

САМОДЕТЕКТИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

© 2011 г. А. Д. Мансфельд, А. В. Соколов, Г. П. Волков

*Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46
E-mail: mansfeld@appl.sci-nnov.ru
Поступила в редакцию 03.08.10 г.*

В работе теоретически и экспериментально изучается процесс самодетектирования акустических импульсов в ближней зоне акустического излучателя. Экспериментально этот нелинейный процесс изучается для трех типов биологических тканей.

Ключевые слова: акустический импульс, нелинейность, дифракция, ближнее поле, самодетектирование, биологические ткани, порог слышимости.

Широкое применение ультразвуковых методов в медицине связано, в основном, с импульсной локацией, при которой амплитуда давления излучаемых импульсов может достигать до нескольких атмосфер. При таких интенсивностях акустических сигналов распространение импульсов в биологических тканях сопровождается нелинейными эффектами, в результате которых генерируются, в том числе, и высшие гармоники частоты заполнения импульса [1]. В современной диагностической аппаратуре существует даже режим, так называемой “нативной гармоникой”, при котором для отображения используется вторая гармоника сигнала, порождаемая акустической нелинейностью ткани, что приводит к некоторому улучшению контрастности изображения [2].

Нелинейность среды должна приводить также и к эффекту самодетектирования исходного радиоимпульса. Впервые этот эффект (для жидкости) рассматривался в [3] (см. также [4]). Поскольку низкочастотные импульсы, генерируемые в процессе нелинейного распространения волны, как и исходные импульсы ультразвукового диапазона, могут оказывать воздействие на биологические ткани и на организм в целом, необходимо иметь данные об уровнях этих низкочастотных волн.

Процессы детектирования акустических импульсов изучались в большом количестве работ, результаты которых приведены, в том числе, и в целом ряде обзорных работ (см., например, [5, 6]). При этом генерируемое низкочастотное поле рассматривалось на больших удалениях от источников вторичных волн, что позволяло получить конечные выражения для нелинейных поправок к полям. При работе медицинских ультразвуковых приборов, из-за высокого затухания волны на

частоте заполнения импульса, виртуальные источники, дающие наибольший вклад, находятся в ближней зоне ультразвукового излучателя. Кроме того, искомые поля виртуальных источников должны анализироваться, в том числе, и в их ближней зоне. Эти два обстоятельства существенно усложняют теоретическую часть задачи детектирования в такой постановке.

В настоящей работе и теоретически, и экспериментально изучается процесс детектирования акустических импульсов в биологических тканях. Биологические ткани имеют ненулевое значение модуля сдвига, поэтому в общем случае наиболее корректное математическое описание исследуемого процесса детектирования должно было бы основываться на уравнениях нелинейной теории упругости. Однако поскольку этот модуль сдвига на несколько порядков меньше модуля всестороннего сжатия, распространение упругих волн в биологических тканях будем рассматривать на основе уравнений гидродинамики, как это и делается в большинстве соответствующих работ.

От нелинейных уравнений гидродинамики можно перейти к более простым уравнениям, описывающим нелинейные процессы: это уравнение типа Бюргерса (с различными законами диссипации и дисперсии) и уравнение ХЗК.

Однако в рассматриваемом эксперименте существенную роль играли дифракционные процессы во вторичных волнах. Поэтому изучение процесса детектирования на основе уравнений типа Бюргерса, описывающих взаимодействия только плоских волн, не может дать здесь удовлетворительного результата.

Уравнение ХЗК корректно учитывает как нелинейные, так и дифракционные явления; влия-

ние дифракционных эффектов на распространение мощных акустических импульсов впервые изучалось в [7]. Однако решение уравнения ХЗК основывается, как правило, на применении весьма трудоемких конечно-разностных методов [8]. Если интерес представляют только нелинейные поля, начиная с некоторого (ненулевого) расстояния от излучателя, определяемого как параметрами сигнала, так и размерами излучателя, тогда решение (прямое разложение) уравнения ХЗК можно записать в виде однократного интеграла (типа свёртки), что существенно упрощает расчеты [9]. В [10] теоретически (на основе уравнения ХЗК) и экспериментально рассматривается генерация разностной частоты при распространении бигармонического сигнала. В представленной далее работе математическое моделирование описывает искомые (малые) нелинейные поля, без каких-либо ограничений на минимальное расстояние от излучателя.

Для того, чтобы записать уравнение для поправки к линейным полям, учитывающее влияние релаксационных процессов в том числе и на вторичное поле, запишем уравнение движения Эйлера и уравнение непрерывности в виде одного скалярного уравнения [11]

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (1)$$

где $T_{ij} = \rho v_i v_j + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}$; ρ, p — плотность и давление соответственно; v_i — декартова компонента колебательной скорости; $c_0^2 = \partial p / \partial \rho$ — квадрат скорости продольной волны при $\rho = \rho_0$ и $s = s_0$, s_0 — энтропия в невозмущенном состоянии; в выражении для T_{ij} не учитываются компоненты тензора вязких напряжений, поскольку эти процессы в моделируемом эксперименте не дают заметного вклада.

В моделируемом эксперименте заданным считается давление исходной волны на излучателе. Кроме того, и при регистрации нелинейного поля измеряется также давление. Поэтому, принимая во внимание, что поправки к исходным полям (и давления, и плотности) даже в среде с пренебрежимо малой диссипацией выражаются через соответствующие переменные первого и второго порядков малости, более удобным представляется изучаемый процесс описывать переменной p . Поэтому уравнение (1) перепишем в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p - c_0^2 \rho) + c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j). \quad (2)$$

Запишем теперь правую часть (2) только через давление p . Для этого, сначала, представим возмущение плотности ρ в виде разложения по возмущению давления p с учетом релаксационного

слагаемого с ядром, зависящим только от разности времен $t - \tau$, поскольку среда предполагается стационарной и однородной. Искомое разложение можно получить из соответствующего разложения $p(\rho)$ [12, 13] обращением этого степенного ряда. В результате получим:

$$c_0^2 \rho = p + \int_{-\infty}^t \beta(t - \tau) (p(\mathbf{x}, \tau) - p_0) d\tau - \frac{1}{2c_0^4} \frac{\partial c^2}{\partial \rho} \Big|_{s=s_0, \rho=\rho_0} (p - p_0)^2 + \dots, \quad (3)$$

где $c^2 = \partial p / \partial \rho|_{s=s_0}$ — квадрат местной скорости звука.

В этом разложении не учитываются изменения энтропии, скачок которой, как известно [14], даже для слабой ударной волны является малой величиной третьего порядка по сравнению со скачком давления.

Отклонение от равновесного давления $p - p_0$ в рассматриваемом приближении запишем в виде суммы $p_1 + p'$, где p_1 — решение уравнения (2) в линейном приближении. Тогда для малой поправки p'

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p' + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t \beta(t - \tau) p'(\mathbf{x}, \tau) d\tau = \\ = \frac{\epsilon}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial^2 p_1^2}{\partial t^2}, \quad (4) \\ \epsilon = 1 + \frac{\rho_0}{2c_0^2} \frac{\partial c^2}{\partial \rho} \Big|_{s=s_0, \rho=\rho_0}. \end{aligned}$$

Малые расстояния от излучателя, для которых и выполнялись измерения, обеспечивали необходимую малость p' по сравнению с p_1 .

Это уравнение, в отличие от приведенного в [15], может описывать волны давления p' , бегущие в любом направлении. Если, например, параметр ϵ в малой части пространства (по сравнению с длинами волн) имеет аномально высокую величину, тогда эта область будет переизлучать вторичные волны практически во всех направлениях (в том числе и в обратном) и этот процесс может описываться уравнением (4). Кроме того, релаксационный процесс в (4) описывается достаточно произвольной функцией $\beta(t)$ (обычно монотонно убывающей) с ограничением, следующим из принципа причинности: эта функция должна быть равна нулю для отрицательных значений аргумента. Необходимость учета этого интегрального слагаемого обусловлена тем, что в моделируемом эксперименте затухание волн даже на низких частотах может оказать заметное влияние на измеряемое поле.

В соответствии с геометрией эксперимента, выберем цилиндрическую систему координат и направим ось z перпендикулярно плоскости круглого (радиуса r_0) излучателя; начало системы координат поместим в центр излучателя.

Исходное поле p_1 при тех параметрах, которые соответствовали эксперименту, отличается от плоской волны. В качестве первого приближения для $p_1(r, z, t)$ возьмем решение в виде затухающей по z плоской волны и умножим это поле на некоторую функцию $\Phi(r, z)$, так чтобы произведение $p_1(r, z, t)$ и $\Phi(r, z)$ приближенно соответствовало распределению в пространстве поля от рассматриваемого излучателя. Для первого приближения в качестве функции $\Phi(r, z)$ возьмем ступенчатую функцию $\Pi(r; r_0)$, независимую от z , которая равна единице при $r \leq r_0$ и равна нулю при $r > r_0$.

Будем считать, что электрический сигнал, формируемый генератором, может быть представлен в виде произведения двух функций: огибающей $f(t)$ и высокочастотного заполнения $\cos(\omega_0 t)$ [16]. Далее из этого электрического сигнала высокочастотным фильтром, частота среза которого была существенно ниже частоты ω_0 , практически полностью вырезалась низкочастотная часть (далее это подробно описывается в экспериментальной части). Поскольку излучаемый акустический сигнал можно считать узкополосным (и поэтому коэффициент затухания для всех частот сигнала приближенно имеет одно и то же значение; зависимостью фазовой скорости от частоты в полосе излучаемого сигнала также пренебрегаем; кроме того, не принимаем во внимание и отсутствие вырезанной части сигнала высокочастотным фильтром), на расстоянии z от излучателя давление в первичной волне $p_1(r, z, t)$ можно записать в виде:

$$p_1(r, z, t) = P_0 f\left(t - \frac{z}{c_0}\right) \cos(k_0 z - \omega_0 t) \exp(-\alpha z), \quad (5)$$

где $k_0 = \omega_0/c_0$, P_0 — размерный коэффициент, определяющий давление на излучателе.

Для коэффициента затухания α при $|\beta(\omega)| \ll 1$ имеет место следующее выражение: $\alpha = \omega\beta_2(\omega)/2c_0 = \omega_0\beta_2(\omega_0)/2c_0$, где $\beta(\omega) = \beta_1(\omega) + i\beta_2(\omega)$ определяется соотношением

$$\beta(\omega) = \int_0^{\infty} \beta(t) \exp(i\omega t) dt \equiv \bar{\beta}.$$

Физический смысл переменной $\beta_2(\omega)$ — обратная величина пространственной добротности на частоте ω .

Подставляя решение (5) в нелинейное слагаемое уравнения (4), получаем

$$\frac{\epsilon}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial^2 p_1^2}{\partial t^2} = \frac{\epsilon P_0^2}{2\rho_0 c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \times \left[f^2\left(t - \frac{z}{c_0}\right) (1 + \cos(2k_0 z - 2\omega_0 t)) \right] \exp(-2\alpha z). \quad (6)$$

Поскольку сигнал с датчика, регистрирующего давление p' , сначала подавался на низкочастотный фильтр, частота среза которого была существенно ниже несущей частоты ω_0 , поэтому высокочастотное слагаемое, пропорциональное $\cos(2k_0 z - 2\omega_0 t)$, далее можно не принимать во внимание.

Сделаем теперь преобразование Фурье по времени t и преобразование Ханкеля нулевого порядка по поперечной координате r в уравнении (4). В результате для переменной $\bar{p}'(k, z, \omega)$ получим следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \bar{p}'}{dz^2} - \gamma^2 \bar{p}' = \frac{\epsilon P_0^2 r_0 J_1(kr_0)}{2\rho_0 c_0^4 k} \omega^2 G(\omega) \exp(ikz); \quad (7)$$

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f^2(t) \exp(i\omega t) dt;$$

$$\bar{p}'(k, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} p'(r, z, t) \exp(i\omega t) r J_0(kr) dr, \quad (8)$$

$$\kappa = \frac{\omega}{c_0} + 2i\alpha, \quad \gamma^2 = k^2 - \frac{\omega^2(1 + \bar{\beta})}{c_0^2}.$$

При записи уравнения (7) было учтено, что нулевое преобразование Ханкеля ступенчатой функции $\Pi(r; r_0)$ равно $r_0 J_1(kr_0)/k$.

Решение уравнения (7) запишем в виде суммы собственной волны и частного решения: $\bar{p}' = A \exp(-\gamma z) + B \exp(ikz)$. Для того, чтобы собственная волна $A \exp(-\gamma z)$ распространялась в сторону растущих z , при положительных значениях частоты ω (и положительных $\bar{\beta}_2$) для функции γ выбираем ветвь с отрицательной мнимой частью. Константа B однозначно определяется правой частью уравнения (7). Константа A находится из условия равенства нулю нелинейной поправки p' при $z = 0$, поскольку электрический сигнал с генератора $f(t) \cos(\omega_0 t)$ (как было отмечено выше) пропускаться через высокочастотный фильтр. Соответствующие выражения для A и B имеют вид:

$$A = \frac{\epsilon P_0^2 r_0 J_1(kr_0)}{2\rho_0 c_0^4 k (\kappa^2 + \gamma^2)} \omega^2 G(\omega) = -B.$$

В результате для произвольной точки с координатами (r, z) точное решение уравнения (7), со-

ответствующее условию излучения при $z \rightarrow \infty$ и нулевому значению $p'(r, z, \omega)$ при $z = 0$, имеет вид

$$p'(r, z, \omega) = \frac{\epsilon P_0^2 r_0 \omega^2 G(\omega)}{2\rho_0 c_0^4} \times \int_0^\infty \frac{J_1(kr_0)J_0(kr)}{k^2 + \gamma^2} (\exp(-\gamma z) - \exp(ikz)) dk \equiv \quad (9)$$

$$\equiv \frac{\epsilon P_0^2 r_0 \omega^2}{2\rho_0 c_0^4} W(r, z; \omega) G(\omega),$$

где функция $W(r, z; \omega)$ обозначает интеграл по волновым числам k .

Для первого приближения будем считать, что в полосе пропускания низкочастотного фильтра амплитудная и фазовая характеристики от частоты не зависят. Тогда для измеряемого давления $p'(r, z, t)$ можно записать

$$p'(r, z, t) = \frac{\epsilon P_0^2 r_0}{4\pi\rho_0 c_0^4} \times \int_{-\omega_{\text{нч}}}^{\omega_{\text{нч}}} W(r, z; \omega) \omega^2 G(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (10)$$

где $\omega_{\text{нч}}$ — частота среза низкочастотного фильтра.

Из представления (10) следует, что для тех координат (r, z) , для которых интеграл $W(r, z; \omega)$ не зависит от частоты ω и основная энергия квадрата огибающей находится в диапазоне от $-\omega_{\text{нч}}$ до $\omega_{\text{нч}}$, давление $p'(r, z, t)$ будет пропорционально второй производной от квадрата огибающей $f^2(t)$; если же величина интеграла $W(r, z; \omega)$ обратно пропорциональна частоте ω , тогда давление $p'(r, z, t)$ будет пропорционально первой производной от $f^2(t)$.

Конкретизируем теперь выражение для спектральной плотности $G(\omega)$. Будем считать, что огибающая импульса $f(t)$ описывается функцией Гаусса, т.е. $f(t) = \exp(-t^2/T_i^2)$. Для спектральной плотности $G(\omega)$ из (8) в этом случае получим: $G(\omega) = \sqrt{\pi/2} T_i \exp(-T_i^2 \omega^2/8)$.

Значение $p'(r, z, t)$, описываемого двукратным интегралом (10), будем определять применением численных методов. Сначала перейдем от сплошного спектра $G(\omega)$ к дискретному $G^T(\omega)$

$$G^T(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{2\pi}{T} G(\omega) \delta(\omega - \omega_n); \quad \omega_n = \frac{2\pi n}{T}.$$

В этом случае интеграл обратного преобразования Фурье (10) по частоте ω запишется в виде соответствующей конечной суммы. Это означает, что искомая функция $p'(r, z, t)$ представляется теперь в виде конечной суммы одномерных интегралов $W(r, z; \omega)$ по волновым числам k , что для

вычислений существенно более простая задача, чем, например, численное решение уравнения ХЗК применением конечно-разностных методов

$$p'(r, z, t) = \frac{\epsilon P_0^2 r_0}{2\rho_0 c_0^4 T} \times \sum_{n=-N}^N W(r, z; \omega_n) \omega_n^2 G(\omega_n) \exp(-i\omega_n t). \quad (11)$$

При этом величина параметра N определяется частотой среза $\omega_{\text{нч}}/2$ низкочастотного фильтра: $N = \lfloor T\omega_{\text{нч}}/2\pi \rfloor$ (квадратные скобки обозначают взятие целой части).

В результате искомое низкочастотное поле представлено в виде суммы низкочастотных составляющих, генерируемых виртуальными источниками на разностных частотах [17–19].

Спектральная плотность $G^T(\omega)$ при любом T — это точное выражение для спектра периодической последовательности импульсов $f^2(t)$. При достаточно большом отношении периода следования и длительности импульсов T/T_i сумму в выражении (11), умноженную на $2\pi/T$, приблизительно можно рассматривать и как обратное преобразование Фурье для функции $\hat{P}(\partial/\partial t)\partial^2 f^2(t)/\partial t^2$, т.е. для случая детектирования одиночного импульса (\hat{P} — оператор, определяемый зависимостью интеграла $W(r, z; \omega)$ от частоты ω).

Период следования T в представленных ниже расчетах принимался равным 50 периодам высокой частоты $T_0 = 10^{-6}$ с, т.е. $T = 5 \times 10^{-5}$ с. Поскольку частота среза низкочастотного фильтра была равна 450 Гц, параметр N в этом случае равен 22. При вычислении давления $p'(r, z, t)$ параметр огибающей T_i принимался равным $4.5 T_0$, т.е. можно считать, что условие $T \gg T_i$ выполнялось. Это означает, что представленные ниже расчеты с достаточной степенью точности соответствуют также и детектированию одиночного импульса $f(t)$.

В результате для построения временной зависимости $p'(r, z, t)$ для каждой точки (r, z) необходимо вычисление только 22 интегралов $W(r, z; \omega_n)$ поскольку можно применить соотношение: $W(r, z; -\omega) = W^*(r, z; \omega)$.

Координата z (в см) при выполнении расчетов принимала значения: 1, 2, 2.5, 3, 4, 5, 7, 12, 15; координата r для всех точек z выбиралась равной нулю. При этом ненулевые значения r несущественно усложнили бы здесь вычисление интегралов $W(r, z; \omega_n)$.

Расчеты выполнялись для следующих значений параметров среды: $c_0 = 1.5 \times 10^3$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м³, $\alpha = 12$ м⁻¹ [20]. Пиковое значение параметра P_0 принималось равным 210 кПа, радиус

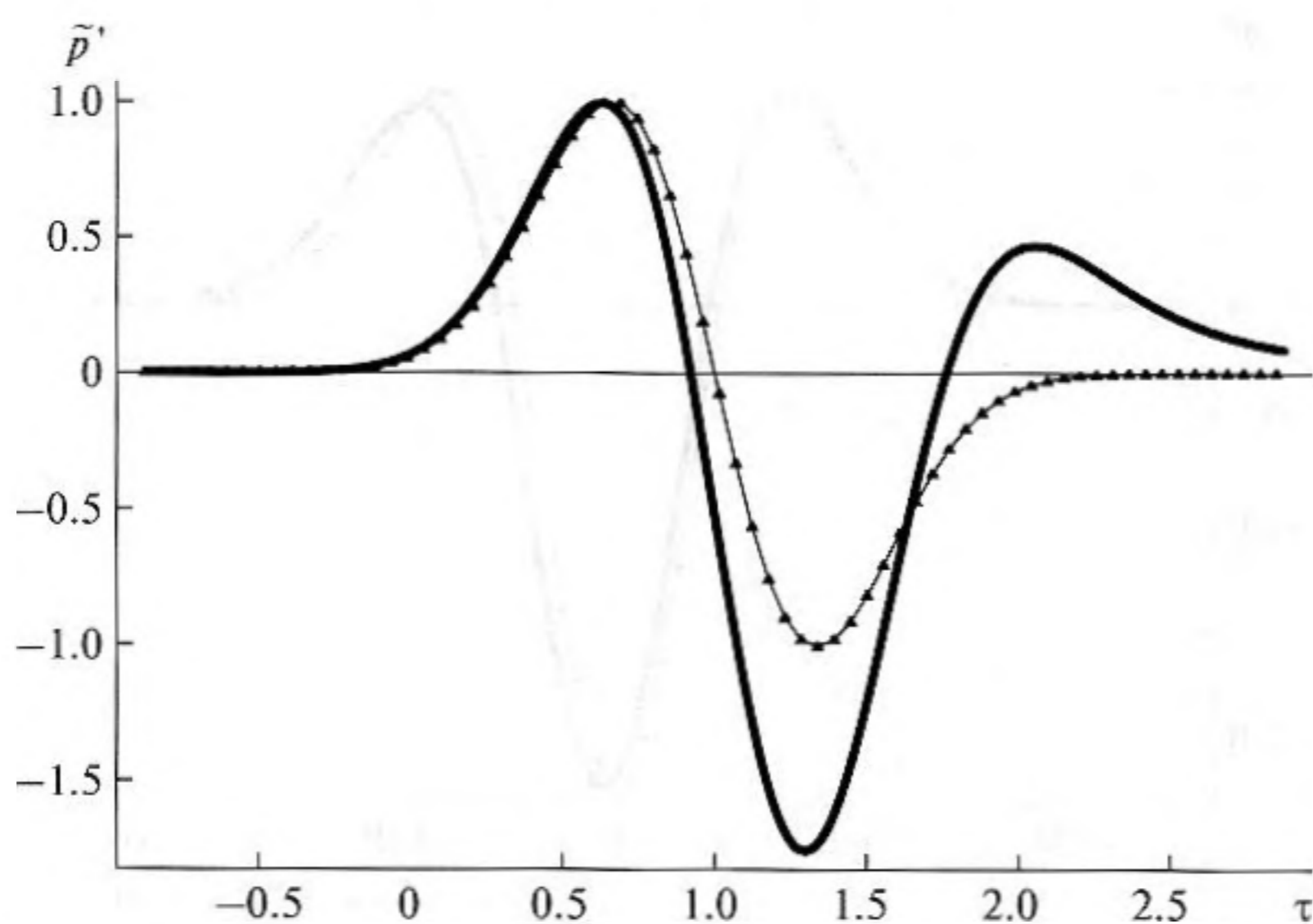


Рис. 1. Нормированные импульсы (с маркерами – первая производная квадрата функции Гаусса), смещенные вправо на $t_0 = z/c$; расстояние от излучателя $z = 1$ см; $\tau = t/t_0$; $T_i = 4.5T_0$; T_0 – период высокочастотного заполнения импульса. На этом расстоянии z форма импульса $p'(\tau)$ достаточно хорошо совпадает с формой первой производной квадрата огибающей $f^2(\tau)$.

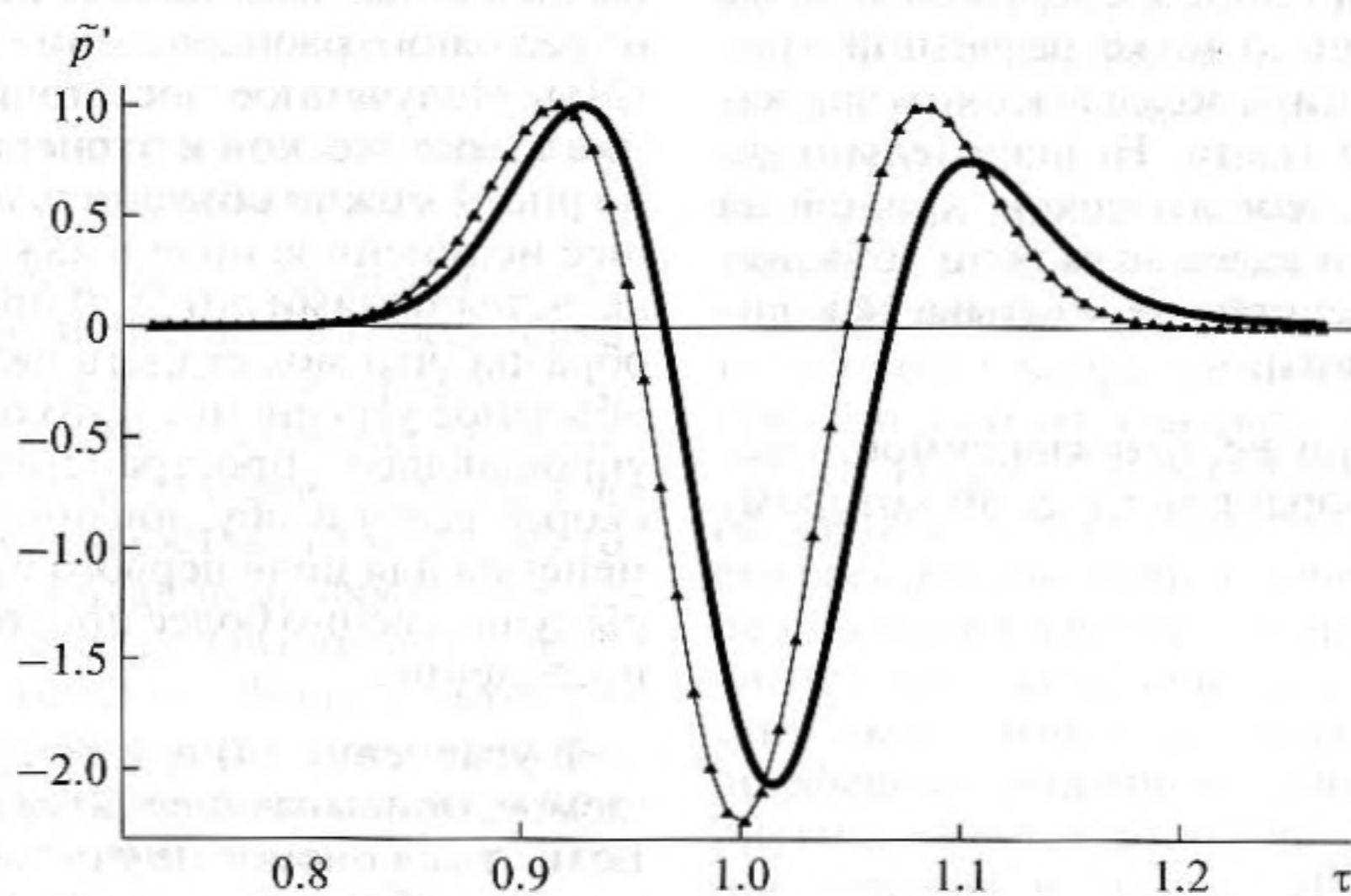


Рис. 2. Нормированные импульсы (с маркерами – вторая производная квадрата функции Гаусса), смещенные вправо на $t_0 = z/c$; расстояние от излучателя $z = 7$ см; $\tau = t/t_0$; $T_i = 4.5T_0$; T_0 – период высокочастотного заполнения импульса.

источника $r_0 = 0.01$ м. Параметр нелинейности $\epsilon = (1 + B/2A)$ для биологических тканей [20] принимался равным 5.5.

Формы импульсов для расстояний $z = 1$ см, $z = 7$ см и $z = 15$ см приведены на рис. 1–3.

Из представленных рисунков следует, что на расстоянии $z = 1$ см форма импульса $p'(r, z, t)$ незначительно отличается от формы первой производной от квадрата огибающей; на больших расстояниях – форма $p'(r, z, t)$ приближается к форме второй производной от квадрата огибающей. И то, и другое достаточно хорошо соответствует

приближенным аналитическим выражениям для этих значений параметров.

На рис. 4 приведены расчетные кривые размаха импульса как функции расстояния от излучателя (кривая без маркеров) и соответствующие экспериментальные зависимости для трех видов биологической ткани: печень (маркеры – треугольники); мышечная ткань (маркеры – черные квадраты); жировая ткань (маркеры – светлые пятиугольники).

Из рисунка 4 следует, что для печени и мышечной ткани имеет место достаточно хорошее сов-

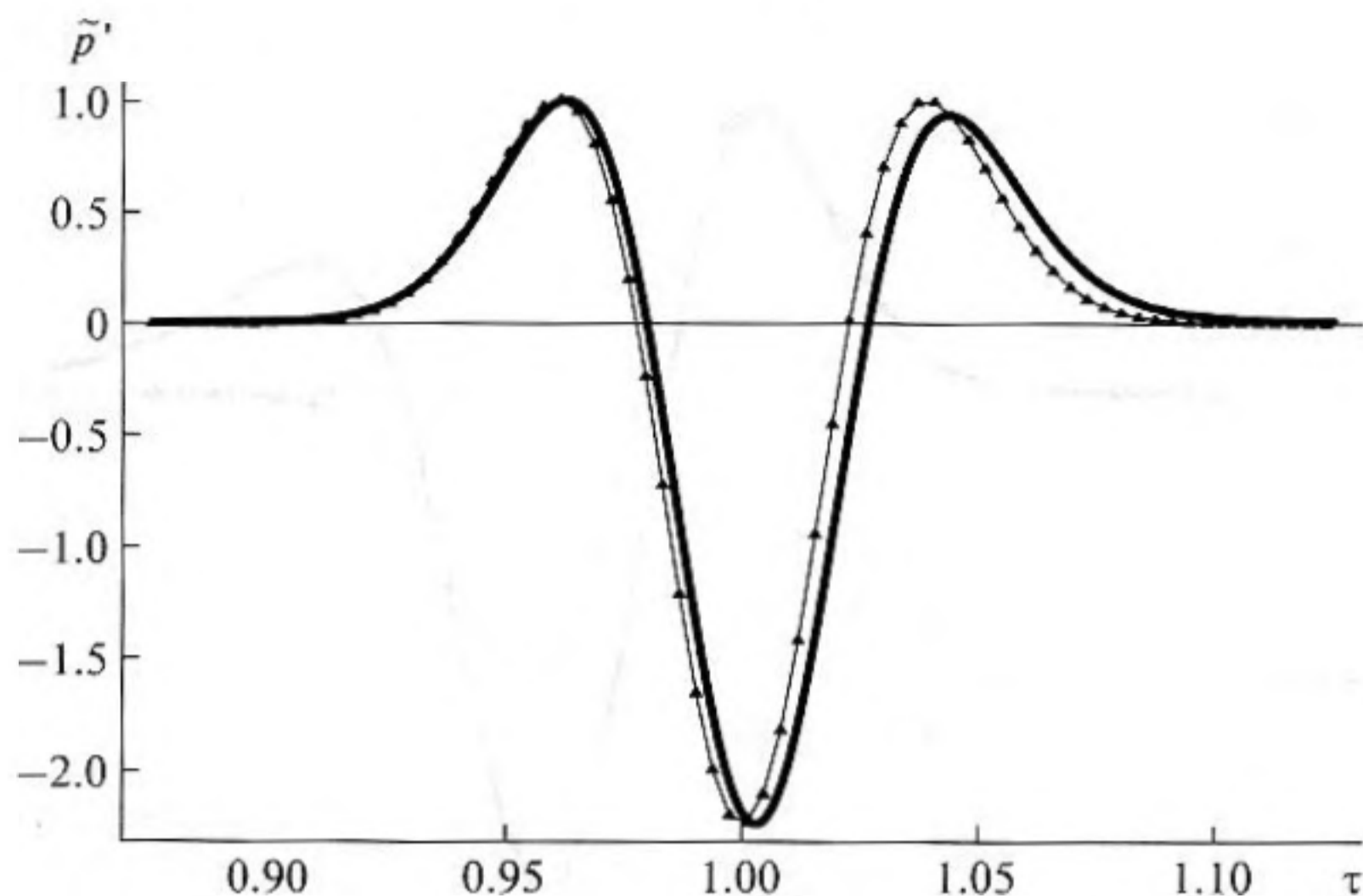


Рис. 3. Нормированные импульсы (с маркерами — вторая производная квадрата функции Гаусса), смещенные вправо на $t_0 = z/c$; расстояние от излучателя $z = 15$ см; $\tau = t/t_0$; $T_i = 4.5T_0$; T_0 — период высокочастотного заполнения импульса. На этом расстоянии z форма импульса $p'(\tau)$ уже достаточно хорошо совпадает с формой второй производной квадрата огибающей $f^2(\tau)$. Запаздывание и несимметрия $p'(\tau)$ на этом расстоянии также меньше, чем при $z = 3$ см и $z = 7$ см.

падение. Для жировой ткани экспериментальные точки лежат существенно ниже расчетной кривой, что можно объяснить более высоким затуханием волн в жировой ткани. Незначительно завышенные значения теоретической кривой на расстоянии $z \approx 10$ см и далее возможно объясняется тем, что при расчетах не учитывалась дифракция первичных волн.

Следует отметить также, что зависимость исходного поля p_0 от координат r и z , по которому

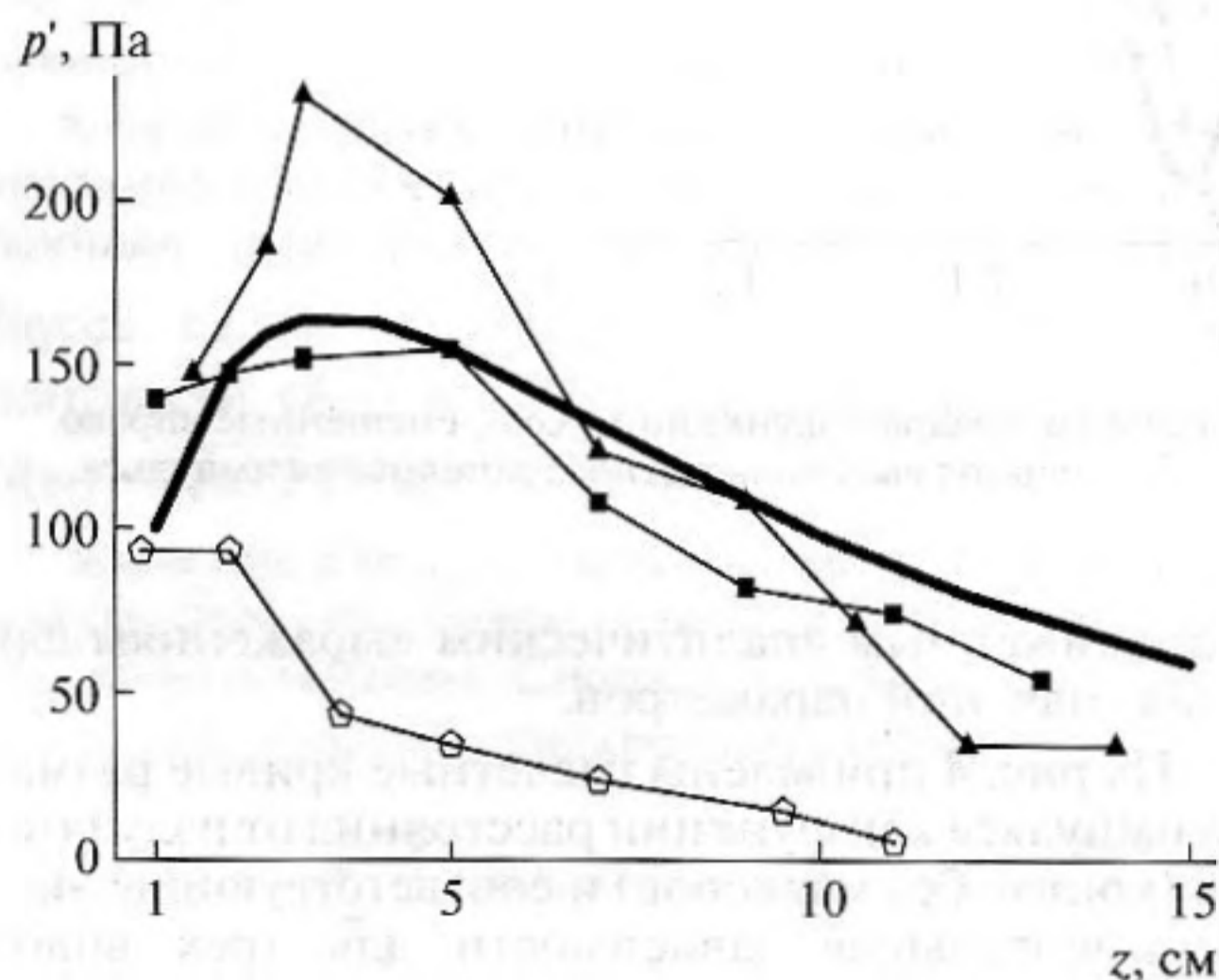


Рис. 4. Экспериментальные (с маркерами) и теоретическая (без маркеров) зависимости размаха импульсов $p'(\tau; z)$ как функции расстояния z от источника. Кривая с треугольниками — для печени; кривая с черными прямоугольниками — мышечная ткань; кривая со светлыми пятиугольниками — жировая ткань.

вычислялись нелинейные источники, отличается от реального распределения поля (см., например, [21]). Полученное достаточно хорошее совпадение теоретической и экспериментальных кривых на рис. 4 можно объяснить тем, что результирующее нелинейное поле в каждой точке (r, z) определяется полями $p_1(r, z, t)$ практически всех точек образца, что может быть квалифицировано как объемное усреднение. Это объемное усреднение, упрощающее пространственную зависимость, скорее всего и обуславливает возможность применения для поля первого приближения структуры существенно более простой, чем реальное распределение.

В уравнении (4) для $p'(r, z, t)$ учитывается слабое, описывающее затухание вторичных волн. Если это слабое не учитывать, тогда на расстоянии $z = 15$ см размах увеличится на 14%, что при сопоставлении с экспериментальными данными в рассматриваемом случае можно считать не столь существенным. Однако для расстояния $z = 50$ см размах $p'(r, z, t)$ в отсутствие этого релаксационного слагаемого увеличивается практически вдвое.

На рис. 5 представлены зависимости спектральных амплитуд вторичных волн $A_n = p'(0, z, \omega_n)$, определяемых выражением (9). Расчеты выполнялись для частот: 5, 10, 15 и 20 кГц. Период повторения импульсов, в отличие от предыдущих расчетов, принимался здесь равным $T = 1000T_0 = 10^{-3}$ с, что соответствует характерному периоду следования, применяемого в аппаратуре при ультразвуковых обследованиях человека. Эти кривые показывают, что для представленного диапа-

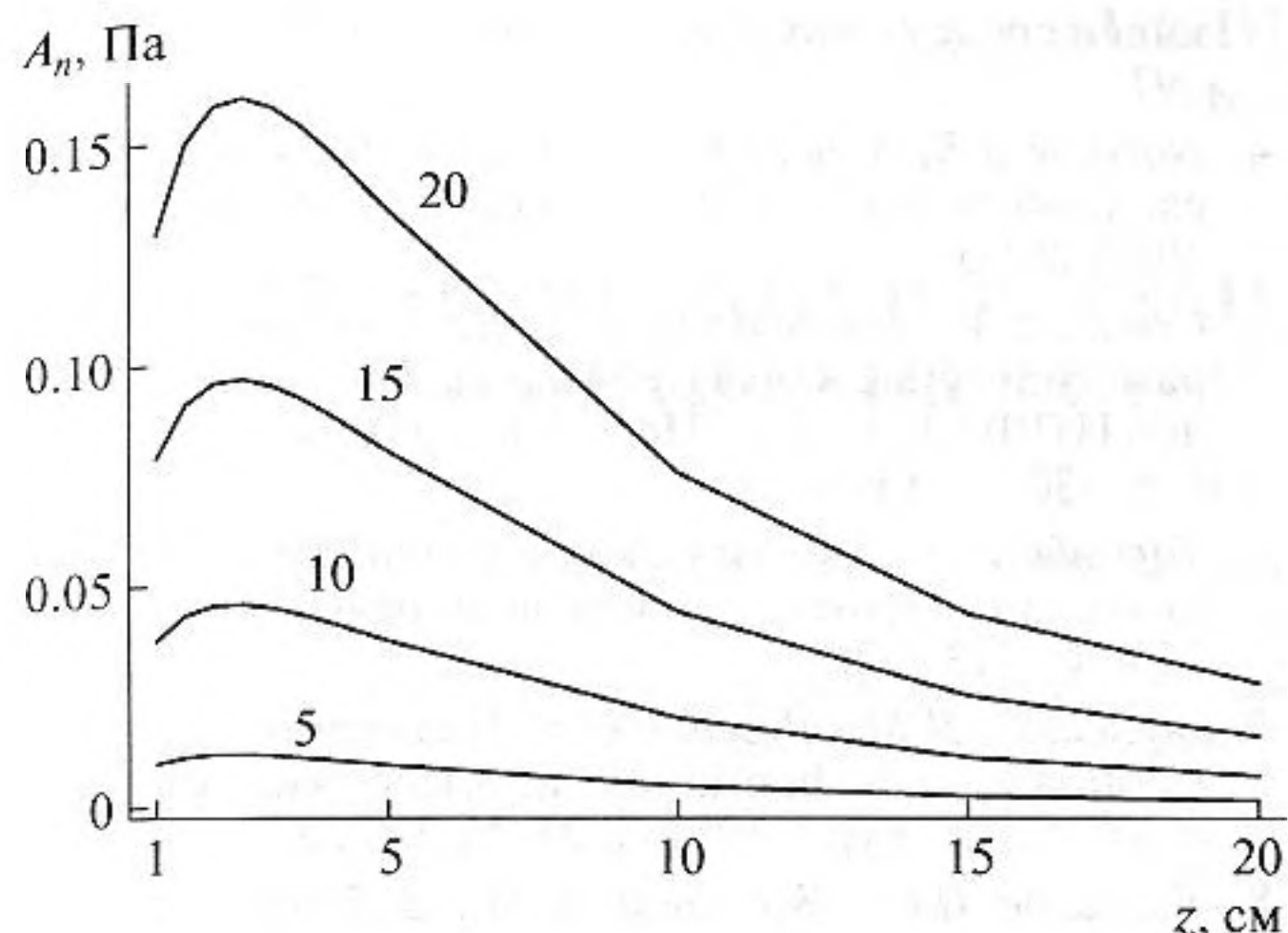


Рис. 5. Амплитуды гармоник $A_n = p'(r, z, \omega_n)$ импульса p' на частотах 5, 10, 15 и 20 кГц (цифры у кривых) как функции расстояния z от излучателя; $T_i = 4.5T_0$. Частота повторения импульсов $1/T$ равна здесь 1 кГц.

зона расстояний от излучателя амплитуды низкочастотных ($f \leq 20$ кГц) гармоник на несколько порядков превышают порог слышимости человека, что может служить объяснением ранее непонятных особенностей поведения (чувствительности) ребенка в утробе матери при соответствующих ультразвуковых обследованиях [22].

В экспериментальной части работы исследовались зависимости величин размаха протектированного импульса от расстояния, пройденного ультразвуковой волной. Эти измерения проводились на установке, схема которой показана на рис. 6. Импульсы длительностью 10 мкс с частотой заполнения 1 МГц и плавными фронтами, через фильтр высоких частот подавались на излучающий пьезопреобразователь. Фильтр позволял подавить низкочастотные компоненты импульса в полосе до 450 кГц, в которой производился прием протектированного импульса на 40 дБ. Кроме того, для уменьшения амплитуды излучения в низкочастотной части спектра за счет изгибных мод преобразователя последний был геометрически разделен на 4 сегмента, соединенных электрически параллельно. Это сдвинуло частоты изгибных мод преобразователя вверх по частоте. Прием акустического сигнала осуществлялся с помощью широкополосного пленочного пьезопреобразователя. Для исключения детектирования сильного сигнала в аналого-цифровом преобразователе (АЦП), в принятом сигнале с помощью фильтра подавлялись частотные компоненты в полосе частот зондирующего импульса. В результате, в сигнале принятом в непосредственной близости от излучателя низкочастотная компонента находилась на уровне шума входного усилителя в аналого-цифровом преобразователе. В работе использовалось 14-разрядное АЦП (динамический диапазон

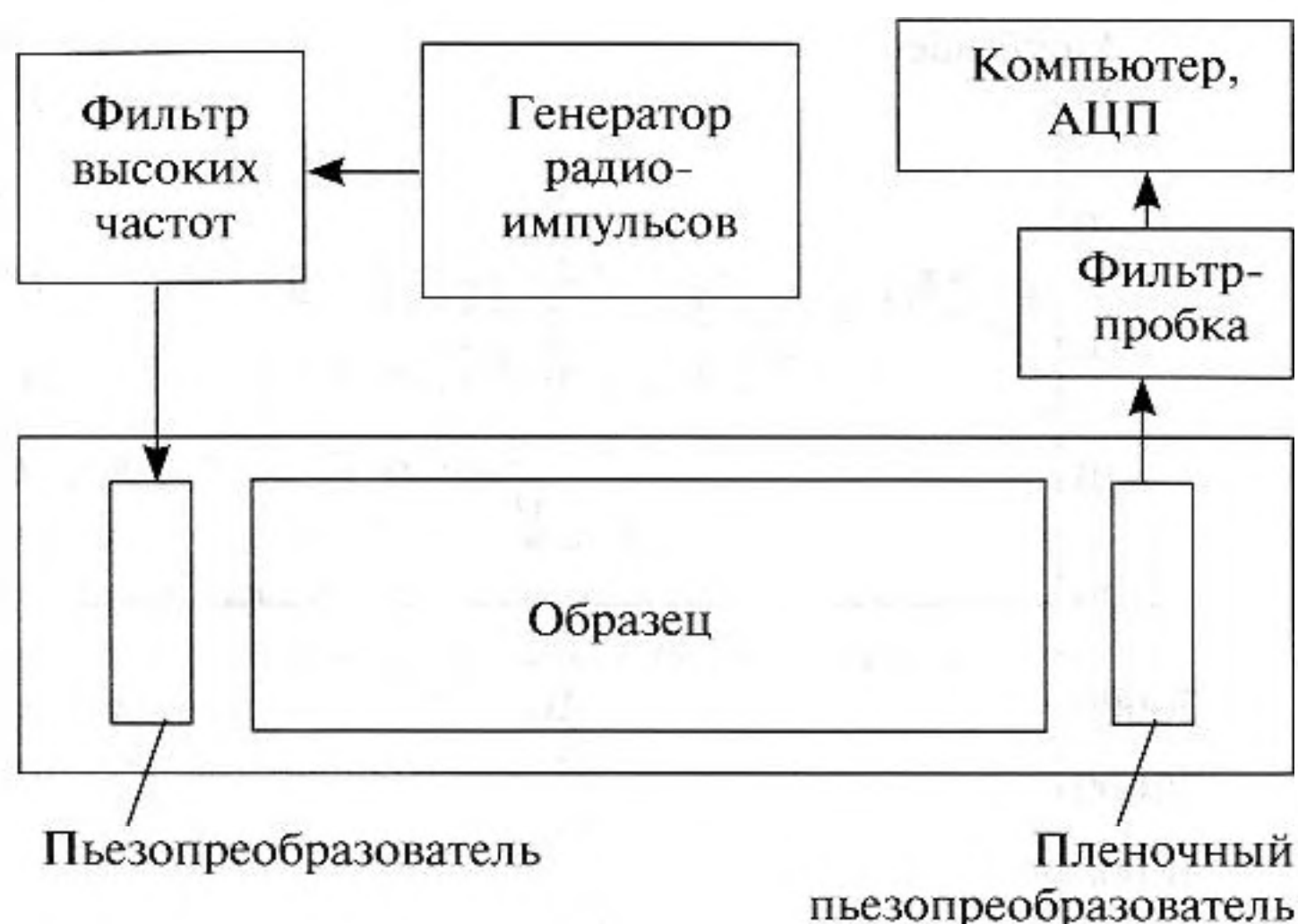


Рис. 6. Схема экспериментальной установки.

для радиосигнала 72 дБ). Исследуемый образец помещался в кювету с водой. Измерение величины протектированного сигнала сначала производилась на полной длине образца, а затем образец постепенно укорачивался. Для проверки правильности функционирования экспериментальной установки проведена регистрация сигнала в некоторых жидкостях (спирт, вода). Известно, что в ближней зоне преобразователя протектированный сигнал имеет форму производной от квадрата огибающей радиоимпульса. На рис. 7 показаны сигнал, полученный в результате детектирования радиоимпульса при его распространении в этиловом спирте (в сигнале подавлена частота локации и ее гармоники) и сигнал производной от квадрата огибающей акустического импульса, полученный численным дифференцированием принятого импульса. Из рисунка следует достаточно хорошее качественное совпадение кривых. Небольшие осцилляции после окончания импульса обусловлены реакцией фильтра. При амплитуде зондирующего импульса 210 кПа, максимальные величины размаха импульсов составляли в печени 0.46 кПа, селе 0.18 кПа, в мышечной ткани — 0.31 кПа.

Таким образом, впервые продемонстрирована возможность регистрации импульсов, протектированных на акустической нелинейности для некоторых образцов биотканей. Показано, что предложенная теоретическая модель, описывающая этот процесс детектирования в ближних зонах излучателя и вторичных источников, даёт хорошее совпадение с экспериментом, что создает предпосылки для соответствующих измерений нелинейных параметров среды. Непосредственные расчеты на основе предложенной модели показали, что спектральные составляющие волны в

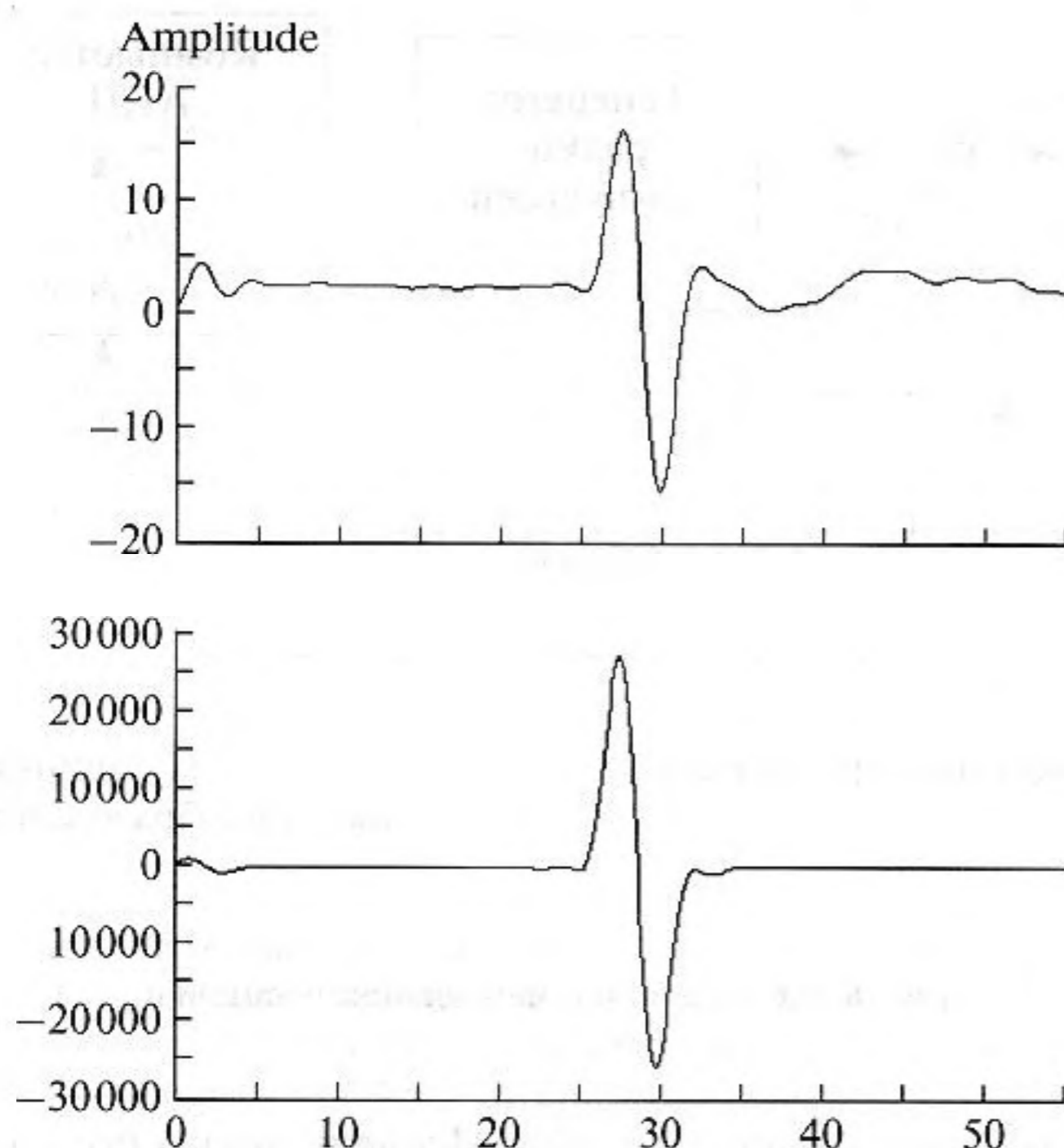


Рис. 7. Форма протектированного сигнала при распространении импульса в спирте. Верхняя осциллограмма — реально полученный сигнал, нижняя — сигнал, полученный при численном дифференцировании квадрата огибающей прошедшего импульса (фильтр на входе АЦП отключен).

диапазоне частот от $f = 1$ кГц до $f = 20$ кГц, генерируемые акустической нелинейностью при распространении периодической последовательности радиоимпульсов, на несколько порядков превышает порог слышимости человека, что может служить объяснением чувствительности ребенка в утробе матери к соответствующим ультразвуковым обследованиям.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант РФФИ 06-02-17007-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Castersen E.L., Law W.K., McKay, Muir T.G. Demonstration of nonlinear acoustical effects at biomedical frequencies and intensities // *Ultrasound Med. Biol.* 1980. V. 6. P. 359–368.
2. Tranquart F., Grenier N., Edler V., Pourcelot L., Clinical use of ultrasound tissue harmonic imaging // *Ultrasound Med. Biol.* 1999. V. 25. P. 889–894.
3. Наугольных К.А., Солуян С.И., Хохлов Р.В. О нелинейном взаимодействии звуковых волн в поглоща-

4. Novikov B.K., Rudenko O.V., Timoshenko V.I. Nonlinear Underwater Acoustics. American Inst. of Physics, 1987. 261 p.
5. Сутин А.М., Наугольных К.А., Островский Л.А. Параметрические излучатели звука. Сб. научных трудов ИПФ АН СССР "Нелинейная Акустика", 1979. С. 9–30.
6. Зарембо Л.К. Акустическая излучающая параметрическая антенна // *Успехи физ. наук.* 1979. Т. 128. № 4. С. 713–720.
7. Жилейкин Я.М., Руденко О.В. Нелинейно-дифракционная трансформация акустических импульсов // *Акуст. журн.* 1981. Т. 27. № 3. С. 363–366.
8. Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков, М.: Наука, Гл. ред. Физматлит, 1982. 176 с.
9. Michalakis A.Averkiou, Yang-Sub Lee, Mark F. Hamilton. Self-demodulation of amplitude- and frequency-modulated pulses in a thermoviscous fluid // *J. Acoust. Soc. Am.* 1993. V. 94, № 5. P. 2876–2883.
10. Hendric J.Jos, David E. Goertz, Nico de Jong. Self-demodulation of high-frequency ultrasound // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 127. № 3. P. 1208–1217.
11. Lighthill M.J. On sound generated aerodynamically // *Proc. Roy. Soc. (London) A.* 1952. V. 222. P. 564–587.
12. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 289 с.
13. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы. М.: Наука, 1990. 236 с.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
15. Руденко О.В., Гурбатов С.Н., Хедберг К.М. Нелинейная акустика в задачах и примерах. Физматлит, 2006. 280 с.
16. Berktaу H.O. Possible Exploitation of non-linear Acoustic in Underwater Transmitting Applications // *J. Sound Vib.* 1963. V. 2. № 4. P. 435–461.
17. Westervelt P.J. Parametric Acoustic Array // *J. Acoust. Soc. Am.* 1963. V. 35. № 4. P. 535–537.
18. Зверев В.А., Калачев А.И. // Модуляция звука звуком при наложении параллельных пучков // *Акуст. журн.* 1968. Т. 14. № 2. С. 214–219.
19. Зверев В.А., Калачев А.И. // Излучение звука из области пересечения двух звуковых пучков // *Акуст. журн.* 1969. Т. 15. № 3. С. 369–376.
20. Применение ультразвука в медицине / Под ред. К. Хилла, М.: Мир, 1989. 567 с.
21. Лепендин Л.Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978. 448 с.
22. Алишани А., Стрельцова Д. Девять месяцев и вся жизнь. Роды нового тысячелетия. М.: Генезис. 637 с.