АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2000, том 46, № 4, с. 496–502

УДК 534.222

# НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ С ГАРМОНИЧЕСКОЙ ПРОБНОЙ ВОЛНОЙ

© 2000 г. **С. Н. Зайцев, И. А. Соустова, А. М. Сутин**

*Институт прикладной физики РАН*
*603600 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46*
*E-mail: soustova@hydro.appl.sci-nnov.ru*

Поступила в редакцию 05.05.98 г.

Исследована фазовая модуляция слабых высокочастотных монохроматических волн при взаимодействии с сильными импульсными сигналами. Сделаны оценки для случая взаимодействия импульсов акустической эмиссии (АЭ), возникающих при образовании трещин в ледовом покрытии Арктики, с высокочастотной пробной волной.

В последнее время большое внимание уделяется изучению явления, получившего название акустической эмиссии (АЭ). Этой теме посвящено большое количество теоретических исследований, выполняется большой объем экспериментальных работ [1–3]. Важность исследований акустической эмиссии следует из природы этого явления.

Акустическая эмиссия – это упругие волны, возникающие при деформировании материала, находящегося под напряжением, связанные с образованием и ростом трещин, т.е. своего рода деформационные шумы, излучаемые материалом. Именно это и определило выбор основного метода наблюдения за процессами разрушения материалов – метода АЭ. Этот метод используется для контроля состояний труб высокого давления, ядерных реакторов [1], различного рода шахт и горных массивов [2, 3]. Наконец, в последнее время рассматривается возможность использования этого метода при решении проблемы исследования сейсмической обстановки и прогнозирования землетрясений и горных ударов. При этом очаги землетрясений рассматриваются с позиций физики и механики разрушений. Применительно к ним была разработана модель крупномасштабного разрушения, получившая название лавинонеустойчивого трещинообразования [2]. Согласно этой модели формирование и развитие очага разрушения надежно выявляются по изменению параметров АЭ, что и подтверждается на основе экспериментов [2, 3].

Однако при традиционном способе регистрации сигналов АЭ приходится сталкиваться с рядом трудностей. Во-первых, приемники сигналов, как правило, располагаются за пределами исследуемого объекта (например, на поверхности земли при регистрации микросейсм) и принимаемые сигналы АЭ существенно искажены по причине отражения от границы переотражения, вызванного многолучевым распространением, и существования нескольких типов распространяющихся волн. Во-вторых, частотный диапазон сигналов АЭ очень широк: так например, при обнаружении растущих трещин в корпусе ядерного реактора сигналы наблюдаются в интервале от 500 кГц до 2 мГц, а при разрыве образцов в лабораторных условиях – в интервале 3–30 кГц [1]; также известно, что процесс обрушения горных массивов отличается от процесса горного толчка или удара преобладанием в спектре низких частот [2]. Таким образом, выбор частотного диапазона используемой аппаратуры затруднен и в настоящее время решается только на основе эксперимента.

Кроме того, практически все методы активного акустического контроля в настоящее время основаны на принципах линейной акустики, так как нелинейные эффекты при взаимодействии акустических волн довольно малы, и в большинстве случаев уровни сигналов, обусловленных нелинейностью, не превышают долей процента. Однако следует отметить, что эти сигналы определяются совсем другими, а именно нелинейными акустическими параметрами среды, которые более чувствительны к наличию дефектов и изменениям структуры среды, чем линейные (скорость звука, коэффициенты поглощения и рассеяния), и это особенно важно для диагностических целей.

В данной работе рассматривается возможность использования нелинейного взаимодействия акустических волн для приема сигналов акустической эмиссии. Прием акустических сигналов за счет их взаимодействия с более высокочастотной волной накачки получил название параметрического приема звука [4, 5]. В теории параметрических приемников звука рассмотрены случаи, когда принимаемая волна сигнала приходит издали, и в области взаимодействия она является плоской с постоянной амплитудой. В рассмотренной

нами схеме параметрического приема сигналов акустической эмиссии взаимодействие может иметь место в области источника эмиссии, и изменения амплитуды сигнала в области взаимодействия могут быть весьма велики.

Нелинейные акустические параметры жидкости и газа принято вводить, рассматривая разложение зависимости давления от плотности с точностью до квадратичных членов:

$$p = p_0 + A[(\rho - \rho_0)/\rho_0] + B/2[(\rho - \rho_0)/\rho_0]^2, \quad (1)$$

где $A = \rho_0(\delta p/\delta\rho)_{\rho_0}$, $B = \rho_0^2(\delta^2 p/\delta\rho^2)_0$, $c_0$ – линейная скорость звука в среде, $A = \rho_0(\partial p/\partial\rho)_{\rho_0}$ – равновесные значения давления и плотности.

При таком представлении $p(\rho)$ нелинейность среды характеризуется отношением $B/2A$.

Иногда уравнение состояния жидкой или газообразной среды выражается в эмпирической форме:

$$p = p_0(\rho/\rho_0)^\gamma. \quad (2)$$

Для газа это уравнение адиабаты: $\gamma = C_p/C_v$. Параметром $\gamma$ также принято характеризовать нелинейность среды, но чаще используется параметр $\epsilon = 1 + B/2A = (\gamma + 1)/2$. Этот параметр учитывает как нелинейность уравнения состояния среды, так и нелинейные члены в уравнениях движения. Нас будут интересовать среды с высокими значениями нелинейных акустических параметров ($\epsilon \gg 1$), в которых определяющую роль играет физическая нелинейность, т.е.:

$$\epsilon \approx B/2A \approx \gamma/2 = \rho_0 c_0(\delta c/\delta p)_{\rho_0, p_0}. \quad (3)$$

Несколько сложнее ввести параметр нелинейности для твердых тел, поскольку здесь распространяются и взаимодействуют волны различных типов. Мы ограничимся рассмотрением лишь продольных волн в твердом теле как наиболее близких к акустическим волнам в жидкости и газе. В этом случае для сред с высокими значениями нелинейных акустических параметров можно использовать формулу (3).

Сравним значения параметра нелинейности для различных сред. Для большинства однородных материалов (таких, как вода, большинство металлов) характерные значения квадратичного нелинейного параметра не превышают $\epsilon \sim 3$–$10$ [6]. В то же время для неоднородных сред, таких, как вода с пузырьками газа [7], некоторые земные породы [8, 9, 12], он может превышать $10^3$–$10^4$, т.е. чувствительность нелинейного акустического параметра к неоднородностям среды очевидна.

В данной работе представлен альтернативный метод регистрации импульсных сигналов АЭ, основанный на известных свойствах нелинейного взаимодействия низкочастотного импульса накачки с высокочастотной монохроматической волной вдоль трассы ее распространения, расположенной вблизи источника эмиссии. Таким образом реализуется виртуальный приемник, находящийся вблизи источника, и сильно уменьшается влияние искажений сигнала по трассе на параметры принятого сигнала.

**Рис. 1.** Схема метода акустической томографии.

В работе выведены общие формулы, связывающие параметры импульсов АЭ и пробной ВЧ-волны, прошедшей через исследуемую среду, а также сделаны некоторые оценки, позволяющие определить возможность реального использования результатов, для конкретного случая – АЭ при образовании трещин в ледовом покрытии Арктики. На рис. 1 представлена схема предлагаемого метода. Пробная плоская монохроматическая волна частоты $\omega$ распространяется через исследуемый материал (вдоль оси $x$). Приемник расположен в точке $x = L$. Источник сигнала (импульса АЭ) находится в точке с координатами $(0, D)$. Этот сигнал за счет нелинейности среды меняет скорость распространения пробной ВЧ-волны. Будем считать, что амплитуда импульса АЭ значительно превосходит амплитуду ВЧ-сигнала. Тогда изменение скорости распространения пробной волны для сред с квадратичной нелинейностью определяется из выражения [5]:

$$\Delta c = \epsilon p/\rho_0 c_0 \ll c, \quad (4)$$

где $p$ – давление в импульсе АЭ, $\epsilon$ – параметр нелинейности, $\rho_0$, $c_0$ – равновесные значения плотности и скорости соответственно.

Таким образом, мы можем записать выражение для изменения фазы ВЧ-волны в точке приема в следующем виде:

$$\Delta\varphi = \int \omega(\Delta c)/(c^2)dx = \omega\int[\epsilon p(x,t)]/(\rho_0 c_0^3)dx. \quad (5)$$

Рассмотрим участок волны, имеющий в момент начала импульса АЭ ($T = 0$) координату $x_0$. Этот участок придет в точку приема $x = L$ в момент времени

$$t = (L - x_0)/c.$$

Предположим, что источник создает импульс давления в виде сферической волны:

$$p = A(t - r/c)/r.$$

Тогда сдвиг фазы определяется выражением:

$$\Delta\varphi(t) = \omega N \int_{x_0}^{L} [A(t - r/c)/r]dx. \quad (6)$$

Здесь $r = \sqrt{D^2 + x^2}$; $N = \epsilon/\rho_0 c^3$; и надо положить $t = (x - x_0)/c$ – момент прихода в точку $x$ волны с начальной координатой $x_0$. Тогда

$$\Delta\varphi(t) = \omega N \int_{x_0}^{L} \{A[1/c((x - x_0) - \sqrt{D^2 + x^2})]\}/\sqrt{D^2 + x^2}dx. \quad (7)$$

Перейдем к новой переменой $\xi = x - x_0 - \sqrt{D^2 + x^2}$, которая характеризует время взаимодействия рассматриваемого участка пробной волны с импульсом АЭ. Тогда после несложных преобразований получим:

$$\Delta\varphi(x_0) = \omega N \int_{0}^{\xi_1} A(\xi/c)/(-x_0 - \xi)d\xi. \quad (8)$$

Нижний предел интегрирования $\xi = 0$ (а не $\xi = \xi(x = x_0) = -\sqrt{D^2 + x_0^2}$), поскольку значение $\xi < 0$ соответствует $x - x_0 < \sqrt{D^2 + x^2}$, то есть ВЧ-волна придет в точку с координатой $x$ раньше импульса эмиссии, и, следовательно, никакого взаимодействия не будет. Верхний предел $\xi_1 = \xi(x = L) = L - x_0 - \sqrt{D^2 + L^2}$ означает окончание взаимодействия, когда рассматриваемый участок волны достигнет приемника.

Есть некоторые ограничения на величину $x_0$. Необходимо, чтобы $x_0 < 0$, иначе участок волны придет на приемник, не встретившись с импульсом. Таким образом, $x_0 < L - \sqrt{D^2 + L^2} < 0$ и знаменатель в выражении (8) меняется от $-x_0$ при $\xi = 0(-x_0 > 0)$ до $\sqrt{D^2 + L^2} - L > 0$ при $\xi = \xi_1$, т.е. всегда положителен и в нуль нигде не обращается. Случай $D = 0$, когда источник импульса АЭ располагается на оси $X$ (непосредственно на трассе распространения ВЧ-волны) является исключением, и мы должны рассмотреть его более подробно.

Пусть $D = 0$. Тогда знаменатель в интегральной формуле (8) равен нулю. Возникает особенность, которая связана со сферической формой распространения импульсного сигнала. Заметим, что в этом случае вводимая переменная $\xi$ точно равна параметру $x_0$, поэтому мы не может использовать формулу (8), в которой производится интегрирование по этой переменной. Используем первоначальное соотношение (6). Для того, чтобы избежать возникающую особенность в подынтегральном выражении, окружим источник импульса АЭ сферой радиуса $r_0$, т.е. учтем, что реальные импульсы АЭ не могут иметь неограниченной амплитуды. Тогда из (8) получим:

$$\Delta\varphi(t) = \omega N \left[ \int_{x_0}^{-r_0} A(t - r/c)/rdx + \int_{r_0}^{L} A(t - r/c)/rdx \right]. \quad (9)$$

Поскольку нас интересует решение на оси $x$, то следует определить $r_0$ следующим образом:

$$r = x \text{ при } x > 0, \quad r = -x \text{ при } x < 0; \quad (r = |x|).$$

Тогда наша интегральная формула (9) преобразуется к виду:

$$\Delta\varphi(x_0) = \omega N \left[ \int_{r_0}^{L} A(x_0/c)/xdx - \int_{-x_0}^{-r_0} A((2x + x_0)/c)/xdx \right].$$

И окончательно, после вычислений из (9) получим:

$$\Delta\varphi(x_0) = \omega N A(x_0/c)\ln(L/r_0) - \omega N \int_{-x_0}^{-r_0} A((2x + x_0)/c)/xdx. \quad (10)$$

Ясно, что величина принимаемого сигнала зависит от введенного в рассмотрение параметра $r_0$ и обращается в бесконечность, когда $r_0 = 0$.

Вернемся к общему случаю (6). Для того, чтобы продемонстрировать применение полученных результатов, рассмотрим простой пример прямоугольного импульса (реальные импульсы АЭ имеют, конечно же, гораздо более сложную форму):

$$A(\xi/c) = \begin{cases} A_0, & 0 < \xi \le c\tau, \\ 0, & \xi > c\tau. \end{cases}$$

В формуле (8) опустим постоянный коэффициент $\omega N$, и далее вместо параметра $x_0$ будем рассматривать его абсолютное значение:

$$f(x_0) = \int_{0}^{\xi_1} A(\xi/c)/(x_0 - \xi)d\xi. \quad (11)$$

Результат интегрирования (11) зависит от соотношения между $\xi_1/c$ и длительностью импульса $\tau$ (верхний предел равен $c\tau$, когда $\xi_1 > c\tau$ и равен $\xi_1$, когда $\xi_1 < c\tau$). Таким образом, получаем:

$$f(x_0) = A_0 \begin{cases} \ln[x_0/(x_0 - c\tau)], & \xi_1 \ge c\tau, \\ \ln[x_0/(\sqrt{d^2 + L^2} - L)], & 0 < \xi_2 \le c\tau. \end{cases} \quad (12)$$

Отметим, что условие $\xi_1 > c\tau$ соответствует $x_0 > x_0^*$, где $x_0^* = c\tau + L - \sqrt{D^2 + L^2} = c\tau - \Delta$, возвращаясь к изменению фазы $\Delta\varphi$ из (12), имеем:

$$\Delta\varphi(x_0) = \omega N A_0 \begin{cases} \ln[x_0/(x_0 - c\tau)], & x_0 \geq x_0^*, \\ \ln[x_0/(\sqrt{D^2 + L^2} - L)], & \\ \sqrt{D^2 + L^2} - L \leq x_0 \leq x_0^*. & \end{cases} \quad (13)$$

Посмотрим, как будет меняться вид полученного решения при изменении расстояния $D$ (или параметра $\Delta = \sqrt{D^2 + L^2} - L$, что соответствует изменению и $x_0^*$) (рис. 2). Такая зависимость может быть интересна в томографии, когда имеется не один, а несколько приемников, расположенных в разных точках. Формула (13) позволяет нам получить следующий вид зависимости $\Delta\varphi(x_0)$ для различных значений $\Delta$.

Ясно, что введенный параметр $x_0^*$, однозначно связанный с $\Delta$, влияет только на максимальную величину изменений фазы и определяет эффективный интервал их длительности.

В случае $\Delta \gg c\tau$ мы можем использовать приближенную формулу для максимального значения $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi_{\max} \approx \omega N A_0 c\tau/\Delta. \quad (14)$$

При $D = 0$ для импульса такой формы мы должны использовать формулу (10). Рассмотрим второе слагаемое в этой формуле, которое преобразуется к виду:

$$-\omega N A_0 \int_{-x_0/c}^{q} dx/x = \omega N A_0 \ln(x_0/-2q), \quad (15)$$

где верхний предел интегрирования зависит от соотношения между величиной $(c\tau - x_0)/2$ (так как $(2x + x_0)/2 = c\tau$ соответствует $x = (c\tau - x_0)/2$) и параметром $r_0$, то есть:

$$q = \begin{cases} (c\tau - x_0)/2 & \text{при } (c\tau - x_0)/2 < r_0, \\ -r_0 & \text{при } (c\tau - x_0)/2 > r_0. \end{cases} \quad (16)$$

Таким образом окончательно из формулы (10) получим:

$$\Delta\varphi(x_0) = \omega N A_0 \Big[ \ln L/r_0 \ (\text{при } 0 < x_0 < c\tau) + \\ + \begin{cases} \ln[x_0/(x_0 - c\tau)], & x_0 > c\tau + 2r_0 \\ \ln[x_0/(2\tau_0)], & 2r_0 < x_0 < c\tau + 2r_0 \end{cases} \Big]. \quad (17)$$

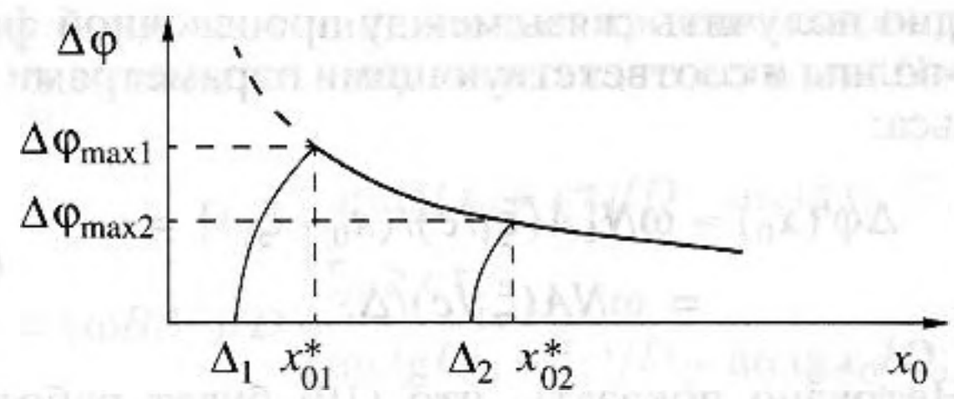


**Рис. 2.** Зависимость сдвига фазы пробной волны при различных значениях параметра $\Delta$.

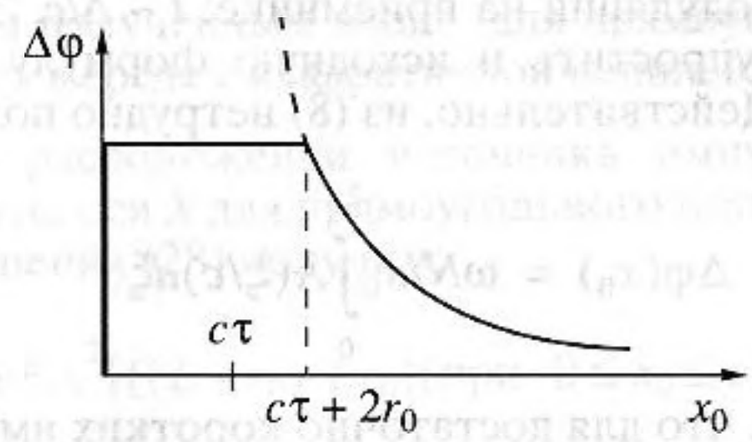


**Рис. 3.** Зависимость сдвига фазы пробной волны при учете радиуса источника импульса акустической эмиссии.

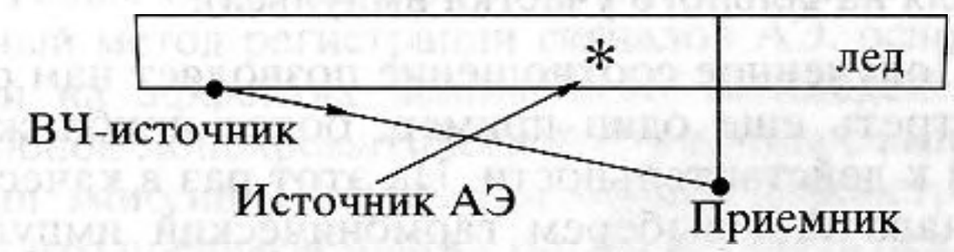


**Рис. 4.** Схема метода акустической томографии потрескиваний льда.

Ясно, что введение в рассмотрение малого параметра $r_0$ позволяет получить хорошее соответствие ранее полученным результатам (см. рис. 3), где пунктиром изображено решение, получающееся из формулы (13) при стремлении $D$ к нулю, а также принята во внимание малость параметра $r_0$.

Как уже было отмечено выше, реальные импульсы акустической эмиссии имеют довольно сложную форму, и именно поэтому для них не удается получить таких же сравнительно простых и ясных решений, как для рассмотренного выше примера с прямоугольным импульсом.

Попытаемся сделать некоторые приближенные оценки для импульса произвольной формы.

Продифференцируем (11) по параметру $x_0$:

$$f'(x_0) = A(\xi_1/c)/(x_0 - \xi_1) + \int_0^{\xi_1} A(\xi/c)/(x_0 - \xi)^2 d\xi. \quad (18)$$

Слагаемые в этом соотношении во всей области интегрирования могут быть одного порядка. Но для достаточно коротких импульсов, удовлетворяющих условию $\xi_1/x_0 \ll 1$, из этой формулы не-

трудно получить связь между производной фазы ВЧ-волны и соответствующими параметрами импульса:

$$\Delta\varphi'(x_0) \simeq \omega N[A(\xi_1/c)/(x_0-\xi_1)] = \\ = \omega NA(\xi_1/c)/\Delta. \quad (19)$$

Нетрудно показать, что (19) будет работать лишь для участков пробной ВЧ-волны с достаточно малыми начальными координатами $x_0$, что соответствует ранним временам наблюдения фазовых модуляций на приемнике: $t \sim \Delta/c$. Это позволяет упростить и исходную формулу (8) для $\Delta\varphi(x_0)$. Действительно, из (8) нетрудно получить:

$$\Delta\varphi(x_0) = \omega N/x_0\int_0^{\xi_1} A(\xi/c)d\xi. \quad (20)$$

Ясно, что для достаточно коротких импульсов фаза ВЧ-волны определяется площадью импульса (в случае же импульсных сигналов, целиком не удовлетворяющих поставленному условию, связь фазы с интегралом по импульсу будет справедлива для начального участка импульса).

Полученное соотношение позволяет нам рассмотреть еще один пример, более приближенный к действительности. На этот раз в качестве сигнала АЭ выберем гармонический импульс, затухающий по экспоненциальному закону: $A = A_0\sin(\Omega t)\exp(-\alpha t)$. После вычислений по формуле (20) получаем:

$$\Delta\varphi(x_0) = (\omega NA_0/x_0)(c/(\alpha^2+\Omega^2)\Omega) - \\ - \exp(-\alpha\xi_1/c)(\alpha\sin(\Omega\xi_1/c) + (\Omega\cos(\Omega\xi_1/c)) \quad (21)$$

– и здесь уже изменения фазы знакопеременны.

Этот результат может быть значительно упрощен. Рассмотрим следующие приближения: $\alpha/c\xi_1 \ll 1$, $\Omega/c\xi_1 \ll 1$ – что не противоречит условиям рассматриваемой задачи и хорошо соответствует приближению $\xi_1/x_0 \ll 1$, с учетом которого и получены исходные формулы (20), (21). В этом случае получаем:

$$\Delta\varphi(x_0) = \\ = (\omega NA_0/x_0)(c\Omega)/(\alpha^2+\Omega^2)(1-(\alpha\xi_1)/c). \quad (22)$$

Если вспомнить связь $\xi_1$ с параметром $x_0$ (который в нашем рассмотрении соответствует текущему времени приема $t = (L + x_0)/c$):

$$\Delta\varphi = (\omega NA_0\Omega)/(\alpha^2+\Omega^2)((c+\Delta\alpha)/x_0 - \alpha). \quad (23)$$

Для оценки значений $\Delta\varphi$ остановимся подробнее на выражении (19). При характерном масштабе изменений $\Delta x = c\Delta t = c2\pi/\Omega$ (где $\Omega$ – частота колебаний в импульсе) после несложных преобразований получаем:

$$\Delta\varphi(x_0) = 2\pi cNA(\xi_1/c)\omega/(\Omega\Delta). \quad (24)$$

Сравнение приближенного соотношения (23) со случаем прямоугольного импульса (17) дает хорошее количественное соответствие, чего и следовало ожидать, так как формула (24) получена в приближении $\xi_1/x_0 \ll 1$, что соответствует достаточно коротким импульсам эмиссии, так же как и более жесткое условие $\Delta \gg c\tau$, использованное при выводе (17).

Вспомним связь амплитуды $A(\xi_1/c)$ с давлением в импульсе $P = A(\xi_1/c)\ /\ R$ (здесь надо положить $r = R$ – расстояние от источника АЭ до приемника сигналов) и выражение для параметра $N = \epsilon/\rho_0c^3$. Тогда получаем для оценок при произвольной форме импульса:

$$\Delta\varphi = 2\pi\varepsilon\omega RM/\Omega/\Delta, \quad (25)$$

где $M = P/\rho_0c^2$ – число Маха.

Для того, чтобы продемонстрировать практические возможности использования предлагаемого метода, рассмотрим конкретную экспериментальную схему. Для этого обратимся к такому виду источников акустической эмиссии, как потрескивание льда (последнее время этот вопрос приобрел большую актуальность в связи с повышением интереса к исследованиям Арктики). Предлагаемая схема такова (рис. 4).

Приемником сигналов является расположенный в воде гидрофон, принимающий сферические акустические волны АЭ (так как в данном случае именно эти волны обладают наименьшим ослаблением [10]).

Подставим в формулу (25) следующие значения: для воды $\epsilon \approx 3$, $\rho_0 = 1000$ кг/м$^3$, $c = 1500$ м/с; для характерных источников АЭ во льду [10, 11] – $P \sim 1$ Па на расстояниях $R \sim 100$ м, $\Omega \sim 100$ Гц; параметр $\Delta$ ввиду малости $D$ оценим как $\Delta = D^2/2L$ и в полном соответствии с предлагаемой схемой полагаем $D \sim 1$ м, $L \sim 100$ м; если при этом взять значение частоты ВЧ-волны $\omega \sim 100$ кГц, то тогда получается:

$$\Delta\varphi \sim 4\times10^{-2}$$

– величина, которая реально может быть измерена. Заметим, что для горных пород при $\varepsilon \simeq 10$ для сигнала акустической эмиссии с параметрами $2\pi/\Omega \simeq 5$ с, $P \simeq 5\times10^{-2}$ Па при распространении в грунте ($\rho = 10^3$ кг/м$^3$, $c \simeq 10^3$ м/с) для $R = 100$ м и $\Delta \simeq 10^{-2}$ м $\Delta\varphi$ достигает величины порядка $10^{-1}$ и выше при $\omega \simeq 10^5$ Гц.

Выше мы рассматривали среду лишь с квадратичной нелинейностью. Как следует из (8), изменение фазы $\Delta\varphi$ определяется интегралом по им-

пульсу; в то же время следует учесть, что форма импульсов АЭ обычно знакопеременна, а поэтому примем во внимание кубичную нелинейность среды – при этом изменение фазы $\Delta\varphi$ будет определяться энергетическими параметрами импульса АЭ. Если при решении поставленной задачи учесть кубичную нелинейность среды, то тогда обусловленная ею фазовая модуляция пробной ВЧ-волны запишется в виде [4, 5]:

$$\Delta\varphi_{\text{куб}} = \omega B \int_{x_0}^{L} [A^2(t - r/c)]/[(D^2 + x^2)]dx, \qquad (26)$$

где $B = \beta/\rho^2 c^5$, $\beta$ – параметр кубичной нелинейности.

При переходе к переменной $\xi$ в этом случае получаем:

$$\Delta\varphi_{\text{куб}} = \omega B \int_0^{\xi_1} \frac{A^2(\xi/c)}{(x_0 + \xi)^2 + D^2} d\xi.$$

При условии $\xi_1/x_0 \ll 1$ связь $\Delta\varphi$ с интенсивностью импульсного сигнала становится более очевидной:

$$\Delta\varphi_{\text{куб}} = \omega B \left[ \int_0^{\xi_1} A^2(\xi/c) d\xi \right] / (x_0^2 + D^2). \qquad (27)$$

Напомним, что новая переменная $\xi$ не позволяет использовать полученное соотношение для случая расположения источника импульса на оси $X$ ($D = 0$). Поэтому снова возникает необходимость в возвращении к исходной формуле (26) и введении параметра $r_0$. После рассуждений и выкладок, аналогичных проделанным выше (для случая квадратичной нелинейности), в итоге получаем:

$$\Delta\varphi = \omega B A^2(x_0/c) \times$$
$$\times \left[ (L - r_0)/Lr_0 + \omega B \int_{-x_0}^{-r_0} A^2((2x + x_0)/c)/x^2 dx \right]. \qquad (28)$$

Как видно, и в этом случае результат существенно зависит от величины параметра $r_0$.

Снова рассмотрим пример с импульсом прямоугольной формы. Рассуждая тем же образом, что и в случае квадратичной нелинейности, получим следующее соотношение для произвольного расположения источника сигнала (то есть для $D \neq 0$):

$$\Delta\varphi = (\omega B A^2)/D \begin{cases} \operatorname{arctg}(x_0 + c\tau)/D - \operatorname{arctg} x_0/D; \\ \xi_1 \geq c\tau, \\ \operatorname{arctg}(x_0 + \xi_1)/D - \operatorname{arctg} x_0/D; \\ 0 < \xi_1 \leq c\tau. \end{cases} \qquad (29)$$

Отметим, что эти результаты по своей форме подобны полученным выше (для прямоугольного импульса в среде с квадратичной нелинейностью).

При расположении источника импульсного сигнала на оси $X$ для прямоугольного импульса из соотношения (28) получим:

$$\Delta\varphi = \omega B A^2 [((L - r_0)/Lr_0)(\text{при } 0 \leq x_0 \leq c\tau)] +$$
$$+ \begin{cases} 2c\tau/x_0(x_0 - c\tau), \ x_0 > c\tau + 2r_0, \\ (x_0 - 2r_0)/(x_0 r_0), \ 2r_0 < x_0 < c\tau + 2r_0. \end{cases} \qquad (30)$$

Таким образом, в данной работе представлен новый метод регистрации сигналов АЭ, основанный на эффектах нелинейного взаимодействия пробной монохроматической ВЧ-волны с импульсами эмиссии. Полученные оценки демонстрируют, что предлагаемый метод может быть реально использован.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (код проекта 96-05-64459, 97-05-64711).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Применение метода акустической эмиссии в реакторном материаловедении. М.: Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, 1974.
2. *Сбоев В.М.* Разработка научно-технических основ микросейсмического контроля, диагностики и прогнозирования состояния массива горных пород в условиях подземных рудников и сооружений. М.: Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта, 1990.
3. *Мансуров В.А.* Дилатансия и акустическая эмиссия в процессе формирования и развития очагов макроразрушения в горных породах. М.: Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта, 1990.
4. *Беляева И.Ю., Зайцев В.Ю., Сутин А.М.* Томография упругих нелинейных параметров горных пород в задачах сейсмологии и сейсморазведки // Физика Земли. 1994. № 12. С. 44–51.
5. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
6. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.

7. *Кобелев Ю.А., Островский Л.А.* Модели газо-жидкостных смесей как нелинейных диспергирующих сред. Горький: ИПФ АН, 1980. С. 143–160.

8. *Громков А.Л., Калимулин Р.Р., Шалашов Г.М.* Кубические нелинейные эффекты в сейсмике // Доклады АН СССР. 1991. Т. 315. № 1. С. 14–21.

9. *Николаев А.В.* Проблемы нелинейной сейсмики. М.: Наука, 1987.

10. *Stein P.J.* Interpretation of a few ice event transients // J. Acoust. Soc. Am. 1988. V. 54(2). P. 272–286.

11. *Schmidt H.* Acoustical aspects of sea-ice mechanics // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 91(8). P. 1734–1742.

12. *Guyer R.A., Johnson P.A.* Nonlinear mesoscopic elasticity evidence for a new class of materials // Physics Today. 1999. Aprill. P. 30–36.

# Nonlinear Interaction of Acoustic Emission Pulses with a Harmonic Test Wave

**S. N. Zaitsev, I. A. Soustova, and A. M. Sutin**

Phase modulation of weak, high-frequency, monochromatic waves interacting with strong pulsed signals is investigated. Some estimates are obtained for the interaction between the acoustic emission pulses caused by the crack formation in the Arctic ice cover and a high-frequency test wave.