



УДК 534.27

Я. Дурукан, А. И. Лутовинов, А. Н. Перегудов, М. М. Шевелько
Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)

О возможности построения датчиков вращательного движения на объемных акустических волнах

Исследуется влияние вращения звукопровода на параметры объемных акустических волн, распространяющихся ортогонально оси вращения. Показано, что такое вращение приводит к изменению вида траектории колебаний частиц. Проанализирована связь возникающих отклонений характеристик со скоростью вращения среды. На этой основе предложены конструкции датчиков вращательного движения.

Акустические волны, датчики вращательного движения, гироскоп, эллиптическая поляризация, влияние вращения, скорость волны, поляризация акустической волны

Внимание, уделяемое в последние десятилетия изучению особенностей распространения акустических волн во вращающемся твердотельном звукопроводе, связано с попытками использовать эти особенности для построения датчиков параметров движения [1]–[3]. Предлагаемая статья продолжает представлять исследования кафедры электроакустики и ультразвуковой техники (ЭУТ) СПбГЭТУ «ЛЭТИ» в этой области.

Коллективом кафедры ЭУТ уже была опубликована возможность построения датчиков параметров движения (ДПД) на объемных (ОАВ) и поверхностных (ПАВ) акустических волнах, а также предложены конструкции, реализованные в лабораторных макетах [2], [3]. В частности, был выполнен анализ распространения ОАВ вдоль оси вращения среды [3]. В качестве оси может быть выбрано любое направление изотропной твердой среды либо акустическая ось кристалла (например, любая кристаллографическая ось кристалла кубической сингонии). В результате была получена связь, позволяющая определять скорость вращения звукопровода по повороту вектора поляризации акустической волны. Поворот, в свою очередь, может быть представлен как возникновение

сдвиговой волны с ортогональной поляризацией. При этом амплитуда вторичной волны является информативным параметром, по которому можно судить о наличии вращения. На основе полученных закономерностей были предложены способы реализации конструкции чувствительных элементов ДПД, которые выделяют ортогональную моду колебаний, появляющуюся в условиях вращения. В основе предложенных устройств лежат несколько принципов. Одним из них является расположение приемного преобразователя, регистрирующего только ортогональную составляющую вектора смещения исходной волны [4], [5]. Другие способы основаны на законах отражения или трансформации волн на границе раздела сред [5], [6]. Отдельно предложена конструкция чувствительного элемента гироскопа, где происходит непосредственное возбуждение волн круговой поляризации, излучаемых в противоположных направлениях [6], [7]. Поскольку произвольное вращение звукопровода может быть представлено в виде суперпозиции осевого и ортогональных вращений, то для создания ДПД также представляется интересным проанализировать влияние вращения среды на характеристики волн, распро-

страняющихся ортогонально оси вращения. Такое исследование было представлено коллективом авторов [8], где определены типы существующих волн и проведен анализ изменения их поляризации в условиях вращения среды. Следует отметить, что изучение влияния вращения на характеристики ОАВ проводилось и ранее. Так, Хэмиш [9] рассмотрел аналогичный случай. Им было предложено связать изменение направления смещения колебаний частиц в волне со сменой направления распространения волнового фронта, а следовательно, и волнового вектора. Анализ [9] показал, что это утверждение оказалось ошибочным, так как изменение траектории колебаний частиц в волне не изменяет направления волнового вектора, а предложенная Хэмишем конструкция датчиков движения как раз базируется на изменении положения луча.

В настоящей работе приводится исследование возможности построения ДПД, чувствительные элементы которых построены на принципах выявления ортогональной составляющей вектора поляризации, когда звукопровод вращается перпендикулярно направлению распространения волн.

Основные математические выражения, описывающие работу подобных ДПД, базируются на уравнении движения в среде, вращающейся со скоростью Ω , имеющего вид

$$\rho \left(\frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} + 2(\epsilon_{ink} \Omega_n) \frac{\partial \xi_k}{\partial t} + (\Omega_i \Omega_k \xi_k - \Omega_k \Omega_k \xi_i) \right) = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (1)$$

где ρ – плотность среды; ξ_i – компоненты вектора смещения; $\sigma_{ik} = C_{iklm} u_{lm}$ – тензор механических напряжений; C_{iklm} – тензор модулей упругости материала звукопровода; $u_{lm} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \xi_l}{\partial x_m} + \frac{\partial \xi_m}{\partial x_l} \right)$ – тензор деформации; ϵ_{ink} – символ Леви–Чивита; x_k, t – пространственная и временная координаты.

Плоские гармонические волны представляются в виде $\xi_i = \xi_{0i} \cdot \exp[j(\omega t - k_m x_m)]$, где ω – частота круговых колебаний; k_m – компоненты волнового вектора. Для случая распространения плоской волны вдоль оси X_1 кристалла кубической сингонии из уравнения (1) получим систему уравнений:

$$\begin{cases} [C_{11} - \rho V^2 (1 + W_2^2 + W_3^2)] \xi_{01} - (2jW_3 - W_1 W_2) \times \\ \times \rho V^2 \xi_{02} + (2jW_2 + W_1 W_3) \rho V^2 \xi_{03} = 0; \\ (2jW_3 - W_1 W_2) \rho V^2 \xi_{01} + \\ + [C_{44} - \rho V^2 (1 + W_1^2 + W_3^2)] \times \\ \times \xi_{02} - (2jW_1 - W_2 W_3) \rho V^2 \xi_{03} = 0; \\ - (2jW_2 - W_1 W_3) \rho V^2 \xi_{01} + \\ + (2jW_1 + W_2 W_3) \rho V^2 \xi_{02} + \\ + [C_{44} - \rho V^2 (1 + W_1^2 + W_2^2)] \xi_{03} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $W_i = \Omega_i / \omega$ – компоненты относительной скорости вращения; запись модулей упругости выполнена в матричной форме. Система уравнений (2) позволяет в условиях вращения материала звукопровода найти характеристики волн для их распространения вдоль кристаллографических осей кубических кристаллов и для изотропной среды $C_{11} = \lambda + 2\mu, C_{44} = \mu$, где λ, μ – коэффициенты Ламэ для изотропной среды.

В [8] рассмотрена ситуация, когда вращение звукопровода происходит вокруг оси Z , а волна распространяется вдоль оси X (рис. 1).

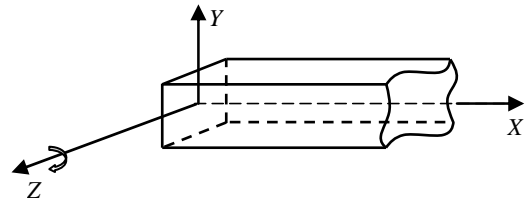


Рис. 1

Были определены типы распространяющихся волн и выполнен анализ изменения их поляризации в условиях вращения среды. В результате выявлено, что при вращении могут распространяться следующие типы базовых волн: 1) поперечная с вектором смещения p_3 , совпадающим с осью вращения (рис. 2, а) и скоростью распространения $v_t = \sqrt{C_{44}/\rho}$, 2) две волны эллиптических поляризации с векторами смещения: p_2 – квазипоперечная и p_3 – квазипродольная (v_1 , рис. 2, б и v_2 , рис. 2, в соответственно), скорость распространения которых зависит от W и определяется выражением (3), а направление вектора смещения определяется отношением (4). Мнимость (4) говорит о фазовом сдвиге между компонентами вектора смещения на четверть периода колебаний по соответствующим осям, поэтому смещение частиц будет носить эллиптический характер.

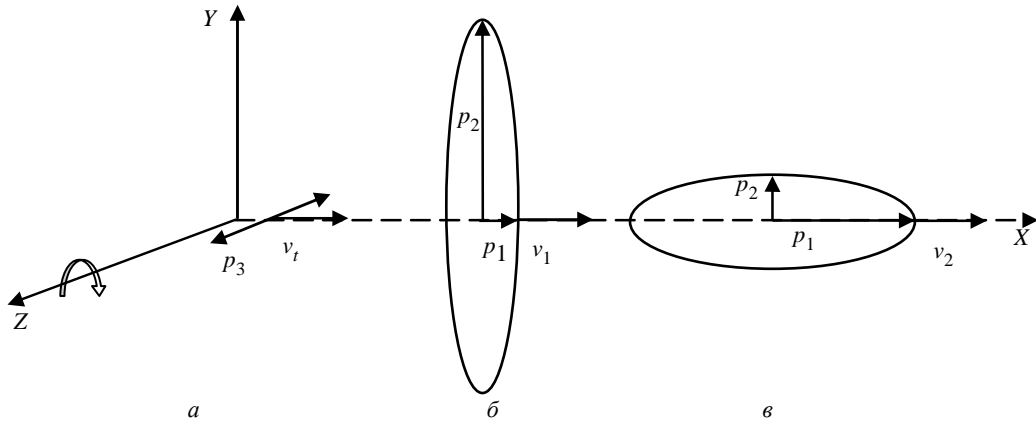


Рис. 2

$$v_{1,2} = \sqrt{\frac{(C_{11} + C_{44})(W^2 + 1) \pm \sqrt{(C_{11} + C_{44})^2(W^2 + 1)^2 - 4(W^2 - 1)^2 C_{11}C_{44}}}{2\rho(W^2 - 1)^2}}, \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \end{pmatrix}_{1,2} = -j \frac{2\rho W v_{1,2}^2}{C_{11} - \rho v_{1,2}^2 (1 + W^2)}. \quad (4)$$

По найденным выражениям для скоростей распространения волн (3) и соотношениям векторов смещений этих волн (4) можно оценить величину информативного сигнала. В качестве такого параметра выступает перпендикулярная компонента вектора смещения, которая появляется в условиях вращения. Можно показать, что она возникнет и в случае возбуждения чисто сдвиговой волны по мере ее распространения.

Если в некоторой точке звукопровода возбудить чисто поперечную волну (рис. 3, а), то ее можно представить как совокупность двух волн эллиптической поляризации (рис. 3, б и в), распространяющихся со скоростями, определяемыми выражением (3).

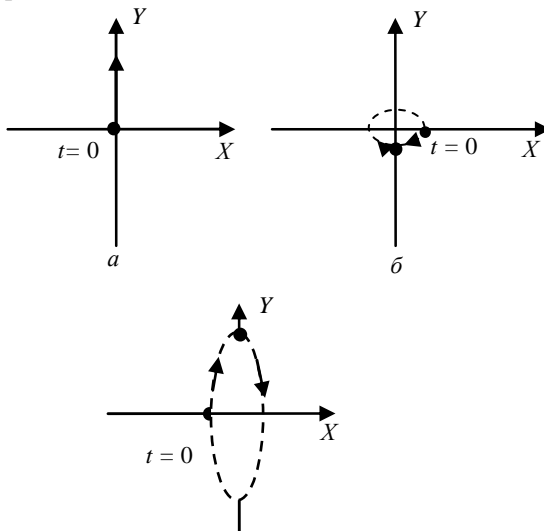


Рис. 3

Смещения в базовых волнах будут происходить вдоль двух осей X и Y:

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \xi_x^I + \xi_y^I = \xi_{x0}^I e^{j(\omega t - k^I x)} + \\ &+ \xi_{x0}^I \frac{p_1}{p_2} \Big|_I e^{j(\omega t - k^I x)} \\ \xi_2 &= \xi_x^{II} + \xi_y^{II} = \xi_{x0}^{II} e^{j(\omega t - k^{II} x + \varphi)} + \\ &+ \xi_{x0}^{II} \frac{p_1}{p_2} \Big|_{II} e^{j(\omega t - k^{II} x + \varphi)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $k^I = \omega/v_1$, $k^{II} = \omega/v_2$ – волновые числа базовых волн.

Покажем, что на основе этих решений можно получить чисто сдвиговую волну для точки запуска, т. е. $x=0$. Запишем смещение в суммарной волне по оси x, которое является суперпозицией компонент смещений базовых волн:

$$\xi_x^\Sigma = \xi_x^I + \xi_x^{II} = 0. \quad (6)$$

Учитывая, что $x=0$ и сокращая временные множители, получаем:

$$(\xi_{x0}^I + \xi_{x0}^{II} e^{j\varphi}) = 0. \quad (7)$$

Следовательно:

$$\xi_{x0}^I = -\xi_{x0}^{II} e^{j\varphi} = \xi_{x0}^{II} e^{j(\varphi - \pi)}. \quad (8)$$

Равенство правой и левой частей уравнения (8) возможно, когда одновременно равны модули и фазы смещений, записанных в комплексной форме. С учетом равенства модулей $\xi_{x0}^I = \xi_{x0}^{II}$. Из равенства фаз следует, что $\varphi - \pi = 0$, тогда можно записать $\varphi = \pi$.

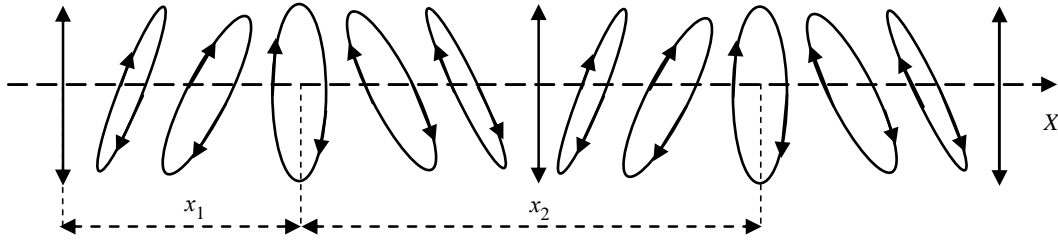


Рис. 4

Суммарная компонента вектора смещения по оси y отлична от нуля:

$$\begin{aligned} \xi_y^\Sigma &= \xi_y^I + \xi_y^{II} = \xi_{x0}^I \frac{p1}{p2} \Big|_t e^{j\omega t} + \xi_{x0}^{II} \frac{p1}{p2} \Big|_l e^{j(\omega t + \varphi)} = \\ &= \xi_0 \left[\frac{p1}{p2} \Big|_t e^{j\omega t} + \frac{p1}{p2} \Big|_l e^{j(\omega t + \pi)} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, смещения в волне будут происходить только вдоль оси Y , поэтому поляризация суммарной волны, составленной из двух волн эллиптической поляризации, в момент возбуждения будет линейной. Однако поскольку волновые вектора базовых волн не равны из-за различных скоростей распространения, при изменении x указанные условия будут нарушены. Появится компонента смещения вдоль оси X . Для численной оценки чувствительности ДПД, построенных на указанном принципе, необходимо рассчитать расстояние, на котором наблюдается максимум возникающей ортогональной компоненты вектора поляризации распространяющейся волны. Оно определяется из условия кратности разности фаз двух базовых волн 2π :

$$\begin{aligned} k^I x - k^{II} x + \varphi &= 2\pi n \\ x_n &= \frac{(n - 0.5) T v_1 v_2}{v_2 - v_1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Например, для плавленого кварца ($v_1 = 3.76 \cdot 10^3$ м/с, $v_2 = 5.96 \cdot 10^3$ м/с) расстояние появления первого максимума ($n=1$) на частоте $f = 10$ МГц будет равно $x_1 = 0.5$ мм. Следующий максимум будет наблюдаться на расстоянии 1.5 мм и т. д. Тогда, если разместить приемник продольной компоненты вектора смещения на указанном расстоянии от излучателя чисто сдвиговой волны, то при непрерывном режиме работы излучателя можно судить о вращении тела по величине продольной компоненты. Траектория движения частиц в суммарной линейно поляризованной поперечной волне представлена на рис. 4.

Конструкция датчика параметров движения, построенная на принципе выявления возникающей ортогональной составляющей вектора поляризации, представлена на рис. 5. Важно располагать приемник строго на указанных расстояниях появления максимума информативного сигнала.

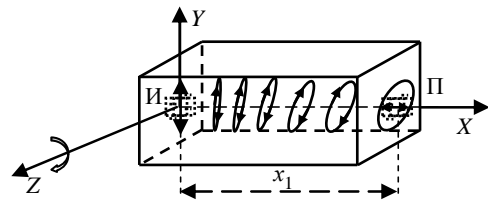


Рис. 5

При использовании импульсного режима (рис. 6, а) на некотором расстоянии от излучателя И (рис. 5) базовые волны эллиптической поляризации разбегутся, перестанут взаимодействовать друг с другом и станут распространяться отдельно. Расстояние, на котором волны прекратят совместное распространение, можно определить при известной длительности импульса $\tau_{И}$. На определенном расстоянии x_p , в момент времени t_1 , сначала появится импульс от квазипродольной волны (рис. 6, б). Через некоторое время, в момент t_2 , в этой же точке окажется импульс от более медленной – квазипоперечной волны (рис. 6, в). Волны перестанут взаимодействовать, когда начало импульса медленной волны придет в точку наблюдения как минимум с опозданием на $\tau_{И}$ по отношению к концу импульса быстрой волны. Тогда, если разместить приемник П (рис. 5) продольной волны на расстоянии больше указанного, он будет принимать два одинаковых сигнала – продольные компоненты вектора смещения сначала от квазипродольной, а затем от квазипоперечной волны.

Условие отдельного распространения базовых волн заключается в задержке импульса от квазипродольной волны на время длительности импульса:

$$\begin{aligned} \frac{x_p}{v_1} &= \tau_{И} + \frac{x_p}{v_2}, \\ x_p &= \tau_{И} \frac{v_1 v_2}{v_2 - v_1}. \end{aligned} \quad (11)$$

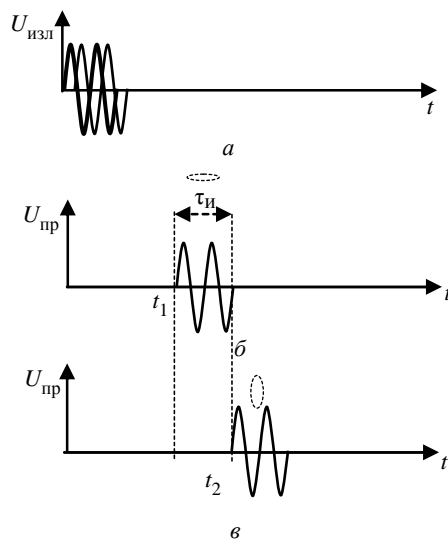


Рис. 6

Для ранее рассмотренного примера (плавленый кварц), при $\tau_{и} = 1$ мкс, отдельный прием

сигнала будет осуществляться на расстояниях не менее 10 мм.

Несмотря на то, что использование импульсного режима снижает уровень полезного сигнала в два раза, в этом случае не требуется тщательного подбора расстояния между излучателем и приемником.

Приведенный в работе анализ подтвердил возможность построения датчиков вращательного движения, основанных на изменении характеристик ОАВ, распространяющихся перпендикулярно оси вращения звукопровода. На его основе предложены способы реализации таких датчиков.

Работы выполнены при поддержке Российского научного фонда в рамках реализации соглашения №14-19-00693 от 23.06.2014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lao Binney Y. Gyroscopic effect in surface acoustic waves // Proc. of IEEE International Ultrasonics Symposium; New York, NY, USA, 5–7 Nov. 1980. P. 687–691.
2. Пат. 2397445 РФ, МПК G01C 19/58. Чувствительный элемент гироскопа / Е. С. Грибкова, Д. П. Лукьянов, А. Н. Перегудов, М. М. Шевелько; 2009118663/28; заявл. 18.05.2009, опубл. 20.08.2010.
3. Пат. РФ № 2392625. Способ измерения угловой скорости / Е. С. Грибкова, Д. П. Лукьянов, А. Н. Перегудов, М. М. Шевелько; заявл. 18.05.2009; опубл. 20.06.2010. Бюл. № 17.
4. Разделение мод колебаний при отражении и преломлении упругих волн в ультразвуковых сенсорах движения / М. М. Шевелько, А. Н. Перегудов, А. А. Поженская, А. И. Лутовинов // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2012. № 3. С. 53–59.
5. Пат. № 2457436 РФ. Чувствительный элемент гироскопа / Е. С. Грибкова, А. Н. Перегудов, А. А. Поженская, М. М. Шевелько; заявл. 20.04.2011; опубл. 27.07.12. Бюл. № 21.
6. Пат. № 2460078 РФ. Способ измерения угловой скорости / Е. С. Грибкова, А. Н. Перегудов, А. А. Поженская, М. М. Шевелько; заявл. 18.04.2011; опубл. 27.07.12. Бюл. № 21.
7. Пат. № 2520949 РФ. Способ измерения угловой скорости и чувствительный элемент на его основе / А. И. Лутовинов, Д. П. Лукьянов, А. Н. Перегудов, А. А. Поженская, М. М. Шевелько; заявл. 07.12.2012; опубл. 28.04.2014).
8. К вопросу о характеристиках волн, распространяющихся во вращающейся среде / А. И. Лутовинов, М. М. Шевелько, А. Н. Перегудов, Я. Дурукан // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2014. № 8. С. 57–61.
9. Hamisch H. Die Ausbreitung elastischer Wellen im rotierenden Medium *Acustica*. 1990. Vol. 72, № 4. P. 275–279.

Ya. Durukan, A. I. Lutovinov, A. N. Peregudov, M. M. Shevelko
Saint Petersburg Electrotechnical University «LETI»

THE POSSIBILITY OF CONSTRUCTING THE ROTARY MOTION SENSORS ON THE BULK ACOUSTIC WAVES

An investigation of the influence of turbo rotation on the parameters of the bulk acoustic waves propagating orthogonally to the axis of rotation is presented. It is shown that this rotation causes a change in the form of the trajectory of particle oscillation. The connection of these appearing characteristics deviations with the rotational speed of the medium is analyzed. The design of the rotary motion sensors is offered.

Acoustic waves, sensors of rotating motion, gyro, elliptical polarization, rotation influence, wave velocity, polarization of the acoustic wave