
**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ**

УДК 534.211, 534.013

**КРУТИЛЬНЫЕ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКИМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ,
ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДНОМ КОНТРОЛЕ ТРУБОПРОВОДОВ**

© 2015 г. О. В. Муравьева*, С. В. Леньков**, С. А. Мурашов*

*Ижевский государственный технический университет им. М.Т. Калашникова

426069 Ижевск, ул. Студенческая 7

**Физико-технический институт УрО РАН

426000 Ижевск, ул. Кирова 132

E-mail: pmkk@istu.ru

Поступила в редакцию 23.12.2014 г.

Предложена теория распространения в трубе крутильных волн, возбуждаемых электромагнитно-акустическим преобразователем, учитывающая параметры возбуждения, геометрию, вязкость и упругие характеристики объекта. Теоретически обоснованы основные параметры контроля (частота, геометрия преобразователя), определяющие возможности волноводного контроля трубопроводов различных типоразмеров с использованием крутильных волн.

Ключевые слова: крутильные волны, трубопроводы, электромагнитно-акустический преобразователь, акустический волноводный контроль.

DOI: 10.7868/S032079191506009X

1. ВВЕДЕНИЕ

Существующие на сегодняшний день акустические методы неразрушающего контроля и диагностики трубопроводов обеспечивают как выявление несплошностей [1], так и оценку напряженно-деформированного и структурного состояния [2–4]. В последние десятилетия активное развитие получили волноводные методы акустического неразрушающего контроля труб [5–8], в основе которых лежит использование нормальных упругих волн (Лэмба и Похгаммера), способных распространяться вдоль протяженных объектов на значительные расстояния, что позволяет существенно повысить производительность контроля при экспресс-диагностике трубопроводов.

При построении аппаратуры волноводного контроля трубопроводов используют продольные и изгибные моды, волны горизонтальной поляризации в пластинах, а также крутильные волны [5–8]. Использование нулевой моды крутильной волны при контроле труб целесообразно по причине отсутствия дисперсии скорости, более высокой чувствительности к дефектам, меньшему коэффициенту затухания [9–13].

Несмотря на достаточно большое количество публикаций, посвященных волноводному контролю трубопроводов, вопросы теоретического обоснования параметров контроля в части выбора частотного диапазона, геометрии преобразователей, оценки чувствительности метода и пара-

метров возбуждения для трубопроводов различных типоразмеров остаются открытыми.

В статье представлена теория распространения крутильных волн в бесконечной электропроводящей трубе, возбуждаемых в ограниченной области по периметру трубы электромагнитно-акустическим источником гармонически изменяющихся во времени упругих касательных напряжений. Исследованы основные закономерности, определяющие возможности волноводного контроля трубопроводов с использованием крутильных волн.

2. ТЕОРИЯ

2.1. Постановка задачи о возбуждении крутильных волн в трубе электромагнитно-акустическим преобразователем

Возбуждение крутильных волн в электропроводящих объектах контроля возможно с использованием как контактных пьезоэлектрических, так и бесконтактных электромагнитно-акустических (ЭМА) преобразователей при условии создания силового воздействия, направленного по касательной к огибающей трубы и равномерно распределенного по ее периметру. Ввиду того, что возбуждение волны при использовании ЭМА-преобразователей происходит непосредственно в металле трубы, в отличие от контактных пьезопреобразователей имеет место независимость эффективности преобразования от качества акустического контакта. Это особенно важно в условиях контроля

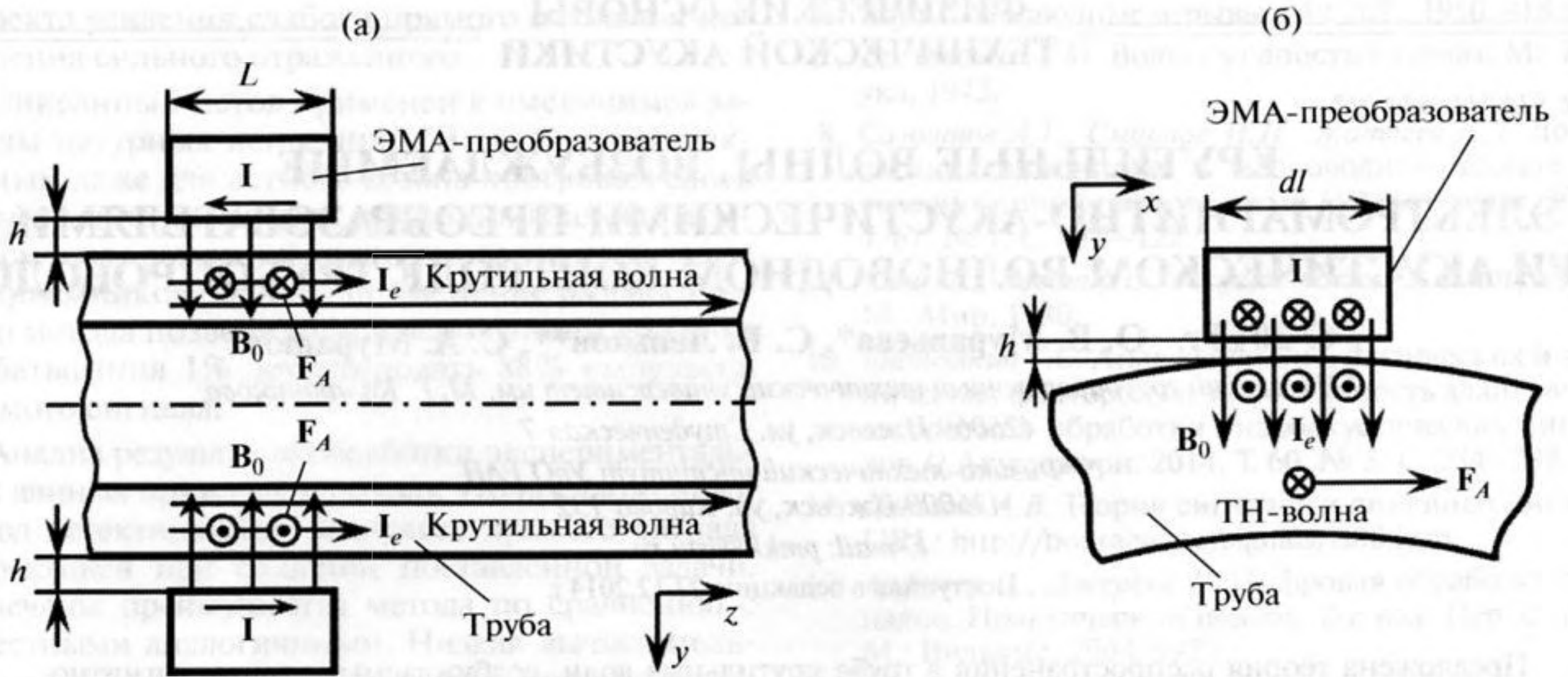


Рис. 1. Принцип действия ЭМА-преобразователя крутильных волн в трубе.

труб в процессе эксплуатации, при плохом качестве обработки поверхности горячекатаного проката, наличии коррозии на поверхности.

На рис. 1а представлен принцип ЭМА-возбуждения крутильных волн в трубе за счет эффекта электродинамического взаимодействия. Излучение акустических волн в металлах при электродинамическом механизме взаимодействия в режиме излучения обусловлено возникновением упругих напряжений (сил Ампера F_A) в приповерхностном слое объекта. Они обусловлены взаимодействием вихревых токов I_e , возбуждаемых катушкой индуктивности с током I , с индукцией поля подмагничивания B_0 (рис. 1) [14]:

$$F_A = L[I_e \cdot B_0], \quad (1)$$

где L – длина проводника с током I .

Направление пондеромоторных сил, возникающих при взаимодействии вихревых токов с поляризирующим полем, определяется векторным произведением вихревого тока I_e и индукции поляризирующего поля B_0 . При направлении вектора I_e вдоль образующей поверхности трубы и вектора B_0 по радиусу трубы поле силового воздействия представляется совокупностью сил, направленных по касательной к огибающей трубы.

Считаем, что соблюдается условие квазистационарности токов, выполняемое при достаточно низких частотах ($f = 10^4 - 10^5$ Гц), либо на малых расстояниях от источников электромагнитного поля (зазор порядка 10^{-3} м), где можно не учитывать изменение фазы волны за счет конечности скорости распространения электромагнитного поля [14]. В условиях квазистационарности для ЭМА-преобразователя шириной $2l$ распределе-

ние объемной плотности пондеромоторных сил F_0 вдоль оси x определяется выражением [14]

$$F_0 = \frac{i\omega\mu_0\mu_r\sigma[\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}_0]e^{-i\omega t}e^{-k_e y}}{2\pi k} \times \left[\operatorname{arctg} \frac{x-l}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x+l}{h} \right], \quad (2)$$

где \mathbf{j} – плотность тока в высокочастотном индукторе; $\mu_0\mu_r$ – абсолютная магнитная проницаемость металла, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума; σ – удельная электропроводность металла; l – полуширина индуктора с током; ω – круговая частота колебаний; h – высота индуктора над поверхностью; $k_e = \sqrt{\omega\mu_0\mu_r\sigma/2}$ – волновое число электромагнитной волны в металле. Полагаем также, что в указанном диапазоне частот возбуждения внешняя сила действует только в приповерхностном слое трубы, много меньшем толщины стенки трубы и определяемом глубиной скин-слоя $\delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\mu_r\sigma}$.

На рис. 2а представлено относительное распределение пондеромоторных сил F_0 в металле трубы при единичной ширине индуктора $2l$ при различных зазорах h . Увеличение зазора ведет, с одной стороны, к ослаблению вихревых токов в объекте контроля, с другой стороны – к расширению зоны действия вихревых токов вдоль оси x . Предположим, что протяженность преобразователя L по оси z ограничена распределением нормальной компоненты поляризирующего поля B_0 вдоль этой оси. В качестве примера на рис. 2б представлено распределение компонент B_n и B_τ поляризирующего поля, полученное в результате численного моделирования в программно-вычислительном комплексе ELCUT системы подмагничивания в

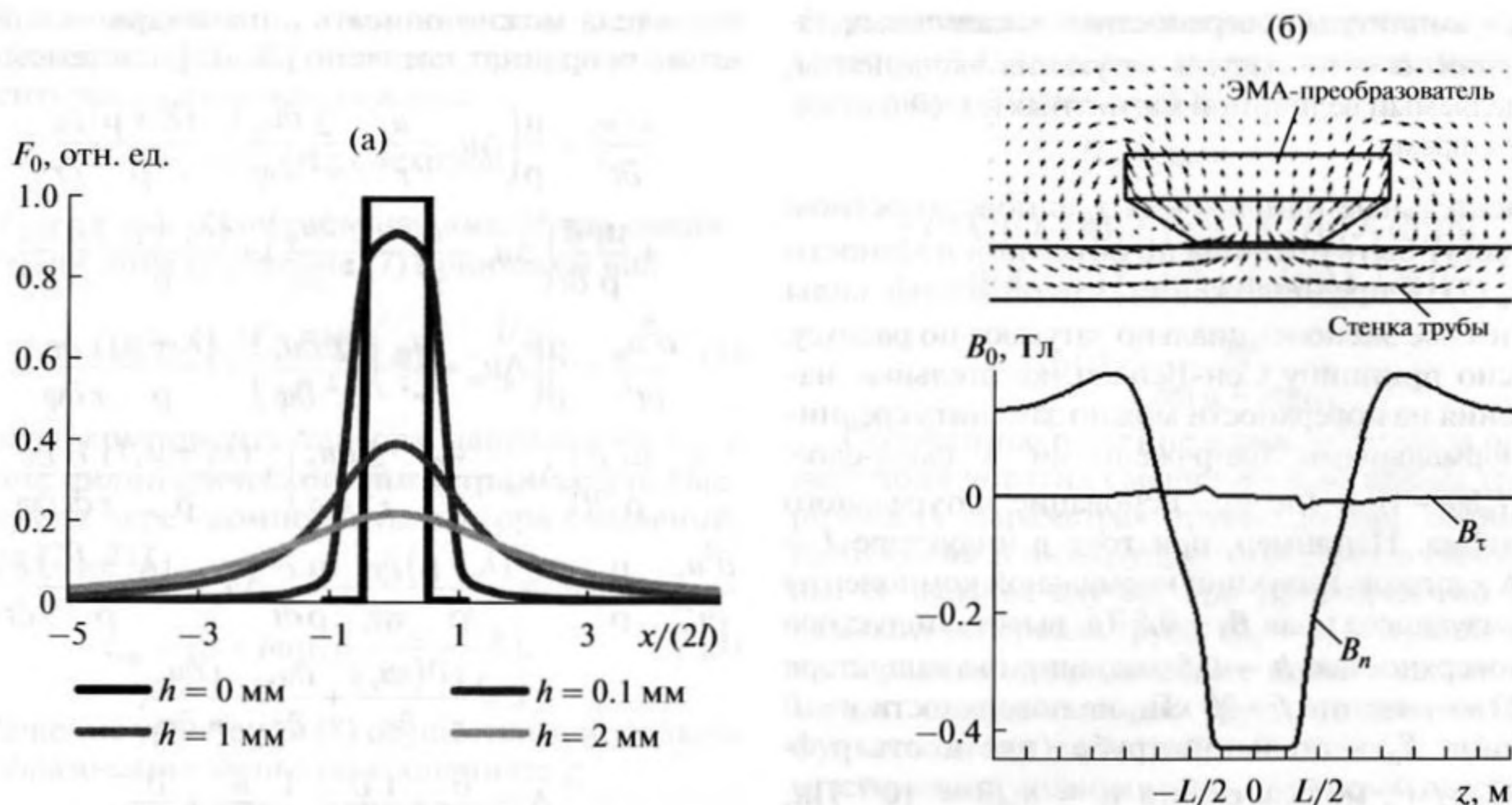


Рис. 2. Распределение пондеромоторных сил F_0 вдоль оси x при различных зазорах h (а); результат моделирования и распределение компонент B_n и B_τ поляризирующего поля B_0 вдоль оси z (б).

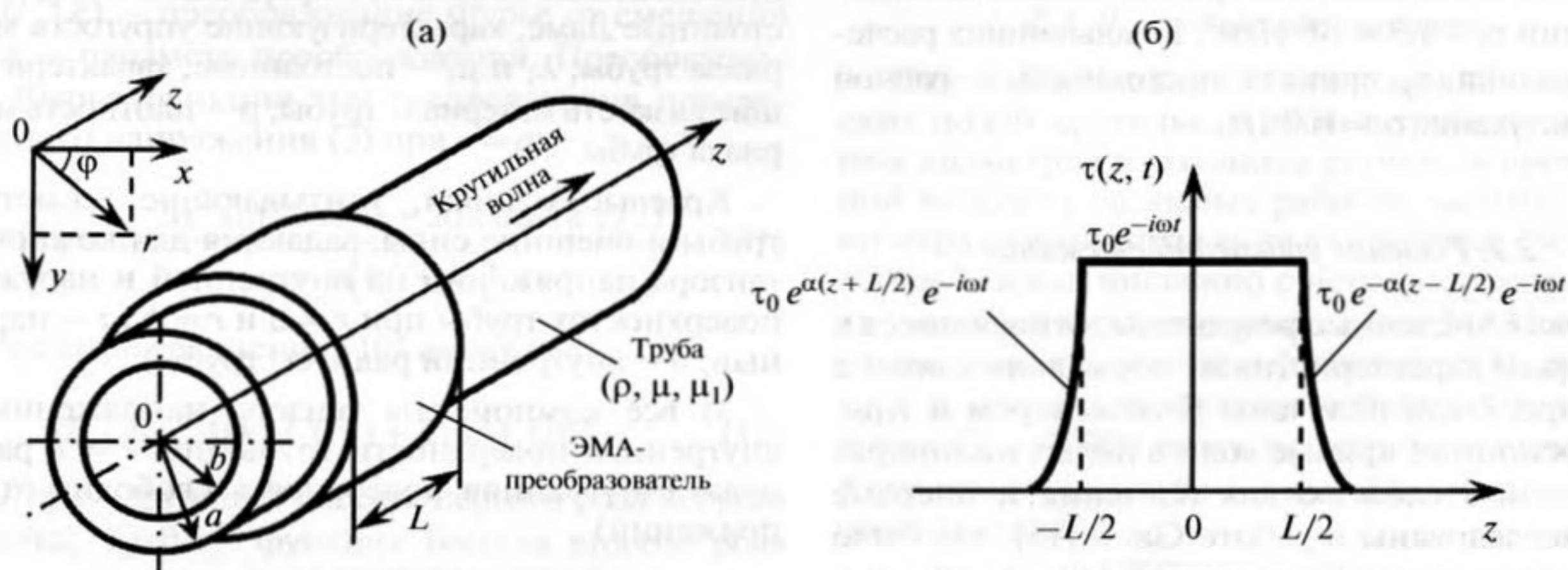


Рис. 3. Геометрическая модель бесконечной трубы с ЭМА-преобразователем в принятой системе координат (а); модельное распределение поверхностных напряжений $\tau(z, t)$ на поверхности трубы в области расположения ЭМА-преобразователя (б).

виде постоянного магнита прямоугольной формы с магнитопроводом в виде концентратора.

Геометрическая модель бесконечной трубы, характеризуемой плотностью материала ρ , упругими модулями λ и μ , динамической вязкостью μ_1 , с наружным радиусом a и внутренним радиусом b , с установленным на ней ЭМА-преобразователем крутильных волн в принятой системе координат представлена на рис. 3а. Полагаем, что в некоторой ограниченной области в виде кольца шириной L по наружной поверхности трубы непрерывно по периметру распределены напряжения, ориентированные по касательным к линии

периметра трубы (рис. 3а). Тогда в соответствии с физическими закономерностями распределения пондеромоторных сил F_0 функция распределения поверхностных напряжений $\tau(z, t)$ непосредственно под ЭМА-преобразователем является равномерной по амплитуде, гармонической во времени, затухает по экспоненциальному закону в области $|z| \geq L/2$ (рис. 3б) и имеет вид

$$\tau(z, t)_{r=a} = \tau_0 \begin{cases} e^{\alpha(z+L/2)} e^{-i\omega t}, & z < -L/2, \\ e^{-i\omega t}, & -L/2 \leq z \leq L/2, \\ e^{-\alpha(z-L/2)} e^{-i\omega t}, & z > L/2, \end{cases} \quad (3)$$

где τ_0 – амплитуда поверхностных касательных напряжений, α – показатель затухания экспоненты, определяемый величиной магнитных полей рассеяния, t – время.

Касательные напряжения τ_0 в поверхностном слое могут быть оценены по объемной плотности сил F_0 (2). В предположении, что объемные силы в скин-слое экспоненциально затухают по радиусу, согласно принципу Сен-Венана, касательные напряжения на поверхности можно заменить средними нормальными напряжениями в скин-слое: $\tau_0 = F_0 \delta(e-1)/e$, где e – основание натурального логарифма. Например, при токе в индукторе $I = 25$ А × витков, индукции нормальной компоненты поляризующего поля $B_0 = 0.5$ Тл, высоте индуктора над поверхностью $h = 0.5$ мм, ширине индуктора $2l = 20$ мм, частоте $f = 20$ кГц, на поверхности $y = 0$ величина F_0 в стальной трубе (плотность $\rho = 7800$ кг/м³, модуль сдвига $\mu = 8.23 \times 10^{10}$ Па, удельная электропроводность $\sigma = 7.7 \times 10^6$ См/м, относительная магнитная проницаемость $\mu_r = 100$) оценивается 3×10^4 Н/м³, глубина скин-слоя $\delta = 0.13$ мм, величина средних касательных напряжений $\tau_0 = 1.3 \times 10^2$ Н/м². В дальнейших расчетах величина τ_0 принята постоянной и равной 1 кПа, затухание $\alpha = 100$ 1/м.

2.2. Решение уравнений движения

Первые численные результаты, относящиеся к некоторым характеристикам нормальных волн в цилиндре, были получены Похгаммером и Кри. Дисперсионные кривые волн в полых цилиндрах существенно сложнее для изучения и впервые были исследованы в работе Gazis [15], где было установлено существование мод $L(0, n)$, $T(0, n)$ и $F(m, n)$, относящихся к продольным, крутильным и изгибным модам. В настоящее время выполнено много исследований, посвященных изучению волновых движений в цилиндре. Это обусловлено, с одной стороны, практическим значением исследований объекта данной геометрии, с другой стороны, необходимостью оценки влияния параметров волновода, его геометрии, параметров возбуждения на характеристики волн [16–19].

В рассматриваемой постановке задачи считаем, что материал трубы представляет собой вязкоупругое сжимаемое тело типа Фойхта–Кельвина. Под действием касательных поверхностных сил в теле трубы возникают упругие колебания в виде суперпозиции продольных и поперечных волн. В случае малых колебаний движение элементарного объема в любой точке вязкоупругого сжимае-

мого тела можно описать в цилиндрической системе координат, согласно [20, 21], системой

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} &= \frac{\mu}{\rho} \left(\Delta u_r - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{(\lambda + \mu)}{\rho} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \\ &+ \frac{\mu_1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta u_r - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{(\lambda_1 + \mu_1)}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r}, \\ \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial t^2} &= \frac{\mu}{\rho} \left(\Delta u_\varphi - \frac{u_\varphi}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} \right) + \frac{(\lambda + \mu)}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} + \\ &+ \frac{\mu_1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta u_\varphi - \frac{u_\varphi}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} \right) + \frac{(\lambda_1 + \mu_1)}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi}, \quad (4) \\ \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= \frac{\mu}{\rho} \Delta u_z + \frac{(\lambda + \mu)}{\rho} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \Delta u_z + \frac{(\lambda_1 + \mu_1)}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z}, \\ \varepsilon &= \frac{1}{r} \frac{\partial (r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi}, \\ \Delta &= \frac{\partial}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \end{aligned}$$

где $\mathbf{U}(r, z, \varphi, t) = (u_r, u_\varphi, u_z)$ – вектор смещения элементарного объема тела с координатами r, z и φ ; ε – относительная объемная деформация; λ и μ – постоянные Ламе, характеризующие упругость материала трубы; λ_1 и μ_1 – постоянные, характеризующие вязкость материала трубы; ρ – плотность материала трубы.

Краевые условия, учитывающие геометрию трубы и внешние силы, задаются для компонент тензора напряжений на внутренней и наружной поверхностях трубы при $r = a$ и $r = b$ (a – наружный, b – внутренний радиусы трубы):

а) все компоненты тензора напряжений на внутренней поверхности трубы при $r = b$ равны нулю (внутренняя поверхность свободна от напряжений)

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}(r = b, z, t) &= 0, \\ \sigma_{rz}(r = b, z, t) &= 0, \quad \tau_{r\varphi}(r = b, z, t) = 0; \end{aligned} \quad (5)$$

б) радиальная и осевая компоненты тензора напряжений σ_{rr} и σ_{rz} на наружной поверхности трубы при $r = a$ равняются нулю, угловая компонента тензора напряжений $\sigma_{r\varphi}$ определяется функцией, описывающей распределение напряжений по оси z

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}(r = a, z, t) &= 0, \\ \sigma_{rz}(r = a, z, t) &= 0, \quad \tau_{r\varphi}(r = a, z, t) = \tau(z, t). \end{aligned} \quad (6)$$

При указанных граничных условиях в трубе возможно возникновение только крутильной волны ($u_r = 0$ и $u_z = 0$), и система уравнений (4) в случае осевой симметрии ($\partial/\partial\varphi = 0$) преобразуется к уравнению

$$\frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \left(\Delta u_\varphi - \frac{u_\varphi}{r^2} \right) + \frac{\mu_1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta u_\varphi - \frac{u_\varphi}{r^2} \right). \quad (7)$$

Предположение о гармоническом характере процессов во времени позволяет представить компоненту вектора смещений в виде

$$u_\varphi = U_\varphi(r, z, \omega) \exp(i\omega t),$$

где $U_\varphi(r, z, \omega)$ – комплексная амплитуда смещений. При этом уравнение (7) принимает вид

$$-\omega^2 U_\varphi = \frac{\mu + i\omega\mu_1}{\rho} \left(\Delta U_\varphi - \frac{U_\varphi}{r^2} \right). \quad (8)$$

Угловая компонента тензора напряжений $\tau_{r\varphi}$ с учетом цилиндрической симметрии задачи, выраженная через компоненты вектора смещений, равна [20, 21]

$$\tau_{r\varphi} = (\mu + i\omega\mu_1) \left(\frac{\partial U_\varphi}{\partial r} - \frac{U_\varphi}{r} \right). \quad (9)$$

Решение уравнения (8) осуществим, используя преобразование Фурье по координате z :

$$-\omega^2 U_\varphi^* = \frac{\mu + i\omega\mu_1}{\rho} \left(\frac{\partial^2 U_\varphi^*}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\varphi^*}{\partial r} - \frac{U_\varphi^*}{r^2} - k^2 U_\varphi^* \right), \quad (10)$$

где $U_\varphi^*(k)$ – преобразование Фурье от смещения U_φ , k – параметр преобразования. Преобразование Фурье функции $\tau(z)$ распределения поверхностного напряжения (3) при $r = a$:

$$\tau^*(k) = \tau_0 \frac{2\alpha^2 \sin(kL/2) + 2\alpha k \cos(kL/2)}{k(\alpha^2 + k^2)}. \quad (11)$$

Решение уравнения (10) имеет вид

$$U_\varphi^*(r) = A(k)J_1(r\beta) + B(k)Y_1(r\beta), \quad (12)$$

где $J_1(r\beta)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка; $Y_1(r\beta)$ – функция Бесселя второго рода

первого порядка; $\beta = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_t^2 + i\omega\mu_1/\rho} - k^2}$; $c_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ – скорость поперечной волны; $A(k)$, $B(k)$ – постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий (5), (6). После интегральных преобразований имеем

$$\tau_{r\varphi}^*(a) = \mu A(k)\beta J_2(a\beta) + \mu B(k)\beta Y_2(a\beta) = \tau^*(k), \quad (13)$$

$$\tau_{r\varphi}^*(b) = \mu A(k)\beta J_2(b\beta) + \mu B(k)\beta Y_2(b\beta) = 0.$$

Решая систему уравнений (13), получаем выражения для постоянных интегрирования:

$$A(k) = \frac{\tau^*(k)Y_2(b\beta)}{\mu\beta(J_2(a\beta)Y_2(b\beta) - J_2(b\beta)Y_2(a\beta))}, \quad (14)$$

$$B(k) = \frac{-\tau^*(k)J_2(b\beta)}{\mu\beta(J_2(a\beta)Y_2(b\beta) - J_2(b\beta)Y_2(a\beta))}.$$

Выражение для комплексной амплитуды угловых смещений $U_\varphi(r, z, \omega)$ находится обратным преобразованием Фурье от (12):

$$U_\varphi(r, z, \omega) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tau^*(k)((Y_2(b\beta)J_1(r\beta) - Y_1(r\beta)J_2(b\beta))\beta)}{\mu\beta(J_2(a\beta)Y_2(b\beta) - J_2(b\beta)Y_2(a\beta))} \times \exp(ikz) \frac{dk}{2\pi(\mu + i\omega\mu_1)}. \quad (15)$$

Полученное решение в виде интеграла описывает поля упругих смещений при любых геометрических параметрах трубы, любых параметрах возбуждения и вязко-упругих потерях в стенке трубы. В частном случае, при пренебрежимо малой вязкости материала трубы ($\mu_1 = 0$) и в условиях использования докритических низких частот и/или малых толщин стенки трубы, подынтегральная функция имеет единственный полюс $k = k_n$, соответствующий волновому числу нулевой осесимметричной моды крутильной волны $T(0, 1)$. Решение интеграла (15) возможно с использованием теории вычетов.

2.3. Численное моделирование

С целью возможности исследования акустических полей крутильных волн в трубе произвольных диаметров и толщины стенки, и произвольной вязкости на любых рабочих частотах расчет интегрального выражения для угловых смещений U_φ реализован численно с использованием метода трапеций в программной среде MATLAB. Высокая точность расчетов функций $\tau^*(k)$, $\beta(k, \omega)$ и $u_\varphi(r, z, \omega)$ обеспечивается избыточным количеством $C_k = 16000$ точек по волновому вектору k . Компоненты вектора k и шаг Δk вычисляются из соотношений

$$k_n = \text{Re} \left[-2 \sqrt{\frac{\omega^2 \rho}{\mu + i\omega\mu_1} + \Delta k n} \right], \quad n = 1, \dots, C_k, \quad (16)$$

$$\Delta k = 4 \sqrt{\frac{\omega^2 \rho}{(\mu + i\omega\mu_1)(C_k + 2)^2}}.$$

Шаг Δz по оси z определяется достаточным количеством точек по координате z ($C_z = 100$ и более), приходящихся на период функции $u_\varphi(r, z, \omega)$, и может быть рассчитан исходя из заданных частоты f и скорости c_t поперечных волн:

$$\Delta z = \frac{c_t}{f C_z}. \quad (17)$$

Результаты численных расчетов представляются в виде графиков зависимостей: модуля подынтегрального выражения для угловых смещений, модуля параметра β от волнового числа k , зависимости угловых смещений u_φ от координаты z на дан-

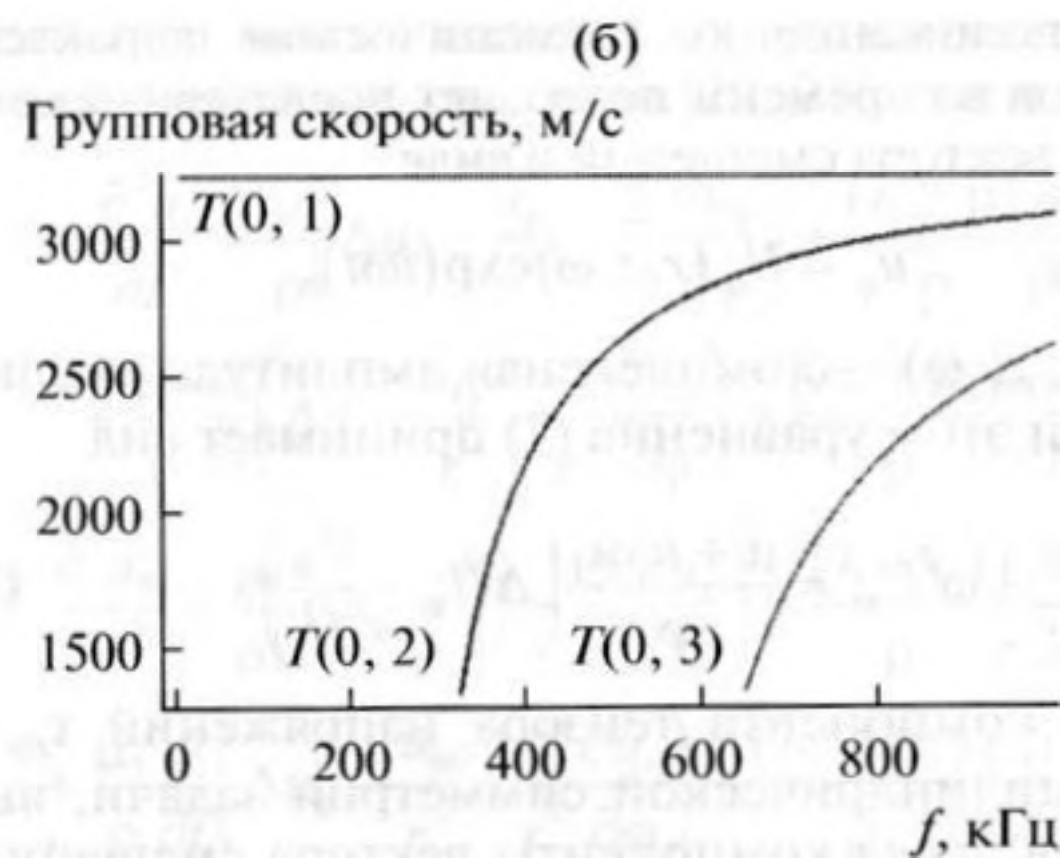
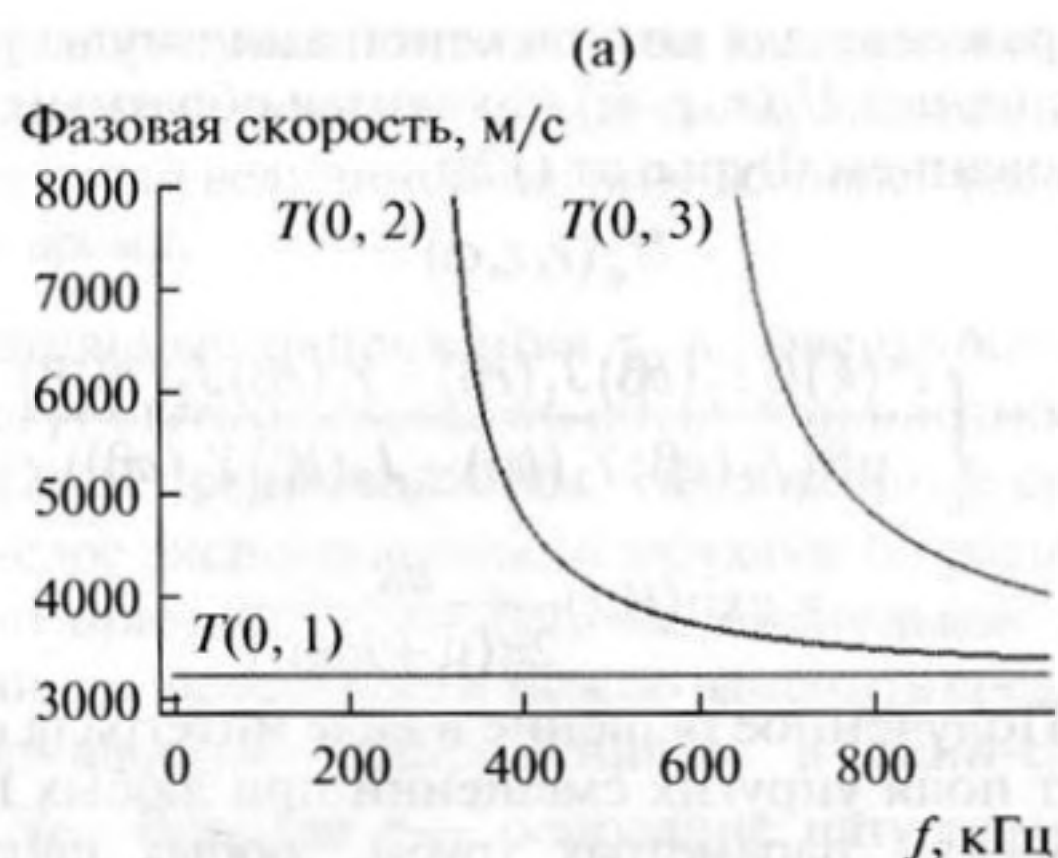


Рис. 4. Дисперсионные кривые фазовой (а) и групповой (б) скоростей крутильной волны в стальном цилиндрическом волноводе (диаметр 73 мм, толщина стенки 6 мм).

ной частоте f и амплитуды угловых смещений U_φ от частоты f на заданном расстоянии z от ЭМА-преобразователя.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Разработанная модель позволяет оценивать амплитуду и фазу угловых смещений $U_\varphi(r, z, \omega)$ на расстоянии z от центра ЭМА-преобразователя, в координате r по толщине стенки трубы для данной геометрии (внешний a и внутренний b радиусы трубы) с упругими (λ и μ) и вязкими (λ_1 и μ_1) свойствами материала трубы на частоте возбуждения f .

С использованием разработанной модели исследовано влияние геометрических и вязкоупругих параметров трубы и параметров ЭМА-преобразователя на значения амплитуды угловых смещений U_φ крутильных волн. Расчеты проведены для стальной трубы с плотностью $\rho = 7800 \text{ кг/м}^3$, модулем сдвига $\mu = 8.23 \times 10^{10} \text{ Па}$, динамической вязкостью $\mu_1 = 10^3 \text{ Па}$ с при касательных напряжениях, создаваемых ЭМА-преобразователем, $\tau_0 = 1 \text{ кПа}$, коэффициенте $\alpha = 100 \text{ 1/м}$ для координаты точки наблюдения $z_1 = 1 \text{ м}$.

Отметим, что наряду с существованием нулевой осесимметричной моды крутильной волны $T(0, 1)$ в волноводе в виде трубы могут существовать ненулевые моды крутильной волны, возникающие при определенных критических частотах, а также антисимметричные изгибные моды $F(n, m)$ и осесимметричные продольные $L(0, m)$ [15]. В соответствии с изложенными выше допущениями возбуждения крутильных волн ЭМА-

преобразователями, равномерно размещенными по огибающей поверхности трубы и создающими крутящий момент, возможно возбуждение только осесимметричных крутильных волн. Существование наряду с нулевой модой крутильной волны высших порядков $T(0, 2)$, $T(0, 3)$, обладающих дисперсией скорости, может привести к неоднозначности при интерпретации результатов контроля. В качестве примера на рис. 4 представлены результаты решения дисперсионных уравнений для цилиндрической оболочки в виде дисперсионных кривых фазовых и групповых скоростей крутильных волн нулевого, первого и второго порядков. Расчеты приведены для трубы диаметром 73 мм при толщине стенки 6 мм. Видно, что появление ненулевых мод крутильной волны возможно в высокочастотном диапазоне. При этом уменьшение толщины стенки трубы смещает критические частоты в еще более высокочастотную область. В используемом диапазоне частот, не превышающем 100 кГц (длина волны много больше толщины стенки и поперечных размеров объекта), возникновение ненулевых мод крутильных волн невозможно. В связи с этим ограничимся рассмотрением параметров крутильной волны только нулевого порядка.

Практический интерес с точки зрения эффективности возбуждения крутильных волн в трубах разных типоразмеров представляет исследование амплитуды угловых смещений U_φ в различных частотных диапазонах в зависимости от параметров трубопровода. В таблице представлен ряд типоразмеров труб, используемых в магистральных продуктопроводах по ГОСТ 20295-85, ГОСТ 25812-83, ГОСТ 3262-75 и в составе погружных насосов по ГОСТ 633-80.

На рис. 5 показаны графики зависимостей U_φ от f для труб диаметрами D от 14 до 1420 мм при апертуре ЭМА-преобразователя $L = 30 \text{ см}$ в условиях постоянства касательных напряжений. Наблюдаются ярко выраженные обратно пропорци-

Типовые размеры труб

D , мм	14	32	73	114	377	530	1020	1420
h , мм	2	4.2	5.5	7	9	12	14	16

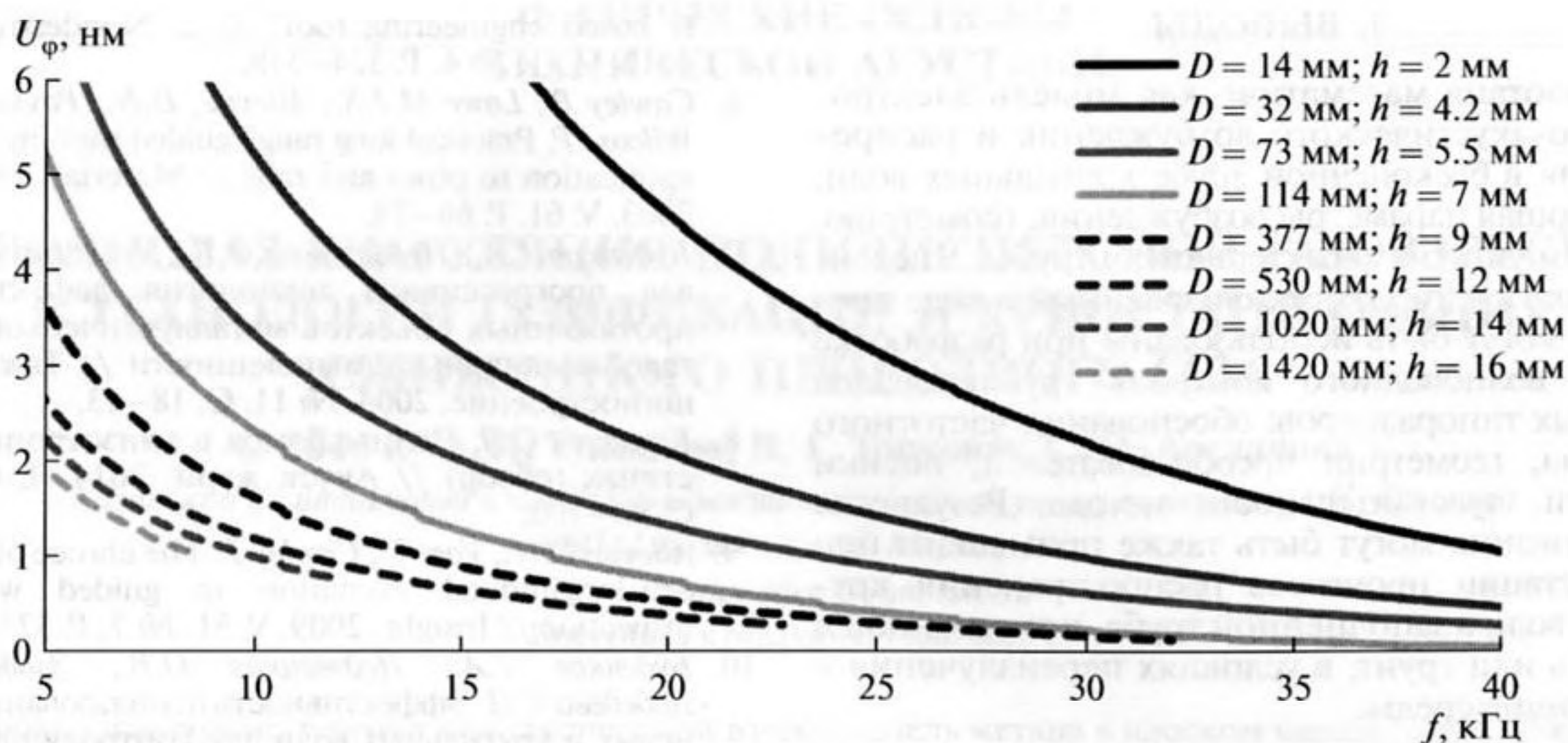


Рис. 5. Зависимость амплитуды угловых смещений U_ϕ от частоты f при различных типоразмерах трубы и при апертуре $L = 30$ см.

ональные зависимости амплитуды смещений в крутильной волне от частоты f и от диаметра трубопровода. Увеличение частоты от 10 до 40 кГц приводит к уменьшению смещений более чем в 10 раз (от 33 до 3 нм) для трубы диаметром 114 мм с толщиной стенки 7 мм. В то же время, увеличение диаметра от 73 до 530 мм при фиксированной частоте $f = 20$ кГц ведет к менее существенному ослаблению смещений в волне (от 14 до 4 нм).

Увеличение диаметра трубы при фиксированной толщине приводит к нелинейному уменьшению амплитуды смещений в крутильной волне, при этом степень влияния тем больше, чем ниже частота колебания и чем больше диаметр трубы. Например, при увеличении диаметра трубы в 5 раз (от 14 до 89 мм при $h = 5.5$ мм) на частоте 40 кГц наблюдается уменьшение амплитуды U_ϕ не более чем в два раза, а на частоте 20 кГц — не более чем в три раза.

Исследование влияния толщины стенки h трубы на амплитуду смещений в крутильной волне при фиксированном диаметре показывает нелинейное уменьшение U_ϕ с ростом толщины, степень влияния растет с уменьшением частоты. Так, изменение толщины стенки трубы от 2 до 8 мм при диаметре $D = 73$ мм на частоте $f = 20$ кГц приводит к уменьшению амплитуды угловых смещений с 32 до 10 нм.

При разработке аппаратуры волноводного контроля важен оптимальный выбор апертуры ЭМА-преобразователей. Влияние длины апертуры ЭМА-преобразователя L на характер зависимостей U_ϕ от f для трубы диаметром $D = 73$ мм, толщиной стенки $h = 5.5$ мм представлено на рис. 6. Увеличение длины апертуры L приводит к росту амплитуды угловых смещений U_ϕ в диапазоне значений L , существенно меньших длины крутильной волны λ_T . При значениях λ_T , близких по величине к апертуре преобразователя L , амплитуда смещений U_ϕ стремится к нулю, что объясняется интерференцией волн, излучаемых элементарными излучателями по апертуре преобразователя, в точке наблюдения.

Отметим, что угловые смещения в крутильной волне уменьшаются с расстоянием по экспоненциальному закону с коэффициентом затухания, пропорциональным динамической вязкости μ_1 . Расчеты показывают, что в частотном диапазоне 10–40 кГц при изменении коэффициентов μ_1 от 10^2 до 10^4 Па с смещения в крутильной волне меняются несущественно (не более чем в два раза). Расчеты учитывают только внутренние потери в металле трубы, при этом потери, обусловленные переизлучением в окружающие среды (транспортируемый продукт — сжиженный газ, нефть, грунт, вода с наружной поверхности), могут быть существенно выше [22, 23].

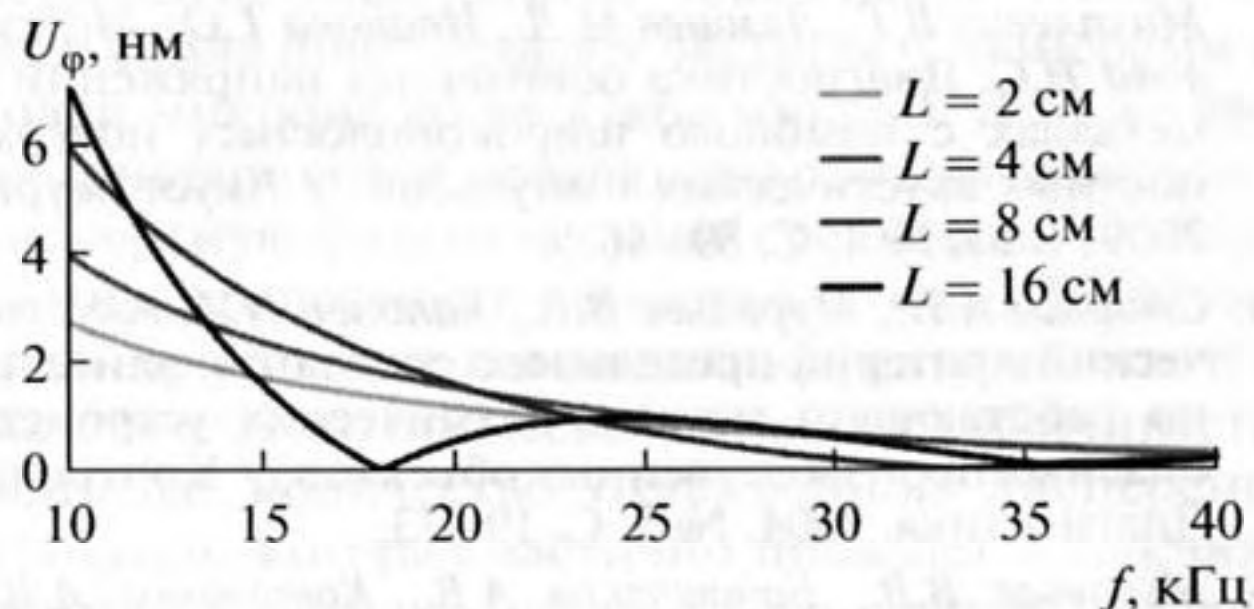


Рис. 6. Зависимость амплитуды угловых смещений U_ϕ от частоты f при различной длине апертуры ЭМА-преобразователя L для трубы с размерами $D = 73$ мм, $h = 5.5$ мм.

4. ВЫВОДЫ

Разработана математическая модель электромагнитно-акустического возбуждения и распространения в бесконечной трубе крутильных волн, учитывающая параметры возбуждения, геометрию, вязкость и упругие характеристики трубы. Численная модель и алгоритм, реализованный в виде программы, могут быть использованы при разработке методик волноводного контроля трубопроводов различных типоразмеров: обоснования частотного диапазона, геометрии преобразователей, оценки дальности, чувствительности метода. Результаты моделирования могут быть также применены при интерпретации процессов распространения крутильных волн в заполненной трубе, помещенной в жидкость или грунт, в условиях переизлучения в окружающие среды.

Результаты исследования влияния геометрических параметров трубы на характеристики распространения крутильных волн показывают, что в условиях постоянства касательных напряжений увеличение диаметра и толщины стенки трубы приводит к нелинейному уменьшению значения амплитуды угловых смещений в крутильной волне. Оценка влияния рабочей частоты и апертуры преобразователя на амплитуду смещений в крутильной волне иллюстрирует необходимость использования более низких частот для волноводного контроля труб больших диаметров и выполнения требований по продольной апертуре преобразователя – не более четверти длины волны на основной частоте спектра.

Работа выполнена в рамках проекта по государственному заданию ГЗ ПЧ/МВВ-14 Министерства образования и науки РФ ФГБОУ ВПО «ИжГТУ им. М.Т. Калашникова» на 2014–2016 гг. в части проведения научно-исследовательских работ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алешин Н.П., Гобов Ю.Л., Михайлов А.В., Смородинский Я.Г., Сыркин М.М. Автоматизированный ультразвуковой контроль труб большого диаметра // Дефектоскопия. 2014. № 3. С. 3–11.
2. Девиченский А.Ю., Ломоносов А.М., Жаринов С.Е., Михалевич В.Г., Лямшев М.Л., Иванова Т.О., Меркулова Н.С. Диагностика остаточных напряжений в металлах с помощью широкополосных поверхностных акустических импульсов // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 1. С. 39–46.
3. Смирнов А.Н., Муравьев В.В., Хапонен Н.А. Акустический критерий предельного состояния длительно работающего металла технических устройств опасных производственных объектов // Контроль. Диагностика. 2004. № 5. С. 19–23.
4. Муравьев В.В., Байтеряков А.В., Котоломов А.Ю. Влияние структурного состояния металла труб магистральных газопроводов на параметры ультразвуковых волн // Вестн. ИжГТУ. 2014. № 3. С. 125–128.
5. Younho Cho. Model-based guided wave NDE: The evolution of guided wave NDE from “magic” to “physicaly based engineering tool” // J. Nondestruct. Eval. 2012. V. 31. № 4. P. 324–338.
6. Cawley P., Lowe M.J.S., Alleyne, D.N., Pavlakovic, B., Wilcox, P. Practical long range guided wave inspection – application to pipes and rails // Materials Evaluation. 2003. V. 61. P. 66–74.
7. Буденков Г.А., Недзвецкая О.В., Лебедева Т.Н. Новая прогрессивная технология дефектоскопии протяженных объектов металлургической и нефтедобывающей промышленности // Тяжелое машиностроение. 2004. № 11. С. 18–23.
8. Кузнецов С.В. Волны Лэмба в анизотропных пластинах (обзор) // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 1. С. 90–100.
9. Alleyne D.N., Vogt T., Cawley P. The choice of torsional or longitudinal excitation in guided wave pipe inspection // Insight. 2009. V. 51. № 7. P. 373–377.
10. Буденков Г.А., Недзвецкая О.В., Злобин Д.В., Лебедева Т.Н. Эффективность использования стержневых и крутильных волн для контроля пруткового проката // Дефектоскопия. 2004. № 3. С. 3–8.
11. Буденков Г.А., Недзвецкая О.В., Злобин Д.В., Мурашов С.А. Взаимодействие крутильных волн с продольными трещинами труб // Дефектоскопия. 2006. № 6. С. 58–66.
12. Муравьева О.В., Мурашов С.А. Использование крутильных волн при выявлении эксплуатационных дефектов насосных штанг и насосно-компрессорных труб // Вестн. ИжГТУ. 2011. № 2. С. 149–154.
13. Мурашов С.А., Муравьева О.В. Основные параметры акустического контроля протяженных объектов различного профиля с использованием крутильных волн // Вестн. ИжГТУ. 2010. № 2. С. 84–88.
14. Буденков Г.А., Недзвецкая О.В. Динамические задачи теории упругости в приложении к проблемам акустического контроля и диагностики. М.: Физматлит, 2004. 136 с.
15. Gazis D.C. Three-dimensional investigation of the propagation of waves in hollow circular cylinders. I. Analytical foundation // J. Acoust. Soc. Am. 1959. V. 31. № 5. P. 568–573.
16. Kim Y.Y., Park C.I., Cho S.H., Han S.W. Torsional wave experiments with a new magnetostrictive transducer configuration // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 17. № 6. P. 3459–3468.
17. Ditri J.J. Utilization of guided elastic waves for the characterization of circumferential cracks in hollow cylinders // J. Acoust. Soc. Am. 1994. V. 96. № 6. P. 3769–3755.
18. Demma A., Cawley P., Lowe M.J.S., Roosenbrand A.G. The reflection of fundamental torsional mode from cracks and notches in pipes // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 114. № 3. P. 611–625.
19. Castaings M., Bacon C. Finite element modeling of torsional wave modes along pipes with absorbing materials // J. Acoust. Soc. Am. 2006. V. 119. № 6. P. 3741–3751.
20. Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир, 1976. 872 с.
21. Ландау Л.Д. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
22. Есипов И.Б., Зозуля О.М., Фокин А.В. Резонансный метод измерения сдвиговых вязкоупругих свойств жидких сред на основе возбуждения крутильных колебаний в трубках // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 1. С. 124–134.
23. Hanyin Cui, Bixing Zhang, Shunxin Ji. Propagation characteristics of guided waves in a rod surrounded by an infinite solid medium // Acoust. Phys. 2010. V. 56. № 4. P. 412–421.