

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

Преприят № 126

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВНЫХ СИГНАЛОВ

Ю.В.Петухов

В.Е.Фридман

Горький - 1979 г.

1. В в е д е н и е

До настоящего времени остается открытым вопрос о причинах аномального затухания звука в морской воде на частотах ниже 10 кгц, где коэффициент затухания существенно выше величины, определяемой вязкостью и релаксацией солей магния [1]. Измерения в пресном водоеме с использованием взрывных источников звука показали, что роль солей в НЧ затухании не является определяющей, поскольку и в пресной воде было обнаружено такое же аномальное затухание [2]. Т.к. значительное количество измерений проводилось со взрывными источниками, представляет интерес выяснение роли нелинейных эффектов в затухании звука на частотах ниже 10 кгц. Впервые влияние нелинейных эффектов на затухание звука от подводного источника отмечалось в [3]. Проведенные в [3] расчеты показали, что эффекты конечной амплитуды приводят к уменьшению затухания на низких частотах. Это не согласуется с экспериментальными результатами, в которых обнаружено меньшее затухание высокочастотных компонент (выше 10 кгц) в спектре взрывного сигнала, по сравнению с затуханием слабых акустических волн [4]. Поэтому в [4] сделан вывод об увеличении затухания низкочастотных компонент за счет нелинейного перераспределения энергии от низких в высокие частоты. Отметим еще два противоречивых вывода: а) отсутствие влияния нелинейных эффектов на затухание частотных компонент взрывных волн в об-

ласти ниже 10 кгц на расстояниях от источника свыше одного километра [8]; затухание тональных сигналов с частотой ниже 10 кгц существенно меньше, чем взрывных сигналов [6].

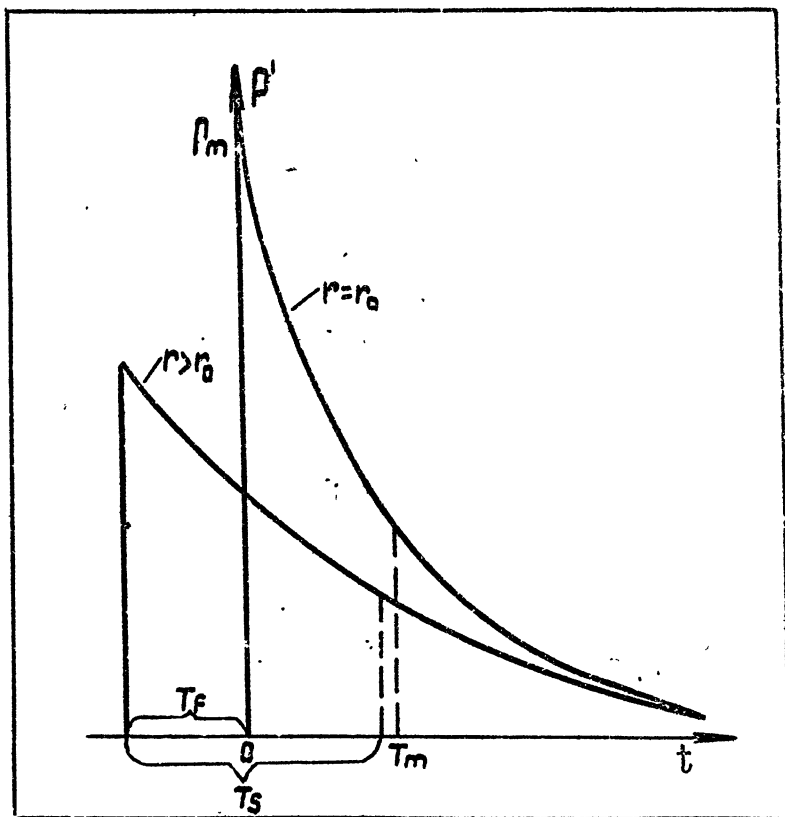
Представленная работа посвящена изучению влияния нелинейных эффектов на затухание мощных гидроакустических сигналов и выяснению причин отмеченных выше противоречий. Здесь проведены расчеты трансформации спектра взрывного сигнала с расстоянием, на основе результатов, полученных в [7-9]. Расчеты выполнены как в приближении первоначально-экспоненциальной формы взрывной волны, так и для волны с нулевым полным значением импульса, что позволяет более корректно описать поведение низкочастотной области спектра взрывного сигнала. Проведены сравнения полученных результатов с экспериментальными данными.

2. Спектр экспоненциальной взрывной волны

Как уже отмечалось, нелинейная трансформация спектра взрывных волн в океане впервые обсуждалось в [3]. Использовались следующие предположения: а) сферическая взрывная волна имеет экспоненциальную форму $P_s e^{-t/\theta}$; б) при распространении форма волны остается неизменной; в) изменяется только пиковое давление P_s и постоянная времени θ ; г) изменение этих величин описывается эмпирическими законами. [10] При этих предположениях вычисление частотной зависимости спектра $B(f)$ не представляет трудности

$$B(f) = P_s \theta / 2\pi (1 + 2\pi i f \theta). \quad (1)$$

Используя эмпирические законы для P_s и θ , можно получить из (1), что амплитуда НЧ компонент спектра взрывной волны уменьшается медленнее, чем в сферически расхо-



Фиг. 1 Трансформация экспоненциальной волны.

дящейся линейной волне. Из этого факта был сделан вывод о том, что в импульсных сигналах нелинейные эффекты приводят к перекачке энергии вниз по спектру. Однако экспериментальные результаты показали [6], что затухание частотных компонент ниже 10 кгц в спектрах взрывных волн несколько выше, чем для слабых тональных сигналов. Это является косвенным доказательством того, что нелинейные эффекты (которые проявляются в мощных взрывных сигналах) приводят к повышенному (по сравнению с тональными сигналами) затуханию НЧ компонент. Одна из причин расхождения между результатами, полученными из выражения (1) и экспериментальными данными [6], очевидна. Дело в том, что предположение о неизменной экспоненциальной форме взрывной волны, положенное в основу (1), неверно. Нелинейные эффекты приводят к искажению формы волны, вплоть до образования на больших расстояниях импульса треугольного профиля. Это не было учтено в (3). Для последовательного учета влияния нелинейных эффектов на трансформацию спектра взрывной волны, используем формулы нелинейной геометрической акустики вместо близких к ним эмпирических законов (см., например [9]). Для вычисления спектра зададим на некоторой сфере $r=r_0$ вокруг взрывного источника граничное условие для волны давления $P_m \exp(-t/T_m)$, где P_m - амплитуда, T_m - постоянная времени (фиг. 1). Согласно [8], форму такой волны и ее спектр можно записать в следующем виде:

$$P(r,t) = \begin{cases} P_m \frac{r_0}{r} \exp\left[-\frac{t-(r-r_0)/c}{T_m} - \alpha P\right], & t \geq T_F \\ 0 & t < T_F \end{cases} \quad (2)$$

$$B(f,r) = \frac{P_m r_0}{2\pi r} \int_{T_F}^{\infty} \exp\left[-\frac{t-(r-r_0)/c}{T_m} - \alpha P - 2\pi i f t\right] dt \quad (3)$$

Здесь T_F - координата фронта волны в движущейся со скоростью звука системе координат.

$$T_F = -T_m \left\{ (1+2\alpha)^{1/2} - 1 - \ln \frac{1+(1+2\alpha)^{1/2}}{2} \right\},$$

P' - возмущение давления в волне, $P = P'r/P_m r_0$ - безразмерное давление, $\alpha = \frac{r_0}{r_*} \ln \frac{r}{r_0}$ - безразмерная координата, $r_* = \frac{2\rho c^3 T_m}{(\gamma+1)P_m}$ - характерный масштаб нелинейности, ρ - плотность, c - скорость звука, γ - постоянная адиабаты в среде. Выражение для спектра (3) проинтегрируем вдоль характеристики $\xi = \frac{1}{T_m} \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) + \alpha P$

$$B(\omega, r) = \frac{P_m T_m r_0}{2\pi r} \int_{\xi_s}^{\xi} \exp[-(i\omega + 1)\xi + i\omega\alpha e^{-\xi}] \times [1 + \alpha \exp(-\xi)] d\xi. \quad (4)$$

Здесь $\xi_s = \xi(P_s) = -\ln P_s$, $P_s = 2[1+(1+2\alpha)^{1/2}]^{-1}$ - пиковое значение давления на разрыв [8], $\omega = 2\pi f T_m$ - безразмерная частота. Выражение (4) можно представить в виде ряда

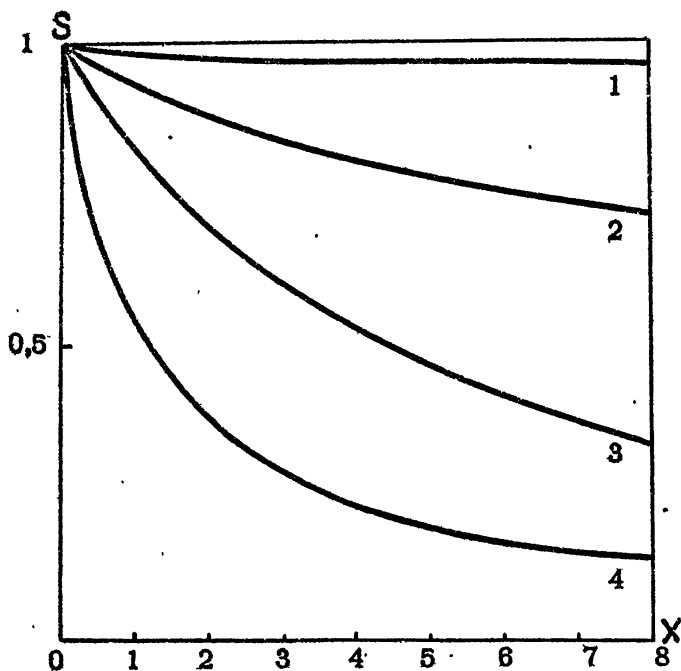
$$B(\omega, r) = \frac{P_m T_m}{2\pi} e^{-i\omega\xi_s} \frac{r_0}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n(\omega, \alpha),$$

$$\varphi_n = \frac{(i\omega\alpha)^n}{n!} P_s^{n+1} \left\{ \frac{1}{1+n+i\omega} + \frac{\alpha P_s}{2+n+i\omega} \right\} \quad (5)$$

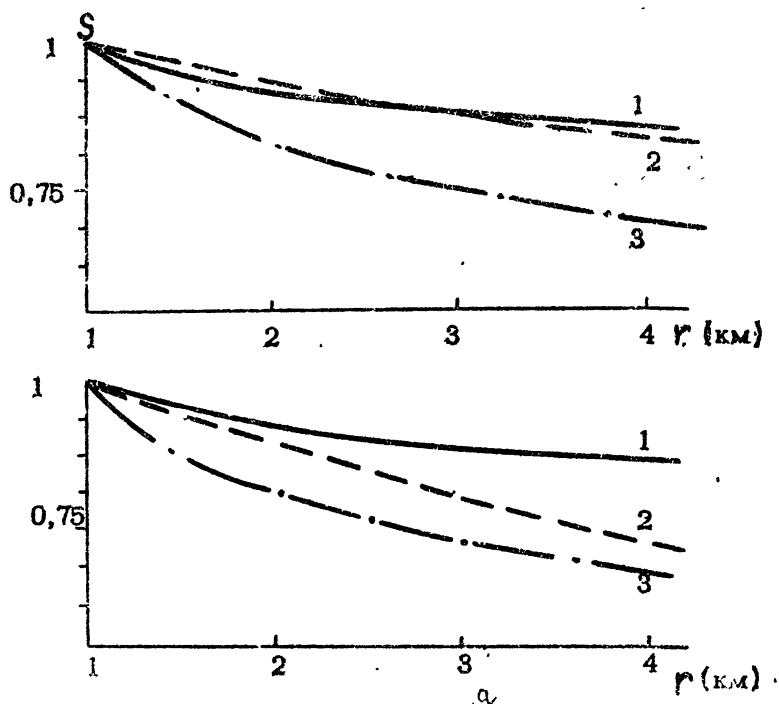
Для ω и α , удовлетворяющих условию $\omega\alpha P_s \ll 1$, из (5) следует приближенное выражение для модуля спектра, которое с точностью до ω^2 имеет следующий вид

$$|B(\omega, r)| = \frac{P_m T_m r_0}{2\pi r} \left\{ 1 - \omega^2 \psi(\alpha) \right\}^{1/2}, \quad (6)$$

$$\psi(\alpha) = 2P_s + \frac{1}{4} \alpha P_s^4 + \frac{1}{9} \alpha^2 P_s^3 - \frac{1}{4} \alpha P_s^2 \left(\frac{\alpha^2 P_s^3}{3} + \frac{\alpha P_s^2}{4} - P_s \right)^2$$



Фиг. 2 Поведение спектральных составляющих взрывной волны, с учётом нелинейного искажения ее профиля. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $\omega = 0,1; 0,5; 1; 10;$



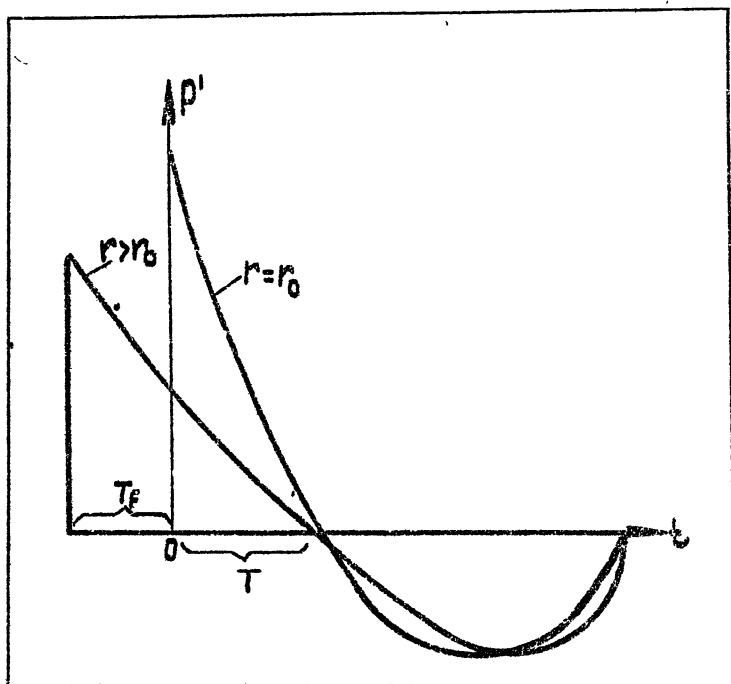
Фиг. 3 Сравнение законов спада спектральных компонент взрывной волны. а) - соответствует частоте $f = 3$ кГц, б) - $f = 6$ кГц. Кривые 1, 2, 3 рассчитаны с использованием зависимости (4); экспериментальных данных [5] и выражения (1), для заряда $Q = 0,5$ ТНТ.

Из (6) нетрудно убедиться, что нелинейные эффекты приводят к увеличению затухания всех спектральных составляющих взрывного сигнала; вблизи источника $x \ll 1$ для широкой области частот $\omega \ll 1/x$ из (6) следует простое соотношение

$$|B(\omega, r)| \approx \frac{P_m T_m r_0}{2\pi r} \left\{ 1 - \frac{\omega^2}{2} \left(1 + \frac{x}{4} \right) \right\}. \quad (7)$$

Численное интегрирование (4) подтвердило результаты, получающиеся из приближенной аналитической зависимости (6). Нелинейные эффекты приводят к дополнительному затуханию всех спектральных составляющих взрывной волны, интенсивность затухания увеличивается с ростом частоты (см. Фиг. 2), высокочастотная область спектра затухает приблизительно по закону уменьшения амплитуды взрывной волны. Результаты интегрирования позволили сравнить трансформацию спектра взрывной волны с экспериментальными данными [5]. Сравнение выполнено для двух частот: $f = 3$ кгц, $f = 6$ кгц (вес заряда ТНТ $Q = 0,5$ кг, который использовался в [5]). Поскольку первое измерение в [5] сделано на расстоянии $r_1 = 1$ км, то при сравнении рассчитывалась величина $S = (r/r_1)^2 |B(\omega, r)|^2 / |B(\omega, r_1)|^2$ где S связано с коэффициентом затухания простым соотношением $\beta = -10 \frac{d}{dr} \log S$, где β в дБ/км, r в км, а f в кгц. Сравнение показало хорошее согласие для частот ниже 3 кгц (см. фиг. 3); некоторые расхождения результатов на более высоких частотах обусловлены влиянием диссипативных эффектов, которые в явном виде не учитываются в теоретических расчетах.

Выполненные расчеты спектра первоначально экспоненциальной взрывной волны с учетом нелинейной трансформации формы ее профиля и сравнение с экспериментальными данными показывает, что нелинейные эффекты вносят определенный вклад в аномальное затухание спектральных составляющих взрывного сигнала на частотах ниже 10 кгц.



Фиг. 4 Искажение волны с нулевой площадью.

Таким образом, учет нелинейного искажения формы профиля позволяет корректно определить интенсивность НЧ компонент в спектре взрывной волны.

3. Учет пульсаций газового пузыря

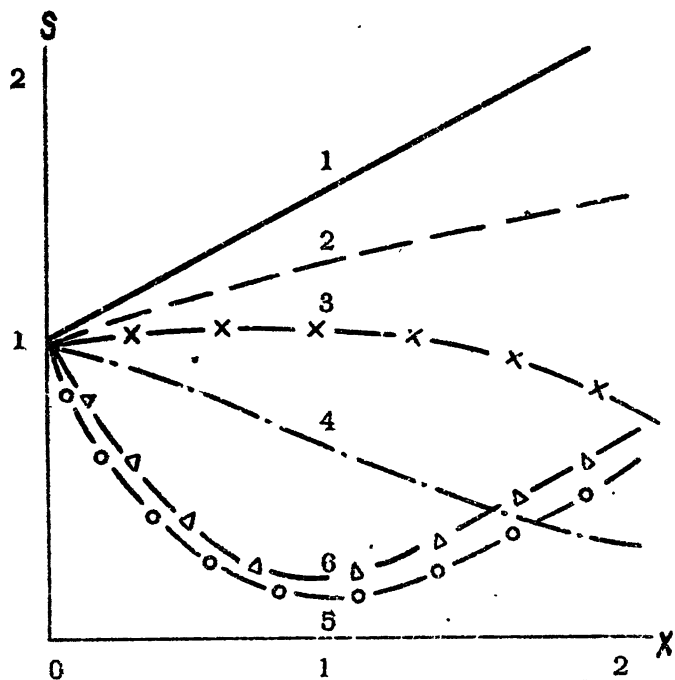
При подводном взрыве излучается волна давления сложной формы. Головная ударная волна несет основную часть энергии взрыва и удовлетворительно описывается экспоненциальной кривой давления. За ударной волной следуют пульсации давления, обусловленные колебаниями газового пузыря, образованного продуктами детонации. Амплитуды и длительности последующих пульсаций зависят от веса заряда и от глубины детонации [10]. Учет пульсаций давления существенно изменяет вид спектра взрывной волны на низких частотах и поведении НЧ-спектральных составляющих.

Существует несколько видов аппроксимаций для формы взрывной волны с учетом пульсаций (см. пример [10]). Наиболее просто пульсации могут быть учтены введением в граничные условия только одной волны разгрузки, но так, чтобы полный импульс давления $\int_{-\infty}^{\infty} P' dt = 0$. Воспользуемся граничным условием следующего вида (см. фиг. 4)

$$P'(r_0; t) = \begin{cases} \frac{P_m}{3} \left[\left(\frac{t}{T} - 2 \right)^2 - 1 \right] & 0 \leq t \leq 3T \\ 0 & t < 0; t > 3T \end{cases} \quad (8)$$

Амплитуда и постоянная времени считаются равными соответствующим параметрам экспоненциальной ударной волны;

T - длительность положительной фазы сжатия. Используя граничное условие (8), из уравнений, описывающих эволюцию разрыва в простой волне [7], нетрудно найти зависимости для пика давления P_S и координаты ударного фронта T_F



Фиг. 5 Трансформация спектральных составляющих взрывного сигнала с нулевым значением импульса давления. Кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 рассчитаны для значений $\Omega = 0,011; 1; 1,5; 2,3; 5$.

$$x = 2(3P_s)^{-2} \left\{ 2 - (3P_s + 1)^{1/2} (3P_s - 2) \right\}, \quad (9)$$

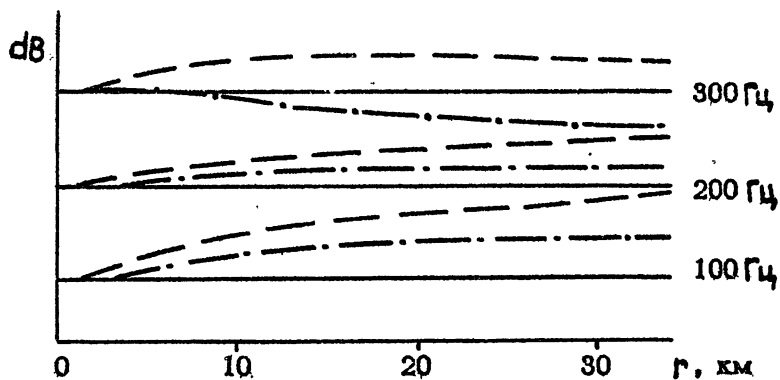
$$T_F = T \left\{ 2 - \frac{(3P_s + 4)(3P_s + 1)^{1/2} + 4}{3(3P_s)} \right\}. \quad (10)$$

Выражение для спектра в области изменения координаты

x от 0 до $3/2$ имеет вид

$$B(\Omega, r) = \frac{P_m T r_0}{2\pi r} \int_{\xi_s}^{\xi_s} \frac{(\xi - 2)^2 - 1}{3} \left\{ 1 - \frac{2}{3} x (\xi - 2) \right\} \times \exp\left\{ -i\Omega \left[\xi - x \frac{(\xi - 2)^2 - 1}{3} \right] \right\} d\xi. \quad (11)$$

Здесь $\xi_s = T_F + x P_s$, $\Omega = 2\pi f T$. При $x \geq 3/2$ на спаде волны разгрузки образуется разрыв, эволюцию которого необходимо учитывать. Результаты численного счета показали, что нелинейные искажения в волне с нулевыми полным значением импульса приводят к увеличению интенсивности НЧ компонент (см. фиг. 5). НЧ компоненты начинают затухать с некоторого расстояния, которое увеличивается с понижением частоты. Амплитуды ВЧ компонент уменьшаются (однако за тем происходит их увеличение, что связано с образованием разрыва в волне разгрузки). Интересно отметить, что существует выделенная частота $\Omega_m = 0,011$, амплитуда которой увеличивается наиболее интенсивно. При распространении в океане мощного акустического импульса давления, состоящего из ударной волны и волны разгрузки, нелинейные эффекты будут приводить к уменьшению затухания не только на высоких, но и на очень низких частотах. Наиболее интенсивно будут затухать промежуточные частоты; эта область средних частот имеет приблизительно следующие границы $T_n^{-1} < f < T^{-1}$, где T_n - полная длительность импульса.

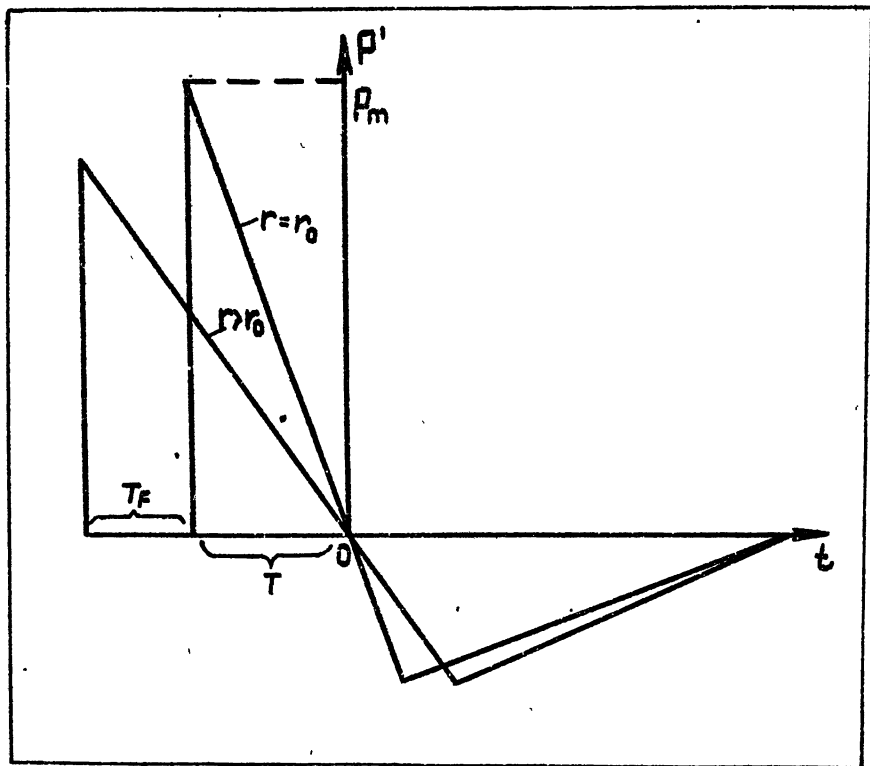


Фиг. 6 Увеличение интенсивности низкочастотной области спектра взрывной волны с учетом пульсаций. Сплошные линии соответствуют экспериментальным данным [5]; штриховые - теоретическим расчетам согласно выражению (15); штрих-пунктирные - значениям, полученным с использованием выражения (1).

4. Анализ экспериментальных данных

Рассмотрим теперь подробнее результаты экспериментальных исследований по затуханию звука взрывных источников. В [4] проводились измерения трансформации спектра только головной ударной волны в области частот выше 10 кгц. Измерения показали меньшее затухание по сравнению с расчетами по обычной линейной теории с учетом вязкости морской среды. На меньшее затухание высоких частот указывает также более медленный, чем это следует из линейной теории, рост ширины ударного фронта. Указанные результаты дали основание сделать в [4] вывод об увеличении затухания на частотах ниже 10 кгц, из-за перекачки энергии в высокие частоты. Однако в [5] было установлено, что нелинейные эффекты не оказывают заметного влияния на затухание спектральных компонент в области частот ниже 10 кгц. Тем не менее нелинейные эффекты должны были проявиться в экспериментах [5]. Во-первых, определенные в [5] значения коэффициента затухания существенно выше значений, найденных в [6] для той же области частот (ниже 10 кгц), но для тональных сигналов малой амплитуды. Во-вторых, как оказалось в [5], отнормированная на сферическую расходимость интенсивность низких частот ($f < 0,4$ кгц) не уменьшалась, а наоборот увеличивалась с расстоянием (см. фиг. 6), что, очевидно, является результатом действия нелинейных эффектов.[†] Измерения в [4] проводились на расстояниях от 1 до 6 км для источника ТНТ весом $Q \approx 1,7$ кг, и на расстояниях от 0,3 до 1,2 км для источника ТНТ весом $Q \approx 0,1$ кг; измерения в [5] выполнены на расстояниях от 1 до 30 км для источника весом $Q \approx 0,5$ кг. Для того, чтобы показать рост интенсивности

[†] В [5] это явление объясняется погрешностью приемной аппаратуры на низких частотах.



Фиг. 7 Кусочно-линейная аппроксимация.

НЧ компонент в спектре взрывной волны с кулевым полным значением импульса давления, на расстояниях $1 + 30$ км, соответствующих условиям эксперимента [5], и провести количественные сравнения с экспериментальными данными, рассчитаем трансформацию спектра взрывного сигнала, используя кусочно-линейную аппроксимацию граничного условия (см. фиг. 7)

$$P'(r_0; t) = P_m \begin{cases} -t/T, & -T \leq t \leq T/3 \\ \frac{t/T-3}{8}, & T/3 \leq t \leq 3T \end{cases} \quad (12)$$

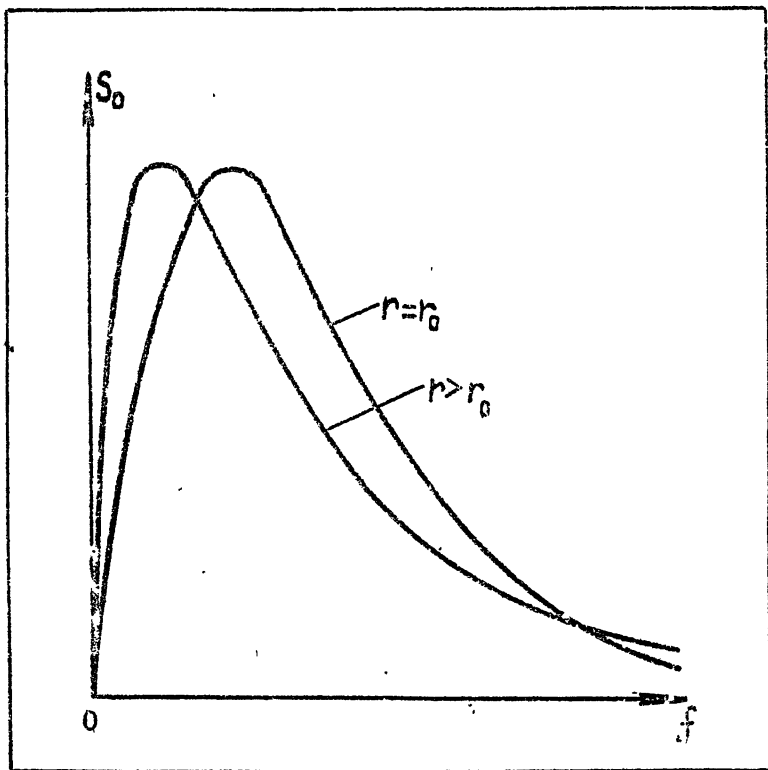
Согласно [7], выражение для формы профиля на произвольном расстоянии от места детонации можно представить в виде

$$P'(r; t) = P_m \frac{r_0}{r} \begin{cases} \left. \begin{aligned} & -\frac{t}{T(1+x)} \\ & \frac{t/T-3}{8-x} \end{aligned} \right\} (0 \leq x \leq 8), & \begin{aligned} & -T(1+x)^{1/2} \leq t \leq \frac{T}{3}(1+x) \\ & \frac{1}{3}(1+x) \leq t \leq 3t \end{aligned} \\ -\frac{t}{T(1+x)} (x \geq 8), & -T(1+x)^{1/2} \leq t \leq T(1+x)^{1/2} \end{cases} \quad (13)$$

Выражение для модуля спектра $S_0 = \frac{r_0}{r} |B(\Omega, x)|$, отнормированное на сферическую расходимость, при $x > 8$ имеет вид

$$S_0 = \frac{2P_m T}{q^2} (\sin q - q \cos q). \quad (14)$$

Здесь введена "текущая" частота $q = \Omega(1+x)^{1/2}$. Из (14) видно, что интенсивность НЧ компонент увеличивается с расстоянием, для очень низких частот ($q \ll 1$) закон нарастания упрощается $S_0 \approx \frac{2}{3} P_m T q$. Выражение (14) имеет максимумы, определяемые уравнением $\tan q = q(1 - q^2/2)$, и нули в точках $\tan q = q$. С увеличением расстояния все максимумы сдвигаются в сторону меньших частот Ω , оставаясь неизменными по величине. Аналогично и все нули (кроме точки $\Omega = 0$) сдвигаются в сторону меньших частот, т.е. наблюдается низкочастотная локализация спектра (см. фиг. 8). Как отмечалось, измерения в [5] проводились с расстояния $r_1 = 1$ км, что для $Q = 0,5$ кг соответствует безразмерной координате $x_1 \approx 8,5$. Поэтому



Фиг. 8 Трансформация спектра.

при сравнении с экспериментальными данными рассчитывалась величина $D = 10 \log S$, где

$$S = \left(\frac{q_1}{q} \right)^4 \left\{ \frac{\sin q - q \cos q}{\sin q_1 - q_1 \cos q_1} \right\}^2, \quad (15)$$

здесь $q_1 = \Omega(1 + \chi_1)^{1/2}$. Расчеты, сделанные для частот, измеряемых в эксперименте [5], показывают хорошее согласие с экспериментальными данными (см. фиг. 6). Некоторые количественные отличия можно объяснить неучетом вязкости в теоретических расчетах (на что указывает лучшее согласие с понижением частоты) и отличием форм реального и модельного сигналов. Необходимо также отметить что на экспериментальные результаты в [5], оказывала влияние неоднородность среды, поскольку измерения в [5] проводились вдоль глубоко рефрагированных лучей, где влияние неоднородности приводит к замедлению нелинейного искажения взрывной волны (к замедлению расчета безразмерной координаты χ , которая характеризует уровень нелинейных в волне (см. [8]). Для сравнения на фиг. 6 приведены значения величины D , рассчитанные по формуле (1), которые не дают даже качественного согласия с экспериментальными данными.

В ы в о д ы

1. Попытка учесть нелинейные эффекты во взрывных волнах введением всех измерений только в законы для амплитуды и длительности (см. пример [3]), приводит к неверному определению интенсивности низкочастотных компонент в спектре. Учет нелинейного искажения профиля взрывной волны позволяет более корректно описать трансформацию этой области спектра, уже в экспоненциальном приближении для формы первоначальной волны [3]. Как показывает сравнение с экспериментальными данными, вклад нелинейных

эффектов и аномальное низкочастотное затухание взрывных волн является существенным.

2. Для детального описания низкочастотной области спектра, необходимо учитывать реальную форму взрывной волны, поскольку от сферического взрывного источника распространяется волна давления с нулевым полным значением импульса. В спектре такой волны нелинейные эффекты приводят к уменьшению затухания не только на высоких, но и на низких частотах. Кроме того, ненормированная на сферическую расходимость интенсивность низкочастотной области увеличивается с расстоянием. Сильнее всего затухает промежуточная область частот (для обычно используемых зарядов она составляет от одного до десяти килогерц), где как раз и наблюдается аномально быстрое затухание.

1. Акустика океана (под ред. Л.М.Бреховских). Наука, М., 1974 г.
2. D;G.Browning, W.H.Torp, R.H.Mellen. Attenuation of low-frequency sound in fresh water. 6th Internat.Congr.on Acoustics, Tokyo, 1968.
3. H.W.Marsh. Attenuation of explosive sound in sea water. J.Acoust.Soc.Amer., 1963, 35, II, 1837.
4. H.W.Marsh, R.H.Mellen, W.L.Konrad. Anomalous absorption of pressure waves from explosions in sea water. J.Acoust.Soc. Amer., 1965, 38, 2, 326-338.
5. A.Skretting, G.C.Leroy. Sound attenuation between 200 Hz and 10 kHz. J.Acoust.Soc. Amer., 1971, 49, I(II), 276-282.
6. J.R.Lovett. Northeastern Pacific sound attenuation using low-frequency cw sources J.Acoust.Soc.Amer., 1975, 58, 3, 620-625.
7. Е.Н.Пелиновский, Ю.В.Петухов, В.Е.Фридман. Приближенные уравнения распространения мощных акустических сигналов в океане. Изв. АН СССР, сер.; "Физ.атм. и океана", 1979, 15 4, 439-444.
8. Ю.В.Петухов, В.Е.Фридман. Поле взрывного источника в стратифицированном океане. Изв. АН СССР, сер. "Физ.атм. и океана" (в печати).
9. В.Е.Фридман. Сравнение эмпирических и теоретических законов для взрывных волн. Изв. АН СССР, сер. "Физ.атм. и океана". (в печати).
10. Р.Коул. Подводные взрывы. "ИЛ", М., 1950.