

АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, ФОРМИРУЕМОЕ В УСЛОВИЯХ
ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ–ПРИЕМА НА ПОВЕРХНОСТИ
ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА

© 2019 г. О. В. Муравьева^а, К. В. Петров^{а, *}

^аИжевский государственный технический университет имени М.Т. Калашникова
Россия, 426069 Ижевск, ул. Студенческая 7

*e-mail: kirillpetr@list.ru

Поступила в редакцию 18.05.2018 г.

После доработки 08.08.2018 г.

Принята к публикации 28.08.2018 г.

Проведено моделирование процесса распространения импульсов продольных ультразвуковых волн по сечению эллиптического цилиндра в условиях излучения–приема волн по его огибающей с использованием бесконтактного электромагнитно-акустического преобразователя, основанное на лучевом приближении и с использованием метода конечных элементов. Теоретически и экспериментально исследованы закономерности формирования серии многократных отражений по сечению эллиптического цилиндра. Обоснованы новые информативные параметры определения эллиптичности цилиндра зеркально-теневым электромагнитно-акустическим методом многократных отражений – период модуляции серии импульсов многократных отражений, время запаздывания отраженных импульсов, вероятностно-статистические характеристики массива данных серии многократных отражений.

Ключевые слова: акустическое поле, эллиптический цилиндр, электромагнитно-акустический преобразователь, многократные отражения, конечно-элементное моделирование

DOI: 10.1134/S0320791919010064

ВВЕДЕНИЕ

Анализ акустических полей, формируемых при излучении–приеме волн является основой при проектировании приборов и систем измерений, контроля, диагностики. Развитый к настоящему времени математический аппарат акустики твердого тела позволяет определять условия распространения различных типов волн, описывать их свойства и сопутствующие физические эффекты в случаях неограниченных, полуограниченных и слоистых сред, цилиндрических оболочек и других простых форм [1–4]. В ряде случаев при распространении волн в объектах неправильной геометрии возможно формирование криволинейного волнового фронта. Примером таких задач является распространение импульсов ультразвуковых волн по сечению эллиптического цилиндра в условиях излучения–приема волн по его огибающей с помощью проходного бесконтактного электромагнитно-акустического (ЭМА) преобразователя.

Отклонения поперечного сечения от круглого, называемые эллиптичностью или овальностью, возможны в процессе изготовления цилиндрических изделий (валы, прутки) при неточной настройке производственного оборудования вслед-

ствие износа инструмента и других причин. Отклонение от геометрии вследствие эллиптичности сечения сверх установленных пределов является одним из недопустимых дефектов проката. При измерении эллиптичности, как правило, используются традиционные приборы для измерения линейных величин, которые сложны в автоматизации и ограничивают производительность контроля, а также лазерные оптические методы, обеспечивающие высокую точность определения диаметра, однако весьма дорогостоящие в использовании.

В работах [5–9] показаны возможности эффективного использования зеркально-теневого метода на многократных отражениях с применением ЭМА-способа возбуждения–приема для неразрушающего контроля цилиндрических объектов на наличие дефектов, структурного и напряженно-деформированного состояния металла. При реализации данного метода для контроля эллиптичности и выработки надежных критериев браковки требуется предварительный анализ картины формируемого волнового поля и серии многократно переотраженных импульсов ультразвуковых волн в условиях излучения–приема по по-

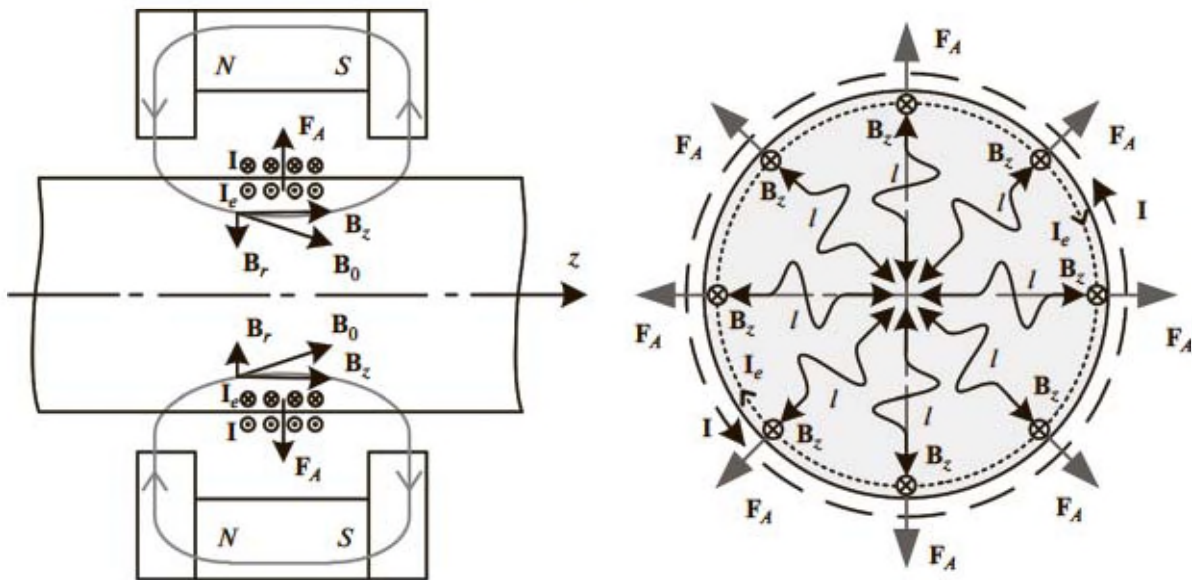


Рис. 1. Принцип действия проходного ЭМА-преобразователя.

верхности эллиптического цилиндра. При этом необходимо учитывать множество факторов, влияющих на распространение акустических волн (отражение, трансформация, фокусировка, импульсный характер возбуждения и другие явления).

В статье проведено моделирование процесса распространения импульсов продольных ультразвуковых волн по сечению эллиптического цилиндра в условиях излучения—приема волн по его огибающей с использованием бесконтактного ЭМА-преобразователя, основанное на лучевом приближении и методе конечных элементов. Исследовано формирование серии многократных отражений, предложены информативные параметры контроля эллиптичности.

ТЕОРИЯ

Постановка задачи

Овальностью Δ называют отклонение формы поперечного сечения проката от круглости, при котором наименьший d_1 и наибольший d_2 диаметры находятся во взаимно-перпендикулярных направлениях, и определяют как половину разности диаметров d_1 и d_2 (ГОСТ 2590-2006, EN 10060:2003):

$$\Delta = \frac{d_2 - d_1}{2} = r_2 - r_1. \quad (1)$$

Для строгого математического описания модели акустического тракта понятие овальности заменим понятием эллиптичности как частного случая овальности.

Излучение и прием ультразвуковых (УЗ) волн по огибающей эллиптического цилиндра возможен с использованием бесконтактного ЭМА-преобразователя проходного типа, содержащего соосный с цилиндром высокочастотный индуктор с током I и источник поля подмагничивания с индукцией B_0 (рис. 1). Полагается, что при излучении ЭМА-преобразователем по всей поверхности цилиндра синхронно возбуждается кольцевой индукционный (вихревой) ток I_e , который благодаря взаимодействию с магнитным полем B_0 создает радиальное сжатие цилиндра (сила Ампера F_A) за счет электродинамического механизма [10]:

$$F_A = dl [I_e \cdot B_0], \quad (2)$$

где dl — длина индукционного тока.

Отметим, что ЭМА-преобразование имеет место в тонком приповерхностном слое объекта, определяемом глубиной скин-слоя δ :

$$\delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\mu\sigma}, \quad (3)$$

где $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м, μ — относительная магнитная проницаемость, σ — электропроводность, ω — круговая частота колебаний.

Возбуждение и распространение преимущественно продольных волн достигается благодаря взаимной ориентации поля подмагничивания B_0 в осевом направлении (компонента B_z на рис. 1) приповерхностной области цилиндра и вихревых токов I_e , текущих по периметру цилиндра. При этом обеспечивается распространение продольных волн во всех радиальных направлениях в поперечном сечении цилиндра.

Распространяющиеся по сечению цилиндра в радиальных направлениях и многократно переотраженные от его границ импульсы акустической волны принимаются тем же проходным ЭМА-преобразователем за счет обратного взаимодействия: появление ЭДС индукции ε_i в катушке индуктивности ЭМА-преобразователя за счет колебаний приповерхностного слоя цилиндра со скоростью \mathbf{V} в поле подмагничивания с индукцией \mathbf{B}_0 [10]:

$$\varepsilon_i = [\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}_0] dl. \quad (4)$$

Считаем, что эффективность излучения (приема) УЗ-волн не зависит от качества акустического контакта и описывается в условиях малости анализируемых эллиптичностей равномерными смещениями по всей огибающей цилиндра. При этом полагаем, что каждый сосредоточенный элемент огибающей цилиндра излучает в плоскости сечения цилиндра (плоскость $\alpha = 0$) волну с диаграммой направленности, определяемой для продольной l -волны при ориентации поля подмагничивания вдоль поверхности выражением [11]

$$j_l(\theta) = e^{-k_t h \sin \theta} \times \frac{\cos \theta (1 - 2\gamma^2 \sin^2 \theta)}{(2\gamma^2 \sin^2 \theta - 1)^2 + 4\gamma^3 \sin^2 \theta \cos \theta \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta}}, \quad (5)$$

где $\gamma = C_t/C_l$ – отношение скоростей распространения поперечной t - и продольной l -волн в материале, $k_{t,l} = 2\pi/\lambda_{t,l}$ – волновое число поперечной и продольной волн, h – зазор между поверхностью цилиндра и ЭМА-преобразователя.

В качестве примера на рис. 2 представлены диаграммы направленности в продольных l -волнах при нулевом зазоре и при наличии технологического зазора между ЭМА-преобразователем и поверхностью цилиндра, равного 1 мм. Наблюдается существенное влияние зазора на ширину диаграммы направленности элементарного источника. Так, зазор между ЭМА-преобразователем и поверхностью цилиндра величиной в 1 мм сужает ширину диаграммы направленности с $\pm 60^\circ$ до $\pm 15^\circ$ (по уровню 6 дБ). Отметим, что при нулевых зазорах диаграмма направленности соответствует вертикальной сосредоточенной силе, приложенной к поверхности.

Считаем также, что ЭМА-преобразователь является бесконечно протяженным по образующей цилиндра, что позволяет пренебречь расхождением волны в направлении оси цилиндра.

Результаты моделирования магнитного поля и поля вихревых токов проходного ЭМА-преобразователя в неферромагнитном электропроводящем объекте позволяют оценить механизм лоренцева взаимодействия и поле смещений при излучении [12]. Расчеты показывают, что система подмагничивания обеспечивает в приповерх-

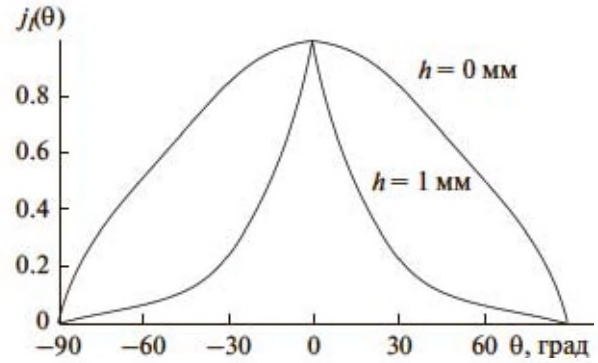


Рис. 2. Диаграммы направленности сосредоточенного источника для продольной волны при различных зазорах между ЭМА-преобразователем и поверхностью объекта.

ностном слое цилиндра осевую компоненту поля $\mathbf{B}_z = 0.7$ Тл. При токе в индукторе $\mathbf{I} = 10$ А на частоте 3 МГц обеспечивается возникновение в приповерхностном слое объекта с глубиной скин-слоя $\delta = 70$ мкм вихревых токов с плотностью пондеромоторных сил $F_0 = 3.3 \times 10^7$ Н/м³. При этом амплитуда смещений в излучаемой волне оценивается значением 8 нм.

Решение задачи в лучевом приближении

Полагаем, что каждый элементарный источник вдоль огибающей цилиндра излучает УЗ-волну с максимумом в направлении, перпендикулярном касательной к образующей в каждой исследуемой точке. В лучевом приближении формируемая серия многократных отражений $U_\Sigma(t)$ в условиях излучения–приема импульсов УЗ-волн во всех радиальных направлениях с помощью совмещенного проходного ЭМА-преобразователя может быть рассчитана аналитически как результат суперпозиции временных разверток $U(t_{nk})$, формируемых элементарными (малыми в сравнении с длиной волны) излучателями, равномерно распределенными по огибающей цилиндра, и принятых элементарными приемниками при прохождении расстояния r_{nk} и многократно переотраженных K раз на границе эллипса [13]:

$$U_\Sigma(t) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K U(t_{nk}) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \sum_{n=0}^N (U_0(t) e^{i(r_{nk}/C_t + \pi n/2)} R(r_{nk})), \quad (6)$$

где K – число элементарных излучателей и приемников по огибающей цилиндра (соответствует числу шагов по углу, по которым производится суммирование); $U(t) = U_0 e^{-\beta r} e^{-i\omega t}$ – зондирую-

щий импульс, U_0 – амплитуда зондирующего импульса; β – параметр, описывающий ослабление зондирующего импульса во времени, пропорциональный частоте колебаний f ; $R(r_{nk})$ – коэффициент ослабления, обусловленный затуханием и расхождением волны; C_l – скорость продольной волны; $e^{i\pi n/2}$ – фазовый сдвиг на $\pi/2$, обусловленный прохождением встречно распространяющихся волн через цилиндрический фокус и отражением от свободной границы цилиндра, что подтверждается результатами экспериментальных исследований [13].

В случае круглого цилиндра диаметром d элементарные приемники ЭМА-преобразователя являются диаметрально противоположными элементарным излучателям ЭМА-преобразователя при любых углах падения. При этом пространственная серия импульсов описывается упрощенной формулой

$$U_{\Sigma}(t) = \sum_{n=0}^N U_0(t) e^{i(nd/C_l + \pi n/2)} R(nd). \quad (7)$$

При расчетах полагается, что в рамках законов геометрической акустики луч УЗ-волны, излученный из произвольной точки A элементарного излучателя по нормали к точке A , принимается в виде импульса элементарным приемником в точке B и отражается согласно закону Снеллиуса под углом отражения, равным углу падения относительно нормали, проведенной к касательной в точке B . Отраженный в точке B луч принимается в виде импульса элементарным приемником в точке C и отражается под углом к нормали, проведенной к касательной в точке C , и т.д. Явлением трансформации продольной волны в поперечную в условиях малости углов падения и отражения и малости коэффициентов отражения при трансформации из продольной волны в поперечную можно пренебречь [14].

Математическое описание процесса распространения УЗ-волны по сечению объекта в виде эллипса представляется следующей системой последовательных шагов: построение уравнения нормали в точке A эллипса; определение координаты точки B пересечения линии эллипса и линии нормали в точке A ; построение уравнения нормали в точке B эллипса; определение угла между нормалью в точке A и нормалью в точке B ; определение расстояния r_{11} между двумя точками A и B , соответствующее первому отраженному импульсу. Расчеты значений r_{n1} повторяются для N анализируемых отражений, на основании которых строится временная развертка $U(t_{N1})$ пути УЗ-импульса из точки A в точку B в условиях многократных отражений. Далее расчеты повторяются для всех элементарных излучателей в количестве K элементов суммирования, и ведется сум-

мирование во временной области разверток $U(t_{Nk})$ по K элементам. Коэффициент ослабления, обусловленный затуханием и расхождением волны, был принят равным 1.6 дБ/м.

В качестве примера на рис. 3 представлены результаты расчета хода лучей для первых 30 преотражений УЗ-волны $U(t_{nk})$ по эллиптическому сечению цилиндра радиусом $r_1 = 10$ мм при излучении из элементарной точки на поверхности цилиндра A под углом α в направлении, перпендикулярном касательной к образующей, при различных значениях эллиптичности Δ . Серии импульсов многократных отражений, рассчитанные в лучевом приближении для цилиндра круглого сечения и с эллиптичностью $\Delta = 0.05$ мм, представлены на рис. 4.

Видно, что в отличие от объекта круглого сечения ход лучей по эллиптическому сечению цилиндра существенно зависит от угла падения волны и его эллиптичности. При этом область сужения лучей тем меньше, чем больше угол падения и меньше эллиптичность.

Конечно-элементное моделирование

Использование лучевого приближения при решении задачи распространения акустических волн не учитывает ряда тонких физических эффектов (отражение и трансформация сферических волн на эллиптической поверхности, формирование сходящихся волновых фронтов при распространении внутрь цилиндра и расходящихся при распространении к границам). Сложность геометрических и физических условий процесса распространения импульсов УЗ-волн по сечению эллиптического цилиндра требует применения численных методов расчета дифференциальных уравнений в частных производных методом конечных элементов, широко используемых при решении задач физической акустики [см. например, 15–19].

Конечно-элементная модель базируется на решении дифференциальных волновых уравнений движения упругой среды и реализована в программной среде COMSOL Multiphysics (лицензия № 9600055), одной из самых современных и многофункциональных программных платформ для компьютерного моделирования физических задач, в том числе связанных, или “мультифизических” явлений.

Модель процесса распространения акустических продольных l -волн по сечению эллиптического цилиндра с полуосями r_1 и r_2 в двумерной постановке представлена на рис. 5. Полагается, что возбуждение продольных волн происходит за счет приложения зондирующего импульса нормальных смещений $U(t)$, равномерно распределенных по периметру прутка, задаваемого форму-

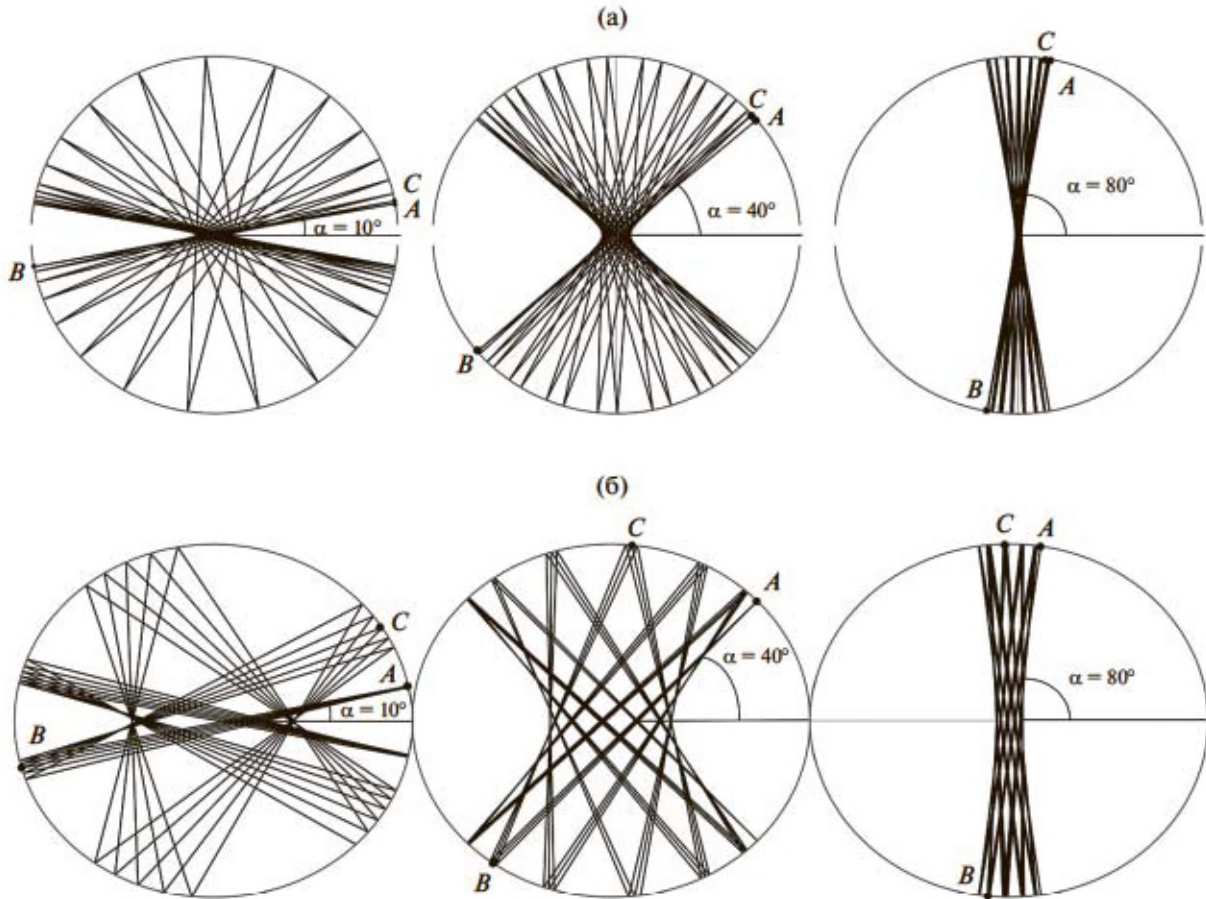


Рис. 3. Ход лучей первых 30 переотражений УЗ-луча по эллиптическому сечению цилиндра при различных углах падения α и $r_1 = 10$ мм для эллиптичности $\Delta = 0.05$ (а), $\Delta = 1$ мм (б).

лой $U(t) = U_0 \sin(\omega t) e^{-\beta t}$, где β – параметр, описывающий форму зондирующего импульса, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, U_0 – амплитуда импульса.

В качестве начальных условий использованы функции смещений по осям x и y , описываемые в явном виде следующими формулами:

$$U_{0x} = U(t) \frac{x}{r_2}, \quad U_{0y} = U(t) \frac{y}{r_1}, \quad (8)$$

где t – время, U_{0x} – смещения по оси x ; U_{0y} – смещения по оси y , x и y – координаты декартовой системы.

Граничные условия в задаче заданы через функцию “Prescribed Displacement”. Поскольку зондирующий импульс посылается единожды за весь период моделирования, то для корректного решения задачи граничные условия необходимо задавать с помощью оператора “if”, разделяющего начальный интервал времени $t = 3T_0$ (T_0 – период зондирующего импульса), когда на поверхности цилиндра формируется зондирующий импульс, и последующий временной интервал, когда данная граница является свободной при па-

дении, отражении и трансформации волн (функции COMSOL Multiphysics, описывающие свободную границу “solid.disp.ux” и “solid.disp.uy”).

Корректность расчетов повышается, если при построении сетки конечных элементов максимальный размер элемента Δx (шаг сетки конечных элементов) не превышает $1/6$ длины волны:

$$\Delta x < \lambda/6 = C_l T_0/6, \quad (9)$$

где C_l – скорость продольной УЗ-волны в материале. При этом временной шаг Δt при моделировании определяется критерием Куранта–Фридрихса–Леви [20], выражающим необходимое условие устойчивости явного численного решения и задаваемым формулой

$$C_l \Delta t / \Delta x < 0.1. \quad (10)$$

При значениях скорости продольной волны $C_l = 5850$ м/с, частоты $f = 3$ МГц, радиуса цилиндра $r_1 = 10$ мм количество конечных элементов составляет 70000, шаг по времени $\Delta t = 3.3$ нс, пространственный шаг конечных элементов $\Delta x = 0.2$ мм.

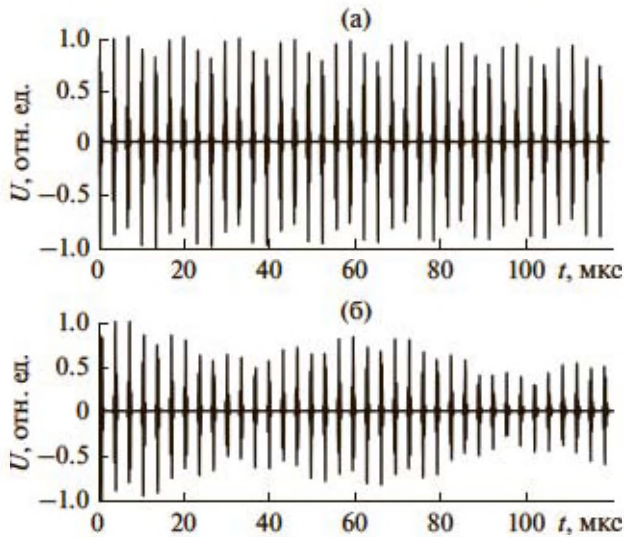


Рис. 4. Осциллограммы серии импульсов многократных отражений для круглого цилиндра.

Основные параметры задачи, используемые при моделировании, представлены в таблице.

Результаты и обсуждение

Эпюры смещений в продольной волне по диаметру круглого цилиндра при различных частотах зондирующего импульса представлены на рис. 6а. При приближении к центральной области цилиндра амплитуда смещений возрастает, что объясняется эффектом фокусировки при формировании сходящегося волнового фронта. При этом в центре цилиндра формируются нулевые смеще-

ния, что обусловлено разфазировкой двух импульсов, распространяющихся в противоположных направлениях. Локальное увеличение амплитуды смещений на поверхности объясняется сложением смещений в падающей волне и в волне, отраженной от свободной поверхности с фазовым сдвигом на π , распространяющихся в противоположных направлениях. Рост частоты приводит к формированию более неравномерной эпюры смещений с более выраженным характером фокусировки.

При появлении эллиптичности сечения цилиндра наблюдается различие в характере эпюр смещений по различным диаметральному направлениям по сечению. В случае распространения по цилиндру с эллиптичностью сечения сформированная в начальный момент времени волна со сходящимся эллиптическим фронтом при прохождении центра цилиндра формирует расходящийся эллиптический волновой фронт, при этом большая полуось эллиптического фронта становится малой и наоборот; так происходит при каждом отражении (рис. 6б). В результате этих явлений при регистрации серии многократных отражений волн имеют место искажения как в форме принимаемых импульсов, так и в соответствующих временных задержках.

В качестве примера на рис. 7 представлены результирующие серии детектированных импульсов многократных переотражений, полученные в ходе моделирования как результат суммирования смещений по поверхности эллиптического цилиндра за весь интервал времени наблюдения для цилиндра круглого сечения (рис. 7а) и сечения с эллиптичностью $\Delta = 0.05$ мм (рис. 7б).

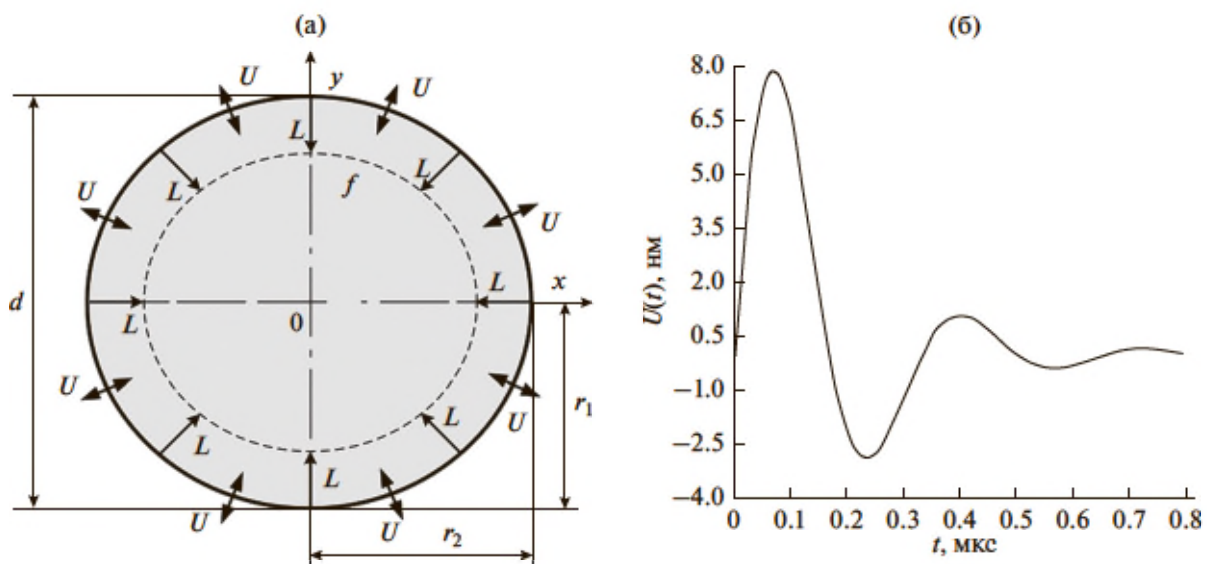


Рис. 5. (а) Постановка задачи, (б) форма зондирующего импульса смещений.

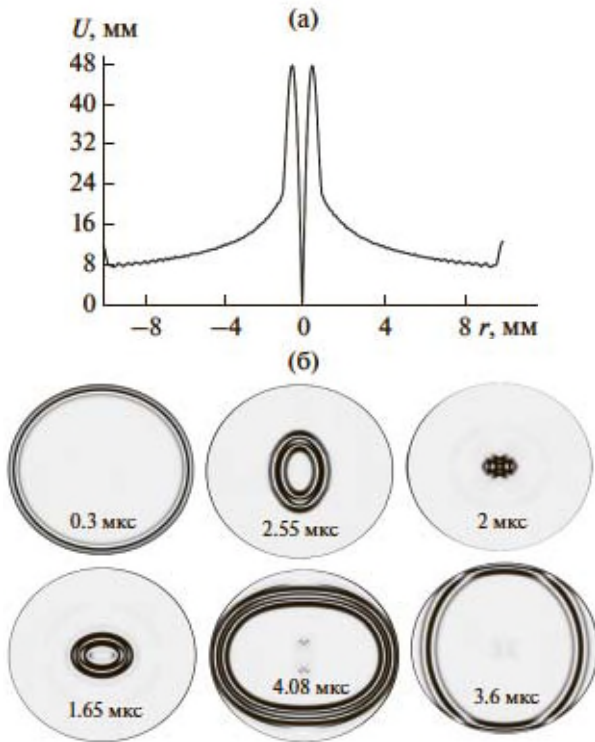


Рис. 6. (а) Результаты моделирования эпюры смещений в поперечном сечении цилиндра с эллиптичностью $\Delta = 0$ мм, (б) волновой фронт продольной волны в различные моменты времени для цилиндра с эллиптичностью $\Delta = 1$ мм.

Наблюдаемые огибающие серии многократных отражений представляются в виде слабозатухающих импульсов, равноудаленных друг от друга на расстояние, равное одному диаметру прутка, и характеризуются изменением фазы колебаний на $\pi/2$ между соседними импульсами, что приводит к несущественной неравномерности огибающей амплитуд импульсов в случае круглого цилиндра. При наличии эллиптичности сечения наблюдается модуляция в огибающей амплитуд эхо-импульсов многократных отражений с периодом огибающей импульсов t_e . Период огибающей тем меньше, чем больше величина эллиптичности прутка. Результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с результатами, полученными аналитически в рамках лучевого приближения.

Следует отметить, что при наличии эллиптичности происходит изменение положения эхо-импульса на временной оси (запаздывание эхо-импульса по времени Δt_n в сравнении с круглым сечением радиуса r_1), существеннее выраженное на дальних отражениях и увеличивающееся с ростом эллиптичности сечения (рис. 7в).

На рис. 8а представлены графики зависимости периода огибающей импульсов t_e и параметра

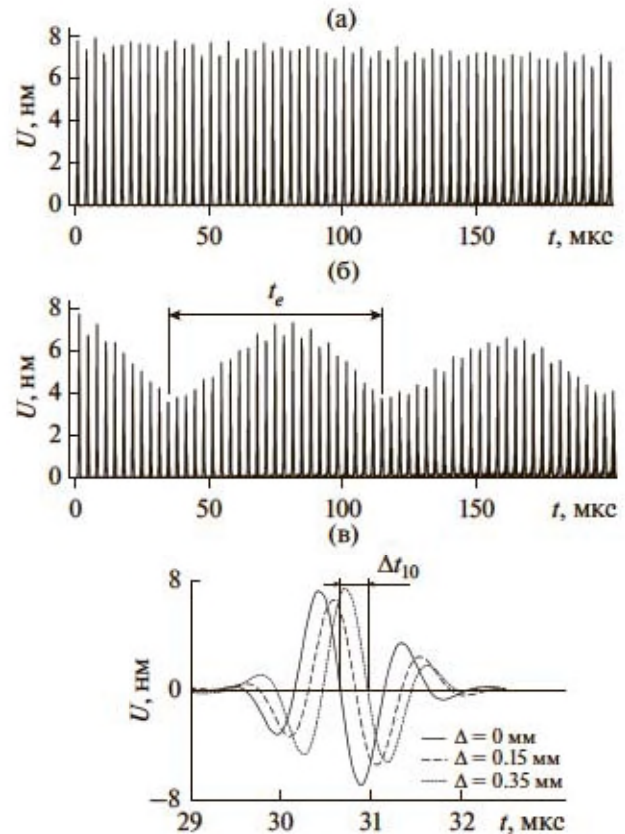


Рис. 7. Результаты моделирования осциллограмм серии импульсов многократных отражений: (а) для круглого цилиндра, (б) для цилиндра с эллиптичностью 0.05 мм, (в) Форма 10-го эхо-импульса в серии многократных отражений при различном значении эллиптичности Δ цилиндра. $f = 1$ МГц, $r_1 = 10$ мм.

разности времен прихода Δt_{10} 10-го эхо-импульса от эллиптичности цилиндра Δ . Согласно рис. 8а наблюдается нелинейное уменьшение периода огибающей и практически линейное увеличение разности времен прихода Δt_{10} с ростом величины эллиптичности Δ . Наблюдается несущественное различие в характере кривых, полученных в рамках законов геометрической акустики и с использованием конечно-элементного моделирования. Расчеты показывают, что эллиптичность $\Delta = 0.05$ мм приводит к появлению в серии импульсов многократных отражений модуляции с периодом в 81 мкс. Увеличение эллиптичности до значений $\Delta = 0.35$ мм для цилиндра диаметром 20 мм приводит к резкому уменьшению периода огибающей серии импульсов, который становится соизмерим со временем пробега продольной волны по диаметру цилиндра; при этом выделить эффект модуляции уже не представляется возможным. Следует отметить, что модуляция огибающей импульсов более явно выражена на высоких частотах. Погрешность измерения параметра “период модуляции серии импульсов многократных отражений”

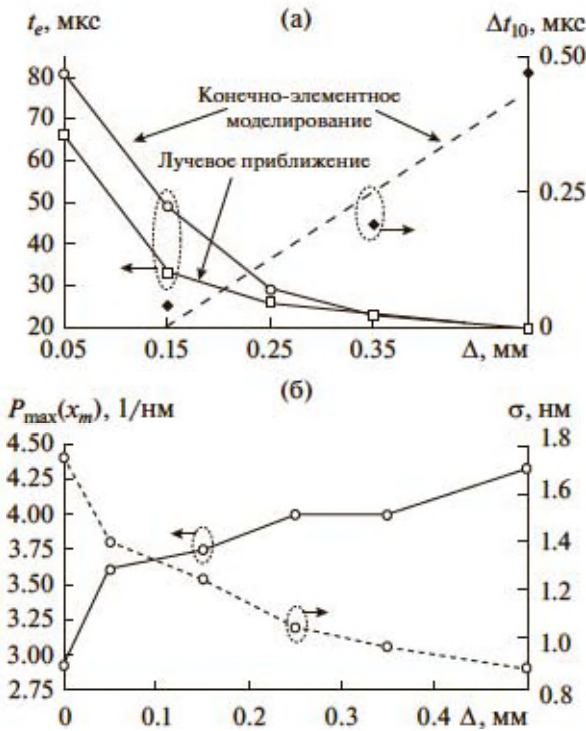


Рис. 8. (а) Зависимости периода огибающей t_e и параметра разности времен прихода Δt_{10} 10-го эхо-импульса от эллиптичности Δ цилиндра; (б) зависимости максимума плотности распределения вероятности и среднеквадратического отклонения σ от величины эллиптичности Δ . $f = 3$ МГц.

определяется временем пробега УЗ-импульса по диаметру цилиндра, что соответствует погрешности оценки эллиптичности $\pm 10\%$.

Параметр “разность времен прихода” Δt_n даже при больших параметрах эллиптичности имеет малые значения (при $\Delta = 0.5$ мм $\Delta t_{10} = 0.47$ мкс). Следует иметь ввиду, что изменение положения импульса на временной оси может иметь место и

при изменении диаметра цилиндра (например, увеличение диаметра цилиндра на 0.3 мм ведет к задержке 10-го отраженного импульса на 0.5 мкс). Кроме того, возможно появление погрешности измерений параметра Δt_n , обусловленной искажением формы импульса. Ввиду малости значений и ряда мешающих факторов использование параметра Δt_n при оценке эллиптичности возможно лишь в качестве дополнительного критерия.

В [21] показано, что при дефектоскопии зеркально-теневым методом многократных отражений возможно использование вероятностно-статистических параметров серии многократных отражений (плотности вероятности, математического ожидания, дисперсии, среднеквадратического отклонения, эксцесса, асимметрии) в качестве информативных параметров. Вероятностно-статистический анализ полученных в ходе моделирования осциллограмм серии многократных отражений для цилиндра с различной эллиптичностью был проведен в специализированной программной среде WinПОС Professional.

Результаты оценки максимума плотности распределения вероятности $P_{\max}(x_m)$ и среднеквадратического отклонения σ данных серии импульсов многократных отражений в зависимости от эллиптичности цилиндра представлены на рис. 8б. С ростом эллиптичности увеличивается максимум плотности вероятности $P_{\max}(x_m)$ (сплошная линия), при этом среднеквадратическое отклонение данных σ в массиве уменьшается (пунктирная линия).

Совместное использование предложенных информативных параметров позволяет с достаточной точностью оценить эллиптичность сечения цилиндра как в области малых, так и больших значений зеркально-теневым методом на многократных отражениях.

Таблица 1. Основные параметры задачи, используемые при моделировании

Параметр	Значение
Материал цилиндра	Сталь углеродистая
Плотность материала цилиндра, кг/м ³	7850
Модуль Юнга материала цилиндра, Па	2×10^{11}
Коэффициент Пуассона материала цилиндра	0.29
Амплитуда зондирующего импульса нормальных смещений U_0 , нм	8
Диапазон частот зондирующего импульса f , МГц	1, 3, 5
Параметр формы зондирующего импульса β , 1/мкс	7
Полуось цилиндра r_1 , мм	10
Полуось цилиндра r_2 , мм	10, 10.05, 10.15, 10.25, 10.35, 10.5
Эллиптичность Δ , мм	0.05, 0.15, 0.25, 0.35, 0.5

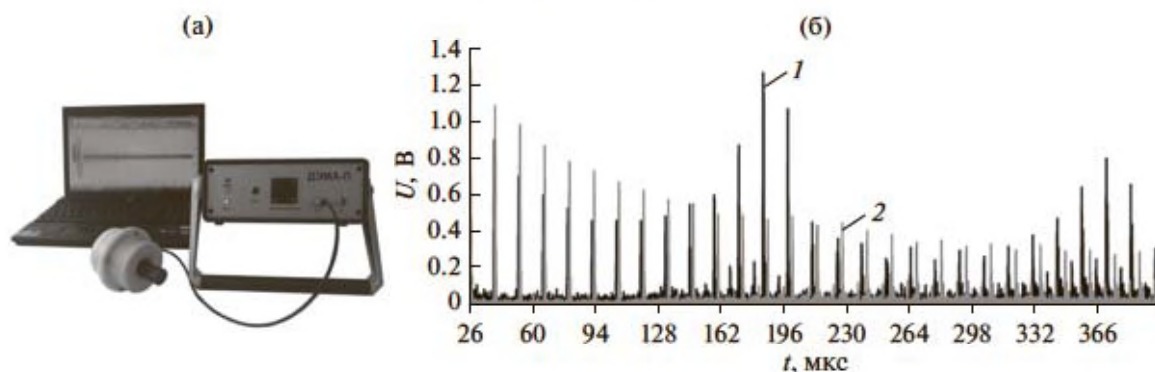


Рис. 9. (а) Фото экспериментальной установки, (б) экспериментальные осциллограммы серии импульсов многократных отражений для круглого цилиндра (осциллограмма 2) и для цилиндра с эллиптичностью $\Delta = 0.3$ (осциллограмма 1), $f = 3$ МГц.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Результаты численного моделирования подтверждены экспериментально для цилиндра с сечением круглой формы диаметром 43.6 мм и для эллиптического цилиндра с полуосями 43.67 и 43.07 мм ($\Delta = 0.3$ мм), обусловленными нарушениями в технологии изготовления. Экспериментальные измерения проведены с использованием аппаратно-программного комплекса контроля прутков зеркально-теневым методом на многократных отражениях (рис. 9а) [22]. Инструментальная погрешность измерения временного интервала с использованием разработанного оборудования составляет 2 нс на частоте дискретизации 500 МГц. Специализированный проходной ЭМА-преобразователь обеспечивает возбуждение и прием продольных волн, распространяющихся по диаметрам цилиндрического объекта. Результаты измерений серии многократных отражений продольной волны по сечению цилиндра круглой формы и сечения в виде овальности представлены на рис. 9б.

Расчеты информативных параметров экспериментальных осциллограмм дают для периода огибающей значение $t_e = 173$ мкс, для разности времен прихода 10-го эхо-импульса $\Delta t_{10} = 1.77$ мкс. Результаты конечно-элементного моделирования для этого случая дают значения $t_e = 162$ мкс, $\Delta t_{10} = 1.98$ мкс, что удовлетворительно согласуется с данными экспериментальных исследований. Максимум плотности распределения вероятности для цилиндра круглого сечения имеет значение $P_{\max} = 9.4$ 1/В, среднеквадратическое отклонение $\sigma = 4.3$ мВ. Аналогичные значения для цилиндра эллиптического сечения составили $P_{\max} = 10.8$ 1/В и $\sigma = 3.9$ мВ.

Отклонение экспериментальных данных обусловлено различием в формах сечения объекта в эксперименте от принятой в модели (эллиптичность), а также изменением формы и спектраль-

ного состава импульса в процессе распространения волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в статье метод расчета процесса распространения импульсов продольных ультразвуковых волн по сечению эллиптического цилиндра в условиях излучения–приема волн по его огибающей с использованием проходного бесконтактного электромагнитно-акустического преобразователя, реализованный в лучевом приближении и с использованием метода конечных элементов, и исследованные закономерности формирования серии многократных отражений по сечению цилиндра позволили предложить новые информативные параметры определения эллиптичности цилиндра зеркально-теневым электромагнитно-акустическим методом многократных отражений.

Показано, что наличие эллиптичности ведет к модуляции серии импульсов многократных отражений, период огибающей которой тем меньше, чем больше параметр эллиптичности сечения. Вероятностно-статистический анализ массива данных серии многократных отражений показал, что максимум плотности распределения вероятности увеличивается, а среднеквадратическое отклонение уменьшается с ростом эллиптичности сечения.

Разработанная модель процесса распространения акустических волн, излучаемых проходным ЭМА-преобразователем, в условиях многократных отражений позволяет исследовать акустический тракт зеркально-теневого метода контроля в зависимости от характеристик цилиндра (диаметр, материал) и параметров контроля (частота, форма зондирующего импульса), обосновать параметры возбуждения и информативные характеристики сигнала и выработать браковочные кри-

терии не только при наличии эллиптичности, но и при наличии моделей дефектов.

Исследование выполнено в рамках проекта № 3.5705.2017/ВУ по государственному заданию Министерства образования и науки РФ ФБГОУ ВО «ИжГТУ имени М.Т. Калашникова» на 2017–2019 гг. по разделу «Организация проведения научных исследований».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rose J.L.* Ultrasonic guided waves in solid media. New York: Cambridge University Press, 2014.
2. *Новацкий В.* Теория упругости. М.: Мир, 1976. 872 с.
3. *Graff K.F.* Wave motion in elastic solids. New York: Dover, 1991. 692 p.
4. *Гринченко В.Т., Мелешко В.В.* Гармонические колебания и волны в упругих телах. Киев: Наукова думка, 1981. 284 с.
5. *Муравьева О.В., Соков М.Ю.* Влияние глубины залегания дефекта на параметры многократно-теневого электромагнитно-акустического метода контроля прутков // Вестник ИжГТУ им. М.Т. Калашникова. 2016. № 3. С. 46–50.
6. *Муравьева О.В., Зорин В.А.* Метод многократной тени при контроле цилиндрических объектов с использованием рэлеевских волн // Дефектоскопия. 2017. № 5. С. 3–9.
7. *Муравьев В.В., Муравьева О.В., Стрижак В.А., Пряхин А.В., Фокеева Е.Н.* Анализ сравнительной достоверности акустических методов контроля пруткового проката из рессорно-пружинных сталей // Дефектоскопия. 2014. № 8. С. 3–12.
8. *Муравьев В.В., Муравьева О.В., Кокорина Е.Н.* Акустическая структуроскопия и дефектоскопия прутков из стали 60С2А при производстве пружин с наноразмерной структурой // Изв. вузов. Черная металлургия. 2013. № 4. С. 66–70.
9. *Муравьев В.В., Муравьева О.В., Петров К.В.* Связь механических свойств пруткового проката из стали 40Х со скоростью объемных и рэлеевских волн // Дефектоскопия. 2017. № 8. С. 20–28.
10. *Буденков Г.А., Коробейникова О.В.* Влияние химического состава и температуры металлов на эффективность электромагнитно-акустического преобразования // Дефектоскопия. 2009. № 4. С. 41–49.
11. *Буденков Г.А., Недзвецкая О.В.* Динамические задачи теории упругости в приложении к проблемам акустического контроля и диагностики. М.: Физматлит, 2004. 136 с.
12. *Muravieva O.V., Petrov K.V., Myshkin Yu.V.* Modeling interactions between the magnetic and eddy current fields of the electromagnetic-acoustic transducer // 2nd International Conference on Industrial Engineering, Applications and Manufacturing (ICIEAM), Chelyabinsk, May 19–20, 2016. IEEE. 2016. P. 1–4.
13. *Муравьева О.В., Петров К.В., Соков М.Ю., Габбасова М.А.* Моделирование и исследование процесса распространения акустических волн, излучаемых проходным электромагнитно-акустическим преобразователем, по эллиптическому сечению прутка // Дефектоскопия. 2015. № 7. С. 17–23.
14. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика неоднородных сред. Т. 1. М.: Наука, 2007. 443 с.
15. *Рыбьянец А.Н., Наседкин А.В., Щербинин С.А., Петрова Е.И., Швецова Н.А., Швецов И.А., Луговая М.А.* Конечно-элементное моделирование низкочастотных биморфных преобразователей для диагностики и активации нефтяных скважин // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 6. С. 685–691.
16. *Комкин А.И., Быков А.И.* Инерционная присоединенная длина горла резонаторов Гельмгольца // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 3. С. 277–287.
17. *Augustyniak M., Usarek Z.* Finite element method applied in electromagnetic NDTE: A review // J. Nondestructive Evaluation. 2016. 35: 39.
18. *Wang S., Li Z., Li P., Liu X., Zhai G.* Numerical and experimental evaluation of the receiving performance of meander-line coil EMATs // Nondestructive Testing and Evaluation. 2014. V. 24. № 4. P. 269–282.
19. *Xie Y., Yin W., Liu Z., Peyton A.* Simulation of ultrasonic and EMAT arrays using FEM and FDTD // Ultrasonics. 2016. V. 66. P. 154–165.
20. *Вержбицкий В.М.* Численные методы математической физики. М.: Директ-Медиа, 2013. 212 с.
21. *Муравьева О.В., Муравьев В.В., Габбасова М.А., Булдакова И.В., Соков М.Ю.* Анализ отраженных сигналов при контроле цилиндрических образцов многократным зеркально-теневым методом // Автоматрия. 2016. Т. 52. № 4. С. 62–70.
22. *Стрижак В.А., Пряхин А.В., Хасанов Р.Р., Ефремов А.Б.* Аппаратно-программный комплекс контроля прутков зеркально-теневым методом на многократных отражениях // Изв. вузов. Приборостроение. 2017. Т. 60. № 6. С. 565–571.