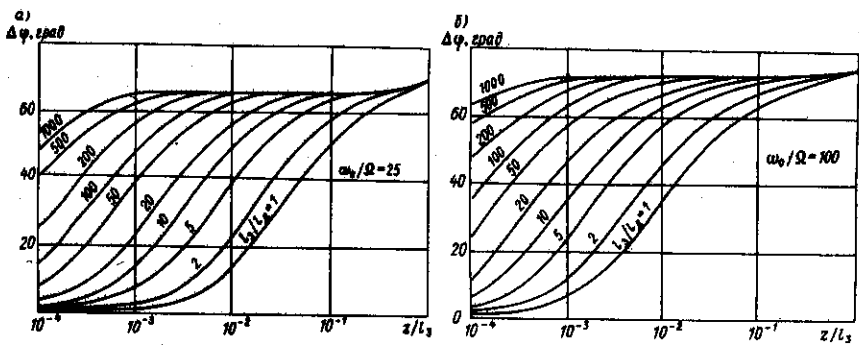


Рис. 1.1 — Номограммы для оценки изменения фазы ВРЧ на оси ПА при $\omega_0/\Omega = 25$ (а) и $\omega_0/\Omega = 100$ (б)

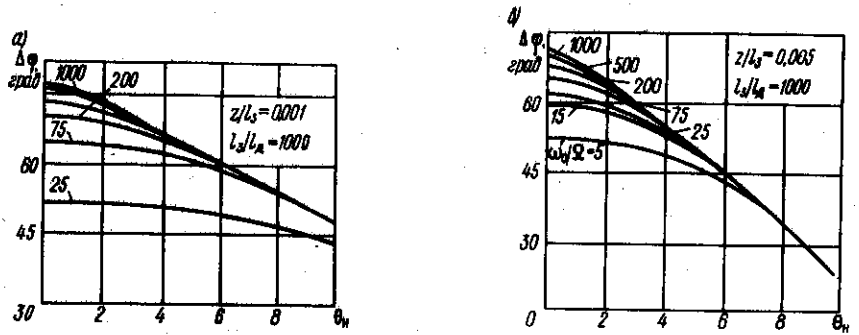


Рис. 1.2 — Номограммы для расчета угловых изменений фазы ВРЧ при $l_3/l_4 = 100$ на различных расстояниях $z/l_3 = 0,001$ (а) и $z/l_3 = 0,005$ (б)

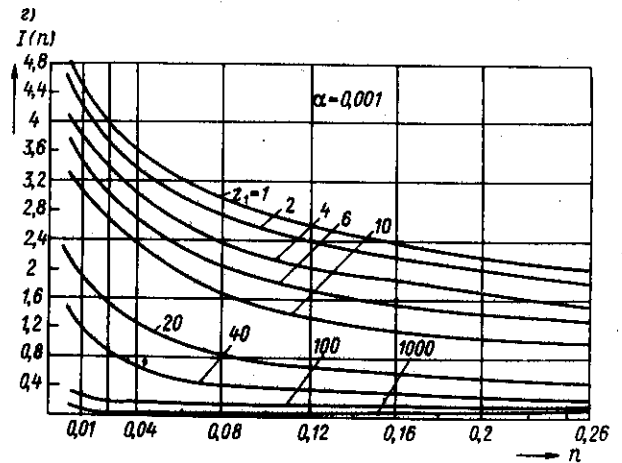
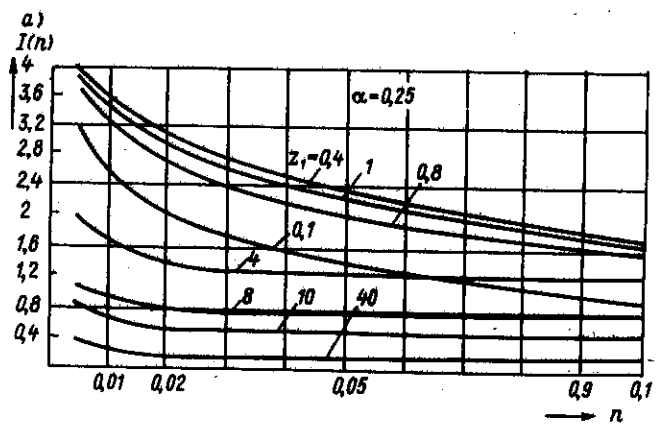
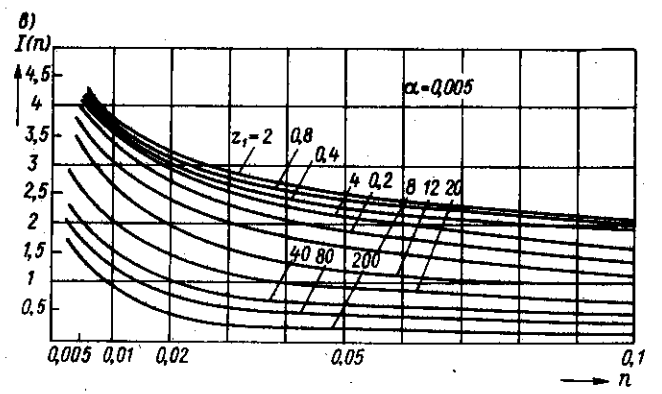
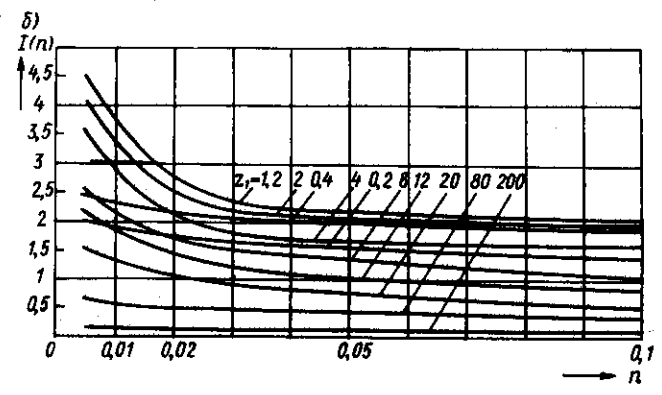


Рис. 1.3 — Система графиков функции $I(n)$ для различных значений z_1 и α

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акустика океана. Современное состояние/Под ред. Л. М. Бреховских, И. Б. Андреевой. М.: Наука, 1982. 247 с.
2. Антенны накачки буксируемого параметрического гидролокатора. Буксируемое устройство параметрического гидролокатора/В. И. Тимошенко, В. В. Котляров, А. М. Гаврилов и др. М.: ВДНХ СССР, 1983, 4 с.
3. Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982. 102 с.
4. Борисов С. А. Разработка и исследование гибких протяженных электретных звукочувствительных элементов для акустических приемных антенн: Дис. ... канд. техн. наук. 1980.
5. Воронин В. А. Исследование, разработка и внедрение нелинейного параметрического приемно-излучающего комплекса: Дис. ... канд. тех. наук. Л., 1980.
6. Воронин В. А., Кузнецов В. П. Влияние шумов моря на характеристики приемной параметрической антенны//Приклад. акустика. Таганрог, 1983. Вып. 9. С. 61-66.
7. Гаврилов А. М., Кабарухин Ю. И., Тимошенко В. И. Эхолокация донных осадков параметрическим гидролокатором//Акуст. средства исслед. океана. Владивосток, 1986. С. 65-66.
8. Гаврилов Е. Н., Тарасов С. П., Тимошенко В. И. Перспектива использования параметрических приборов в промышленной гидроакустике. М.: Рыб. хоз-во, 1986. 48 с.
9. Грицацов В. В. Исследование фазовых характеристик параметрических антенн и создание параметрических излучателей с равномерным фазовым распределением: Дис. ... канд. техн. наук. Л., 1983.
10. Гринберг И. Э. Исследование и промышленное внедрение в рыбопоисковую аппаратуру параметрических гидроакустических антенн в режиме самодетектирования: Дис. ... канд. техн. наук. Л., 1984.
11. Гринберг И. Э., Новиков Б. К. Расчет характеристик параметрической антенны в режиме самодетектирования//Приклад. акустика. Таганрог, 1983. Вып. 10. С. 16-22.
12. Гринберг И. Э., Новиков Б. К., Тимошенко В. И. Параметрическая антенна в режиме самодетектирования//Акуст. журнал. АН СССР. 1984. Т. 30. Вып. 2. С. 199-203.
13. Гурбатов С. Н., Демин И. Ю. Статистический анализ работы параметрического излучателя в режиме нелинейного ограничения сферических пучков//Там же. 1983. Т. 29. № 1. С. 32-37.
14. Гурбатов С. Н., Прончатов-Рубцов Н. В. Генерация низкочастотного сигнала в звуковых волноводных каналах//Там же. 1984. Т. 30. № 1. С. 51-57.
15. Гурский В. В. Исследование и разработка параметрических антенн для излучения модулированных сигналов разностной частоты: Дис. ... канд. техн. наук. Л., 1984.
16. Должиков А. К., Коноплин А. Е. Низкочастотный гидролокатор для исследования свойств морского грунта//Приклад. акустика. Таганрог, 1981. Вып. 8. С. 31-34.
17. Донской Д. М., Сутин А. М. Параметрический прием акустических сигналов в неоднородных средах//Акуст. журн. АН СССР. 1981. Т. 27. № 6. С. 876-881.
18. Заграй Н. П., Голосов С. П. Поле параметрического излучателя при изменении формы области взаимодействия//Приклад. акустика. Таганрог. 1985. Вып. 11.
19. Заграй Н. П., Голосов С. П. Экспериментальные исследования поля параметрического излучателя при наличии преграды в области взаимодействия//Приклад. акустика. Таганрог. 1983. Вып. 9. С. 99-102.
20. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Внедрение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
21. Зарембо Л. К., Тимошенко В. И. Нелинейная акустика. М.: Изд-во МГУ, 1984. 104 с.
22. Использование параметрического гидролокатора в океанологических исследованиях/В. А. Воронин, Ю. Ю. Житковский, В. И. Тимошенко, С. П. Тарасов//Океанология/АН СССР. 1985. Т. 25. Вып. 4. С. 692-697.
23. Использование параметрических приборов в морской геологии/В. А. Воронин, В. В. Котляров, В. И. Тимошенко и др.//Акуст. методы исслед. океана. Л.: Судостроение, 1979. Вып. 303. С. 78-85.
24. Использование широкополосного низкочастотного параметрического локаатора для поиска подводных объектов, находящихся под слоем ила и грунта/В. А. Воронин, С. П. Тарасов, В. И. Тимошенко и др.//Там же. 1980. Вып. 334. С. 5-12.
25. Исследование отражающих характеристик осетровых рыб в широкой полосе частот/В. И. Тимошенко, А. М. Гаврилов, Н. Н. Горбачев и др.//Приклад. акустика. Таганрог. 1985. Вып. 11. С. 51-56.
26. Исследование пространственных характеристик параметрических антенн при наличии отражающей границы в зоне взаимодействия/Б. К. Новиков, С. П. Тарасов, В. И. Тимошенко, В. А. Воронин//Там же. 1981. Вып. 8. С. 3-11.
27. Кобылкин Ю. С., Кудрявцев Н. Н., Тимошенко В. И. Конструирование гидроакустической рыбопоисковой аппаратуры. Л.: Судостроение, 1986. 272 с.
28. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1985.
29. Кузнецов В. П. К теории параметрического приемника звука//Приклад. акустика. Таганрог. 1983. Вып. 10. С. 10-13.
30. Малогабаритный рыбопоисковый эхолот с параметрическим излучающим трактом/В. И. Тимошенко, В. М. Сидько, В. П. Иванченко и др. М.: ВДНХ СССР, 1983. 4 с.
31. Мюир Т. Дж. Нелинейная акустика и ее роль в геофизике морских осадков//Акустика морских осадков. М.: Мир, 1977. С. 227-273.
32. Назаров В. Е., Сутин А. М. Характеристики параметрического излучателя звука с пузырьковым слоем в дальней зоне//Акуст. журн. АН СССР. 1984. Т. 30. № 6. С. 803-807.
33. Накамура А. Обзор исследований звуковых волн конечной амплитуды и нелинейных явлений: В 2 ч. Ч. 1. Нелинейная акустика//Журн. акуст. общества Японии. 1981. Вып. 37. № 12. С. 634-640.
34. Наугольных К. А., Островский Л. А., Сутин А. М. Параметрические излучатели звука//Нелинейная акустика. Теоретические и экспериментальные исследования. Горький, Инст-т приклад. физики АН СССР, 1980. С. 9-30.
35. Нелинейный акустический излучатель НАИ-8М, НАИ-9/В. И. Тимошенко, С. П. Тарасов, В. А. Воронин и др. М.: ВДНХ СССР, 1983. 4 с.
36. Низкочастотный гидроакустический параметрический излучатель/В. Н. Душаткин, В. П. Иванченко, М. С. Рыбачек, Е. П. Селин//Приклад. акустика. Таганрог. 1983. Вып. 10. С. 26-30.
37. Новиков Б. К., Руданко О. В., Тимошенко В. И. Исследования и разработки гидроакустических параметрических антенн и приборов//Нелинейная акустика. Теорет. и эксперимент. исслед./Под ред. В. А. Зверева, Л. А. Островского. Горький. Инст-т приклад. физики АН СССР, 1980. С. 31-44.

38. Они же. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981.
39. Новиков Б. К., Тарасов С. П., Тимошенко В. И. Формирование характеристик параметрического излучателя вблизи отражающей границы//Акуст. журн. СССР. 1983. Т. 29. Вып. 2. С. 240-246.
40. О резонансном рассеянии акустических волн при использовании параметрического излучателя/В. В. Гарнакерьян, А. С. Афанасьев, Н. И. Колягин, Ф. Черепанцев//Приклад. акустика. Таганрог. 1985. Вып. 11.
41. Параметрический гидролокатор для работы на мелководье/В. И. Тимошенко, В. М. Сидько, С. П. Тарасов и др.//Акуст. методы исслед. океана. Вып. 353. Судостроение, 1981. С. 5-12.
42. Применение нелинейных параметрических устройств в излучателях звуковой частоты/ВЦП Сев.-Кавказ. фил. Ростов. Пер. ст. Ензьяна Масахида, Кавасаки Ютака, Фудзимито Дзюньитори, Сабобэ Саито из сб.: Дэнки онкё канкюкай. 1981. Т. 1.
43. Применение параметрических антенн в промысловой гидроакустике/В. И. Тимошенко, Л. С. Кобаков, В. М. Сидько и др.//Приклад. акустика. Таганрог, 1983. Вып. 10. С. 75-82.
44. Применение параметрических антенн для измерения силы цели подводных объектов/В. М. Тарасов//Приклад. акустика. Таганрог. 1985. Вып. 11. С. 56-60.
45. Применение параметрического тракта эхолота „Дескаръ“ при поиске рыбы подводной локации/В. И. Тимошенко, Л. П. Горшенин, В. М. Сидько и др. Изд. хоз-во. 1987.
46. Режим параметрического излучения в рыбопоисковом комплексе „Марган-К“/И. Э. Гринберг, Р. А. Соколов, В. И. Тимошенко и др.//Приклад. акустика. Таганрог, 1983. Вып. 9. С. 54-57.
47. Руденко О. В., Солуян С. М. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
48. Рыбачек М. С. Исследование взаимодействия акустических волн и разработка параметрического излучателя звука: Дисс. канд. техн. наук. Л.: 1978.
49. Рыбачек М. С., Селин Е. П. К учету фазовых соотношений при взаимодействии широкополосных сигналов//Приклад. акустика. Таганрог, 1985. Вып. 11. С. 18-22.
50. Сайто Сигару. Экспериментальное исследование импульсного возбуждения параметрических антенн/ВЦП, Сев.-Кавказ. Ростов. [Пер. ст. из сб.: Нихон онкё канкюкай коэн ромбунси. 1981].
51. Свердлин Б. М. Оптимальные дискретные сигналы//М.: Сов. радио, 1975. 200 с.
52. Серийный малогабаритный рыбопоисковый эхолот с параметрическим излучающим трактом/В. М. Сидько, С. П. Тарасов, В. И. Тимошенко и др.//Приклад. акустика. Таганрог, 1983. Вып. 10. С. 82-86.
53. Справочник по гидроакустике/Под ред. А. Е. Колесникова, Л.: Судостроение, 1988.
54. Такеути Тотоеси. Практическое применение параметрического передатчика//Нелинейная акустика/ВЦП, Сев.-Кавказ. фил. № Рн-56 332. Ростов. [Пер. из сб.: Нихон онкё гаккайси. 1982. Т. 38. № 4. С. 217-225].
55. Тарасов С. П. Исследование и разработка параметрических антенн для гидролокации с учетом влияния плоских отражающих границ: Дис. канд. техн. наук. 1982.
56. Тимошенко В. И. Задачи по расчету основных характеристик параметрической акустической антенны//Сб. задач по курсу „Акустика“. Ч. 2. Таганрог, 1978.
57. Он же. О некоторых применениях параметрических антенн и океанографических исследованиях//Акуст. журн./АН СССР, 1981. Т. 27. Вып. 3. С. 471-473.
58. Он же. Расчет и проектирование акустических параметрических преобразователей. В 2 ч. Таганрог, 1978-1981. Ч. 1-2.
59. Тимошенко В. И., Кудряцев В. И. Возможности и перспективы применения

- параметрических гидроакустических рыбопоисковых приборов//Рыб. хоз-во СССР, 1981, № 3. С. 57-60.
60. Тимошенко В. И., Наугольных К. А. Нелинейная акустика. Таганрог: ТРТИ. 1981. 57 с.
61. Хэйто Такаэси. Эксперименты с подводной линией телефонной связи с использованием параметрического источника звука//23-е совещание техн. отдела мин-ва обороны. Пер. с яп.
62. Экспериментальное исследование параметрического излучателя с амплитудно-модулированной накачкой/А. М. Гаврилов, Р. А. Соколов, В. И. Тимошенко и др.//Там же. Таганрог. 1987. Вып. 12. С. 40-43.
63. Экспериментальные исследования параметрического гидролокатора в океане/В. А. Воронин, С. П. Тарасов, В. И. Тимошенко и др.//Приклад. акустика. Таганрог, 1983. Вып. 9. С. 77-83.
64. Atlas Parasound-Krupp Atlas Elektronik, FGR, 1985. 4 p.
65. Bennett M. B., Slack C. M. Pessing of a curvedface parametric projector//J. Acoust. Soc. America. 1978. 63. P. 339-345.
66. Berklay H. O. Possible exploitation of nonlinear acoustics in inderwater transmitting applications//J. Sound Vib. 1965. 2. p. 435-461.
67. Beyer R. T. Nonlinear Acjustics, Naval Ships Systems Command, 1974, 350 p.
68. Carlton L. F., Brown C. L. Acoustic and biological mессurements in the tongue of the ocean//J. Acoust. Soc. America, 1983, 73. 5. P. 97.
69. Clynch I. R. Optimal primary spectra for parametric transmitting arrays//J. Acoust. Soc. America. 1975, 6. P. 1127-1132.
70. Eller A. S. Improved efficiency of acoustic parametric source//J. Acoust. Soc. America, 1975, 58, 6. P. 1193.1200.
71. Gurskii V., Novikov B., Timoshenko V. Formation of bandwidth-duration signals by the parametric antenna//Book of abstracts 9-th International Symposium on Nonlinear Acoustics, Leeds, England, 1981. P. 33.
72. Krupp Atlas-Electronic. The parametric echosounding method as an approach to the solution of the „fish classification“ problem. Bremen, 1982. P. 44.
73. Kudryavtsev V. I., Tarasov S. P., Timoshenko V. I. Application of non-linear acoustic systems in fisheries//International Symposium on Fisheries Acoustics, USA, Seattle-Washington, 1987. P. 55-60.
74. Merklinger H. M. Improved efficiency in the parametric transmitting array//J. Acoust. Soc. America, 2975. 58. 6. P. 784-787.
75. Moffet M. B., Konrad W. L. Parametric source with an endfine primary projector//J. Acoust. Soc. America, 1982. 72. 3. P. 993.
76. Moffet M. B., Mello P. Parametric acoustic-J. Acoust. Soc. America, 1979. 66. 4. P. 1182-1187.
77. Moffet M. B., Westervelt P. I., Beyer R. T. Large aplitude pulse propogation-A transient effect//J. Acoust. Soc. America, 1-1970. 47. P. 1473-1474 and 2-1971. 49. P. 339-343.
78. Muir T. G., Goldsberry T. G. Signal processing aspects of nonlinear acoustics//Proc. NATO, ADV. Stusy. Inst. Copenhagen. Pordrecht, 1981. P. 187-214.
79. Muir T. G., Tompson L. A., Cox L. R., Frey H. A low-frequency parametric research tool for ocean acoustics//Bottom-Interacting Ocean Acoustics: NATO Conference series, 4. Marine Sciences, 5. Plenum Press, 1980. P. 66-70.
80. Muir T. G., Vestercheim M. Parametric arrays in air with applications to atmospheric sounding//Physique. 1979. 40, 11. P. 89-94.
81. Novikov B., Tarasov S., Timoshenko V. Parametric Acoustics Array Characteristics while Reflecting from Boundary surface//Book of abstracts 9 International Symposium on Nonlinear Acoustics, Leeds, England, 1981. P. 32.
82. Novikov B. K., Rudenko O. V., Timoshenko V. I. Nonlinear Underwater Acoustics.- New York, 1987. American Institute of Physics, 261 p.
83. Pese N. G., Geen R. V. Time domain study of the terminated transient parametric array//J. Acoust. Soc. America, 1983. 73. 6. P. 1972-1978.
84. Pavy B. A., Muir T. G., Hixon E. L. Self-demodulation of pulse carries//J. Acoust. Soc. America. Suppl. 1971. 1. 50. P. 132.

85. Sacham G. L., Eyman R. L., Lastrange P. T., Seemar A. H. A corne-reflector parametric transducer for acoustic imaging in marine sediment//J. Acoust. Soc. America. 1982. Suppl. 1. S. 98.

86. Timochenko V. I. Hydro-acoustique non lineaire//11-th International Congress on Acoustic. Paris, 1983. P. 89-100.

87. Timoshenko V., Novikov B. Calculation Method and Parametric Acoustic Arrays Investigation//Tenth International Congress on Acoustics. Australia: Sydney, 1980. P. 5.

88. Timoshenko V., Novikov B. Grinberg Parametric array in selfdemodulation mod//10-th International Symposium of nonlinear acoustic. Osaka University. Japan, 1984. P. 50-54.

89. Timoshenko V. I., Psavko V. I. Peculiarities of difference frequency distribution with limited interaction region of ultrasonic beams-6 International symposium on nonlinear acoustics//Тр. 6-го Международ. симп. по линейной акустике. Т. 1. М.: изд-во МГУ, 1976 С. 320-329.

90. Wander Wall L. F., Schmidt D. Ph., Berkhout A. I. Acoustic determination of subbottom density profiles using a parametric sound source//J. Acoust. Imag. Vol 12, 12 International Symp., London, 1982. P. 721-732.

91. Willette L. L., Moffett M. B. Harmonics of the difference frequency in saturation-limited parametric sources//J. Acoust. Soc. America. 1977. 62. 6. P. 1377-1381.

92. Yoneyama M., Fujimoto I., Kawamo Y. Sasabe Sh. The audio spotlight: An application of nonlinear interaction of sound waves to a new type of loudspeaker design//J. Acoust. Soc. America. 1983. 73. 5. P. 1532-1536.

Предисловие.....	3
Условные обозначения и сокращения	5
Глава 1. Перспективы исследований параметрических антенн и приборов активной локации	7
Глава 2. Методы расчета характеристик ПА в неограниченной среде..	17
§ 2.1. Общая схема расчета ПА на основе уравнения ХЗК	17
§ 2.2. Характеристика ПА с гауссовым поперечным распределением амплитуды.....	24
§ 2.3. Секторные диаграммы направленности ПА.....	40
§ 2.4. Сферические преобразователи накачки (вогнутые и выпуклые).....	42
§ 2.5. Шелевой и цилиндрический преобразователи накачки ..	48
§ 2.6. Особенности формирования характеристик ПА в средах с дисперсией.....	50
§ 2.7. Генерация волны суммарной частоты ПА	54
§ 2.8. ПА с эллиптическим преобразователем накачки	58
§ 2.9. Уровень боковых лепестков диаграммы направленности ПА.....	63
§ 2.10. Особенности работы ПА при сильном проявлении нелинейных эффектов	70
Глава 3. Генерация широкополосных сигналов ПА	82
§ 3.1. Особенности генерации и формирования широкополосного сигнала ВРЧ	82
§ 3.2. Излучение ВРЧ при взаимодействии модулированных и манипулированных волн накачки	91
3.2.1. Сигнал накачки в виде суммы монохроматического и АМ-колебаний.....	92
3.2.2. Волны накачки, образованные из двух АМК	95
3.2.3. Накачка в виде фазово-модулированных сигналов.....	98
§ 3.3. Генерация ВРЧ одиночными периодическими импульсными сигналами.....	99
3.3.1. Бигармонические и АМ одиночные сигналы накачки ..	100
3.3.2. Самодетектированные сигналы и методы их расчета ...	102
§ 3.4. Увеличение эффективности ПА за счет использования многокомпонентного сигнала накачки.....	109
Глава 4. Характеристики ПА при наличии границ раздела в области взаимодействия	113
§ 4.1. Взаимодействие при отражении плоских волн.....	113
§ 4.2. Характеристики ПА при нормальном падении на границу раздела.....	117
§ 4.3. Отражение луча при наклонном падении.....	127

	§ 4.4. Отражение луча ПА от волнистой поверхности.....	137
Глава 5.	ПА в мелком море и слоистых средах	139
	§ 5.1. Метод мнимых источников	139
	§ 5.2. Метод нормальных мод	146
	§ 5.3. Прохождение луча ПА через систему слоев	159
Глава 6.	Параметрические антенны в режиме самодетектирования ..	162
	§ 6.1. Методика инженерного расчета характеристик ПА в режиме самодетектирования	163
	§ 6.2. Особенности экспериментальных методов исследования	165
	§ 6.3. Экспериментальные исследования осевого распреде- ления, формы и спектра самодетектированного сигнала ПА ..	168
	§ 6.4. Диаграмма направленности	173
	§ 6.5. Влияние длительности импульса, затухания и дифрак- ции волн накачки	174
	§ 6.6. Характеристики ПА при самодетектировании периоди- ческой серии импульсов	178
	§ 6.7. „Мертвая зона” ПА в режиме самодетектирования.....	180
Глава 7.	Параметрическая антенна в режиме излучения широкопо- лосных модулированных сигналов	181
	§ 7.1. Методика экспериментальных исследований	181
	§ 7.2. Накачка из суммы монохроматического и фазо- или частотно-модулированных сигналов	184
	§ 7.3. Сигналы накачки из двух противофазных и синфаз- ных ЧМК	187
	§ 7.4. Режим излучения линейно-частотно-модулированных сигналов	189
	§ 7.5. Излучение сигналов ВРЧ с квадратичной или гипербо- лической частотной модуляцией	194
	§ 7.6. Изменение спектра широкополосного сигнала ВРЧ при изменении угла	195
	§ 7.7. ПА с многокомпонентными фазосвязанными сигнала- ми накачки	199
	§ 7.8. Режим сканирования частоты в исследованиях частот- ной зависимости силы цели	200
Глава 8.	Параметрические приборы активной гидролокации	203
	§ 8.1. Серийный рыбопоисковый эхолот „Пескарь” с парамет- рическим излучающим трактом	204
	§ 8.2. Исследовательские параметрические гидролокаторы типа ПГЛ	208
	§ 8.3. Подводный буксируемый аппарат НГА-1	215
	§ 8.4. Акустические зонды	218
	§ 8.5. Режим параметрического излучения в рыбопоисковом навигационном комплексе „Сарган-М”	222
	§ 8.6. Новый класс гидроакустической аппаратуры	225
Приложение		248
Список литературы		250