

Д. П. ЛУКЬЯНОВ, М. М. ШЕВЕЛЬКО, А. Н. ПЕРЕГУДОВ, Е. С. ГРИБКОВА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПОСТРОЕНИЯ
ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МИКРОГИРОСКОПОВ
НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АНИЗОТРОПИИ ПЬЕЗОСВОЙСТВ
КРИСТАЛЛОВ**

Рассматриваются особенности распространения поверхностных акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах, в том числе в условиях вращения тела звукопровода. Обсуждаются принципы построения датчиков углового движения (гироскопов), использующих высокочастотные ультразвуковые колебания. Проанализирована связь ультразвуковой поверхностной волны с сопровождающим ее электрическим полем. Показана возможность применения выявленных эффектов для построения твердотельных гироскопов.

Концептуальную основу современных микромеханических гироскопов (ММГ) составляют вибрационные технологии, обеспечивающие колебательное движение инерционных масс (первичные колебания), которые при наличии угловой скорости перекачивают часть энергии первичных колебаний в ортогональные моды [1]. Такие ММГ получили название вибрационных, и их технологическая база оказалась хорошо совместимой с технологией микромеханических акселерометров (ММА). На этой базе развернулось массовое производство миниатюрных инерциальных модулей невысокого ценового диапазона, соизмеримого со стоимостью малогабаритных приемников сигналов ГЛОНАСС и GPS.

Однако ставшие традиционными концепции построения микромеханических сенсоров, использующих подвижные инерционные массы и гибкие торсионы для их подвеса, не обеспечивают необходимую их виброустойчивость и ударную прочность даже при применении амортизирующего корпусирования. В связи с этим большой интерес представляют твердотельные чувствительные элементы, использующие молекулярную кинетику твердого тела в инерциальных системах отсчета [2 – 5].

На кафедре электроакустики и ультразвуковой техники СПбГЭТУ «ЛЭТИ» традиционно проводятся работы по изучению особенностей распространения ультразвуковых волн в анизотропных средах, в том числе и в пьезодиэлектри-

Лукьянов Дмитрий Павлович. Доктор технических наук, профессор кафедры Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ» им. В.И.Ульянова (Ленина). Действительный член Академии навигации и управления движением.

Шевелько Михаил Михайлович. Кандидат технических наук, старший научный сотрудник, доцент кафедры Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ» им. В.И.Ульянова (Ленина).

Перегудов Александр Николаевич. Кандидат технических наук, старший научный сотрудник, доцент кафедры Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ» им. В.И.Ульянова (Ленина).

Грибкова Екатерина Сергеевна. Ассистент кафедры Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ» им. В.И.Ульянова (Ленина).

ках [6 – 8]. Это связано с широким применением этих материалов в различных устройствах акустоэлектроники. В последние годы такие работы ведутся в ультразвуковых волн – объемных (ОАВ) и поверхностных (ПАВ) – для построения различных малогабаритных твердотельных датчиков движения (акселерометров, гироскопов) [9 – 12]. Основной проблемой, стоящей на пути построения таких устройств, и в частности гироскопов, является их низкая чувствительность, причина которой заключается в зависимости характеристик ПАВ от многих внешних факторов. Поэтому изменения параметров ПАВ, связанные с вращением звукопровода, трудно наблюдать на фоне помех.

Вопрос выделения информационного сигнала может решаться разными способами. Так, в работах [2, 13] оценивается зависимость скорости распространения ПАВ от угловой скорости вращения звукопровода. Другой способ связан с возможностью появления при вращении вторичных волн с направлением распространения, отличным от направления первичной ПАВ. Это может быть достигнуто за счет специально организованных отражающих структур [14, 15], либо за счет рассеяния первичной ПАВ на колеблющихся массах [16, 17].

В отличие от этих работ проведенные авторами исследования позволили предложить новую концепцию построения датчика на ПАВ. В основу рассматриваемых предложений положена зависимость характеристик ПАВ от направления распространения и ориентации звукопровода в кристаллах пьезоэлектриков. Как будет показано ниже, в ряде пьезоэлектриков имеются направления, где деформации от распространяющейся ПАВ не вызывают электрических полей, то есть распространение ПАВ не сопровождается волной электрического потенциала.

Анализ особенностей ПАВ во вращающемся звукопроводе проводился на известных теоретических соотношениях [2, 3]. Задача решалась в системе координат (рис. 1), связанной со звукопроводом и поверхностной волной: ось X_1 совмещается с направлением распространения волны, ось X_2 ориентирована вдоль поверхности звукопровода перпендикулярно направлению распространения ПАВ, ось X_3 является внешней нормалью пьезоэлектрического полупространства звукопровода. Вращение задавалось вектором угловой скорости $\vec{\Omega}$. При вращении тела каждая колеблющаяся точка внутри него, движение которой относительно тела описывается вектором смещений $\vec{\xi}$, помимо линейного уско-

рения $\vec{a}_{\text{лин}} = \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2}$ обладает также центростремительным ускорением

$$\vec{a}_{\text{ц.с.}} = \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{\xi}) \text{ и ускорением Кориолиса } \vec{a}_{\text{Кор}} = 2\vec{\Omega} \times \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t}.$$

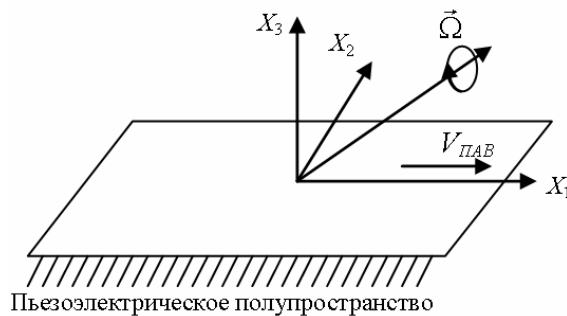


Рис. 1. Система координат для решения задачи о распространении ПАВ

Учет всех составляющих ускорений изменяет вид уравнения движения по сравнению с инерциальным случаем, которое совместно с уравнением состояния (уравнением пьезоэффекта) дает систему дифференциальных уравнений, описывающих распространение акустической волны в пьезоэлектрической среде. В тензорной форме оно примет вид:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \left(\frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} + 2(\epsilon_{ink} \Omega_n) \frac{\partial \xi_k}{\partial t} + (\Omega_i \Omega_k \xi_k - \Omega_k \Omega_k \xi_i) \right) = \\ = C^E_{iklm} \frac{\partial^2 \xi_m}{\partial x_k \partial x_l} + e_{jik} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k}, \\ e_{prs} \frac{\partial^2 \xi_s}{\partial x_p \partial x_r} - \epsilon^u_{pq} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_p \partial x_q} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь C^E_{iklm} , e_{prs} , ϵ^u_{pq} – компоненты тензоров модулей упругости, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных соответственно, с используемыми индексами, принимающими значения от 1 до 3; ρ – плотность среды; φ – электрический потенциал; ϵ_{ink} – тензор Леви–Чивита. Последний обращается в ноль в случае равенства хотя бы двух индексов и принимает значение +1 для комбинаций индексов (1, 2, 3), (2, 3, 1) и (3, 1, 2) или –1 для трех оставшихся комбинаций: (1, 3, 2), (2, 1, 3) и (3, 2, 1).

Решение уравнений (1) можно найти в виде линейной комбинации плоских гармонических волн, описываемых выражениями:

$$\begin{aligned} \xi_i = \xi_{i0} \cdot \cos(\omega t - k_m x_m), \\ \varphi = \varphi_0 \cdot \cos(\omega t - k_m x_m), \end{aligned} \quad (2)$$

где ξ_{i0} – амплитуда волны; $k_m = k \cdot l_m$ – компоненты волнового вектора; l_m – направляющие косинусы волнового вектора; $k = \omega/V$ – волновое число; ω – частота ультразвуковых колебаний; V – фазовая скорость волны.

Введем параметр $W_i = \Omega_i/\omega$ – относительная угловая скорость вращения. Учитывая, что $\Omega_i/\omega \ll 1$, пренебрегаем членами второго порядка малости $\Omega_i \Omega_k$, $\Omega_k \Omega_k$ в уравнении (1) и записываем систему уравнений типа Грина – Кристоффеля для вращающихся сред

$$\begin{bmatrix} \Gamma_{11} - \rho \cdot V^2 & \Gamma_{12} + 2j\rho \cdot V^2 W_3 & \Gamma_{13} - 2j\rho \cdot V^2 W_2 & \gamma_1 \\ \Gamma_{12} - 2j\rho \cdot V^2 W_3 & \Gamma_{22} - \rho \cdot V^2 & \Gamma_{23} + 2j\rho \cdot V^2 W_1 & \gamma_2 \\ \Gamma_{13} + 2j\rho \cdot V^2 W_2 & \Gamma_{23} - 2j\rho \cdot V^2 W_1 & \Gamma_{33} - \rho \cdot V^2 & \gamma_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 & \gamma_4 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \xi_{01} \\ \xi_{02} \\ \xi_{03} \\ \varphi_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $\Gamma_{im} = C^E_{iklm} l_k l_l$, $\gamma_i = e_{jik} l_j l_k$, $\gamma_4 = -\epsilon^u_{pq} l_p l_q$.

Система уравнений (3) имеет ненулевые решения, если ее определитель равен нулю:

$$\det \begin{bmatrix} \Gamma_{11} - \rho \cdot V^2 & \Gamma_{12} + 2j\rho \cdot V^2 W_3 & \Gamma_{13} - 2j\rho \cdot V^2 W_2 & \gamma_1 \\ \Gamma_{12} - 2j\rho \cdot V^2 W_3 & \Gamma_{22} - \rho \cdot V^2 & \Gamma_{23} + 2j\rho \cdot V^2 W_1 & \gamma_2 \\ \Gamma_{13} + 2j\rho \cdot V^2 W_2 & \Gamma_{23} - 2j\rho \cdot V^2 W_1 & \Gamma_{33} - \rho \cdot V^2 & \gamma_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 & \gamma_4 \end{bmatrix} = 0. \quad (4)$$

На основании уравнения (4) можно получить связь между скоростью распространения волны V вдоль границы и компонентами направляющих косинусов l_i (исходя из степени уравнения и учитывая условие затухания волны при удалении от границы, таких решений может быть четыре). После подстановки скорости и компонент направляющих косинусов в (3) находят относительные амплитуды вектора смещения $p_i^{(n)}$ ($i = 1, 2, 3$) и величины электрического потенциала ($\varphi_0 = p_4^{(n)}$) для всех полученных парциальных составляющих ($n = 1, 2, 3, 4$). Уравнения, описывающие поверхностную волну, таким образом, можно записать:

$$\begin{aligned} \xi_i &= \sum_{n=1}^4 A^{(n)} p_i^{(n)} \cdot \exp[-j \cdot k(l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3^{(n)} x_3 - V)], \\ \varphi &= \sum_{n=1}^4 A^{(n)} p_4^{(n)} \cdot \exp[-j \cdot k(l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3^{(n)} x_3 - V)]. \end{aligned} \quad (5)$$

При этом искомые параметры поверхностной волны $A^{(n)}$, $p_i^{(n)}$, $l_3^{(n)}$ и V должны удовлетворять граничным условиям. На свободной поверхности пьезоэлектрика равны нулю нормальные компоненты механических напряжений

$$\sigma_{3k} = C^E_{3klm} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_l} + e_{j3k} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} = 0.$$

Граничные условия для электрических величин на свободной неметаллизированной границе заключаются в непрерывности компонент вектора электрической индукции \vec{D}

$$D_3^{\text{пьезоэлектрик}} \Big|_{x_3=0} = D_3^{\text{вакуум}} \Big|_{x_3=0} \Leftrightarrow e_{3sr} \frac{\partial \xi_s}{\partial x_r} - \varepsilon^u_{3q} \frac{\partial \varphi}{\partial x_q} = k\varepsilon_0 \varphi.$$

Эти условия приводят к системе линейных алгебраических уравнений относительно искомых амплитуд вида $A^{(n)} G_{in} = 0$, решение которой нетривиально, если

$$\det(G_{in}) = 0, \quad (6)$$

где G_{in} – коэффициенты системы, полученные при подстановке выражений (5) в граничные условия.

Таким образом, рассматриваемая задача расчета ПАВ заключается в нахождении таких значений $A^{(n)}$, $p_i^{(n)}$, $l_3^{(n)}$ и V в уравнении (3), которые будут удовлетворять уравнениям (4) и (6) для заданных условий распространения. Последние определяются кристаллографическим срезом пьезоэлектрического материала, направлением распространения волны в нем и угловой скоростью вращения тела звукопровода.

На основе приведенных теоретических зависимостей была составлена программа численного анализа характеристик ПАВ в пьезодиэлектрических кристаллах. Исследование распространения волны позволило установить наличие таких срезов и направлений, где поверхностная волна не сопровождается волной электрического потенциала при отсутствии вращения звукопровода. Оценка в соответствии с отмеченными ранее подходами проводилась двумя способами:

- на основе сравнения скоростей ПАВ, рассчитанных с учетом наличия пьезосвойств в материале звукопровода $V_{П}$ и без этого учета V ;
- на основе прямой оценки величины электрического поля (потенциала) Φ , что требует введения в алгоритм расчета дополнительных операций (решение системы граничных уравнений для оценки амплитуд парциальных составляющих поверхностной волны и вычисление нормированных значений компонент этой волны).

Анализ показал равноценность этих подходов с точки зрения поиска направлений распространения ПАВ, не связанной с электрическим полем.

На рис. 2 и 3 показаны рассчитанные кривые угловых зависимостей изменения (увеличения) скорости ПАВ за счет пьезоэффекта и величины нормированного электрического потенциала ϕ/ϕ_0 для Y -среза пьезокварцевого звукопровода соответственно. Здесь ϕ – амплитуда волны электрического потенциала для заданного направления, отнесенная к некоторой амплитуде смещения, а ϕ_0 – аналогичная величина для волны, распространяющейся по поверхности звукопровода ST -среза, отнесенная к той же амплитуде смещения.

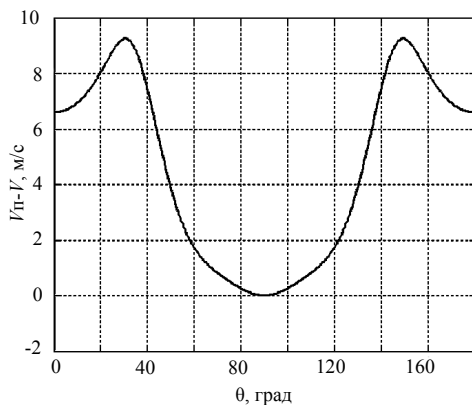


Рис. 2. Зависимость приращения скорости ПАВ из-за пьезоэффекта для Y -среза пьезокварцевого звукопровода от угла между осью X_1 и направлением распространения ПАВ (угол Эйлера θ)

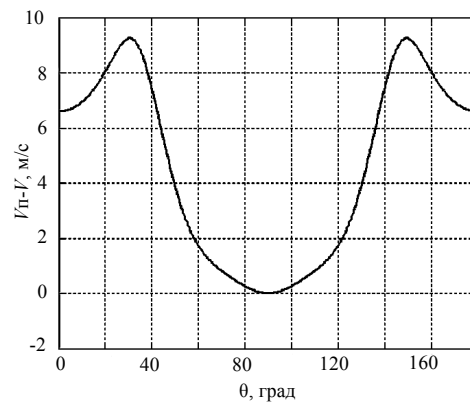


Рис. 3. Зависимость нормированной величины электрического потенциала для Y -среза пьезокварцевого звукопровода от угла между осью X_1 и направлением распространения ПАВ

Как видно из рисунков, в обоих случаях выявлено одно и то же «непьезоэлектрическое» направление, соответствующее углу 90° . Однако в целом оценить характер изменения электрического потенциала (например, определить максимальное значение возникающего поля) только по разности скоростей нельзя из-за анизотропии пьезосвойств материала.

В результате выполненного моделирования в кварце была выявлена целая совокупность ориентаций и направлений, где распространение ПАВ при отсутствии вращения не сопровождается электрическим полем. Пространственное положение волновых векторов поверхностной волны рэлеевского типа, не сопровождаемой электрическим полем, для звукопроводов, содержащих кристаллографическую ось X , изображено на рис. 4. Видно, что все волны, распространяющиеся в направлении, соответствующем пересечению звукопровода с плоскостью YZ , обладают указанным свойством. Эти векторы формируют фигуру типа диска. Тем же свойством обладают и волны, распространяющиеся в дан-

ных срезах под углом 60° к указанному направлению, при этом формируется конус. Аналогичные свойства будут иметь место при повороте полученной фигуры на угол 120 и 240° и зеркальном отражении, что связано с симметрией кристаллического кварца.

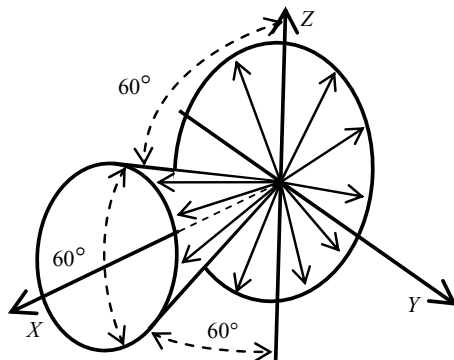


Рис. 4. Пространственное положение волновых векторов ПАВ, не связанных с электрическим полем, в срезах пьезокварца, содержащих кристаллографическую ось X

Проведенный анализ показал, что такие «непьезоактивные» направления связаны с особым видом определителя системы уравнений Грина – Кристоффеля. В определенных условиях при отсутствии вращения ($W = 0$) он может приобрести вид

$$\begin{bmatrix} \Gamma_{11} - \rho \cdot V^2 & 0 & \Gamma_{13} & 0 \\ 0 & \Gamma_{22} - \rho \cdot V^2 & 0 & \gamma_2 \\ \Gamma_{13} & 0 & \Gamma_{33} - \rho \cdot V^2 & 0 \\ 0 & \gamma_2 & 0 & \gamma_4 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \xi_{01} \\ \xi_{02} \\ \xi_{03} \\ \varphi_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Система при этом разделяется на два независимых соотношения:

$$\begin{bmatrix} \Gamma_{11} - \rho \cdot V^2 & \Gamma_{13} \\ \Gamma_{13} & \Gamma_{33} - \rho \cdot V^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \xi_{01} \\ \xi_{03} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} \Gamma_{22} - \rho \cdot V^2 & \gamma_2 \\ \gamma_2 & \gamma_4 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \xi_{01} \\ \varphi_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Для первой системы $\xi_1 \neq 0$, $\xi_3 \neq 0$, $\xi_2 = 0$, $\varphi = 0$, что соответствует непьезоактивной волне Рэлея. Для второй: $\xi_2 \neq 0$, $\varphi \neq 0$, $\xi_1 = \xi_3 = 0$, что соответствует волне Гуляева–Блюштейна.

Таким образом, направление возможного существования волны Гуляева–Блюштейна одновременно является и направлением, в котором поверхностная волна Рэлеевского типа распространяется без сопровождения электрическим потенциалом, то есть не является пьезоактивной. При этом обращаются в ноль коэффициенты Γ_{12} , Γ_{23} , γ_1 и γ_3 системы Грина–Кристоффеля. Для пьезоэлектрических составляющих можно отметить некоторую закономерность. Поскольку

$$\gamma_1 = (e_{111}l_1 + e_{113}l_3 + e_{311}l_3 + e_{313}l_3) = 0,$$

$$\gamma_3 = (e_{131}l_1 + e_{133}l_3 + e_{331}l_3 + e_{333}l_3) = 0$$

и l_3 для поверхностной волны имеет комплексный характер, это влечет за собой необходимость обращения в ноль компонент матричной формы записи тензора пьезоэлектрических составляющих в системе координат, связанных со звукопроводом (см. рис. 1)

$$e_{11} = e_{13} = e_{15} = e_{31} = e_{33} = e_{35}.$$

При вращении звукопровода изменяются компоненты тензора Грина-Кристоффеля. Для ненулевой проекции оси вращения на оси X_1 или X_3 коэффициенты $\Gamma_{12} + 2j\rho \cdot V^2 W_3$ или $\Gamma_{23} + 2j\rho \cdot V^2 W_1$ становятся ненулевыми, система не разбивается на две независимые, и электрический потенциал становится необходимой составляющей решения для поверхностной волны. Таким образом, поверхностная волна будет сопровождаться электрическим полем.

Результаты проведенного моделирования подтвердили возникновение электрического поля при вращении звукопровода. На рис. 5 показаны угловые зависимости относительной величины электрического потенциала при разных скоростях вращения звукопровода вокруг направления распространения ПАВ ($W_1 = 0; \pm 0.001; \pm 0.002$).

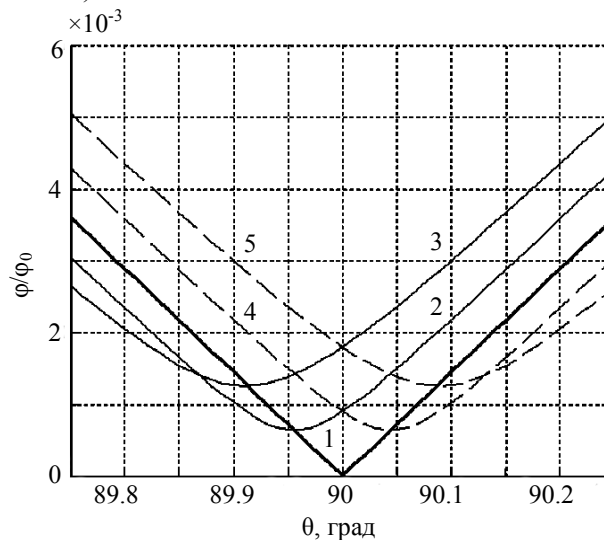


Рис. 5. Зависимости нормированного потенциала от угла между осью X_1 и направлением распространения ПАВ при вращении звукопровода вокруг оси распространения с относительными скоростями: 1) $W_1 = 0$; 2) $W_1 = 0.001$; 3) $W_1 = 0.002$; 4) $W_1 = -0.001$; 5) $W_1 = -0.002$

Как видно из графиков, для направления $\theta = 90^\circ$ при вращении возникает волна электрического потенциала, амплитуда которой пропорциональна относительной скорости вращения W . Изменение направления вращения приводит к такому же увеличению потенциала. Для определения направления вращения в этом случае необходимо анализировать фазу возникающей волны потенциала. Однако если выбрать направление, отличное от $\theta = 90^\circ$, то в этом случае при отсутствии вращения распространяющаяся ПАВ создает электрический потенциал, который будет увеличиваться или уменьшаться в зависимости от направления вращения. На рис. 6 показана зависимость изменения нормированного потенциала от относительной скорости вращения для направления распространения ПАВ, $\theta=90^\circ$ (кривая 2), а также для углов $\theta = (90-0,2)^\circ$, $(90+0,2)^\circ$ (кривые 1 и 3 соответственно). Как видно из рисунка, для практически реализуемых величин скорости вращения $W < 0,001$ данная зависимость является линейной.

Линейный характер зависимости позволяет по величине возникающего потенциала судить о направлении и скорости вращения, тем более что в реальных практических случаях W не превышает 10^{-6} .

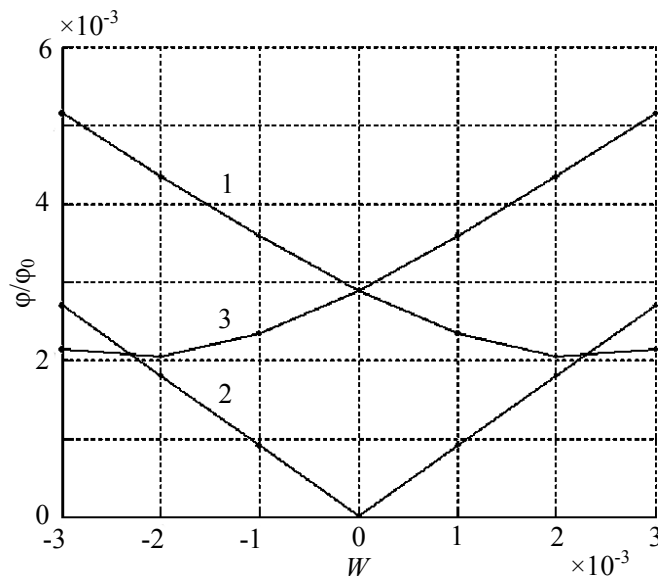


Рис. 6. Зависимость изменения нормированного потенциала от относительной скорости вращения для различных углов между осью X_1 и направлением распространения ПАВ: 1) $89,8^\circ$; 2) 90° ; 3) $90,2^\circ$

В работе была проанализирована величина изменения поля $(\Delta\varphi/\varphi_0)/W$ от направления распространения ПАВ при вращении вокруг различных осей X_1 , X_2 , X_3 . Эти зависимости отражают кривые 1, 3 и 2 на рис. 7 соответственно. При вращении звукопровода вокруг оси X_2 (кривая 3) потенциал электрического поля не меняется. При вращении вокруг оси X_1 (кривая 1) имеет место наибольшая чувствительность, значение которой постоянно вблизи «непьезоэлектрического» направления и только изменяет знак на противоположный в точке, соответствующей этому направлению. Вращение вокруг оси X_3 приводит к аналогичным эффектам, но несколько меньшим по величине. Таким образом, для выявления оси вращения потребуется три чувствительных элемента с известной взаимной ориентацией осей и соответствующая программа обработки результатов измерений.

Отличительной особенностью выявленных в монокристаллическом пьезокварце «непьезоактивных» направлений является постоянство скорости ПАВ при низких скоростях вращения звукопровода ($W < 0.001$), которые реализуются в подавляющем большинстве практических случаев. Зависимость относительного изменения скорости ПАВ от вращения звукопровода вокруг направления распространения ПАВ показана на рис. 8.

Нулевая производная при $W = 0$ указывает на стабильность скорости ПАВ в условиях вращения. Этот факт важен с точки зрения построения сенсорных элементов датчиков вращения, так как постоянство скорости означает, что настройки электродных структур не будут меняться и не будет влияния на формируемый в результате вращения сигнал.

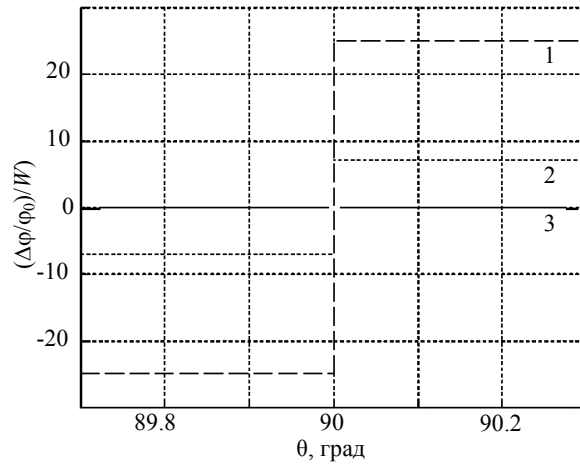


Рис. 7. Зависимость изменения чувствительности по потенциалу к скорости вращения вблизи «непьезоактивного» направления от угла между осью X_1 и направлением распространения ПАВ для трех осей вращения: 1 – вокруг оси X_1 ; 2 – вокруг оси X_3 ; 3 – вокруг оси X_2

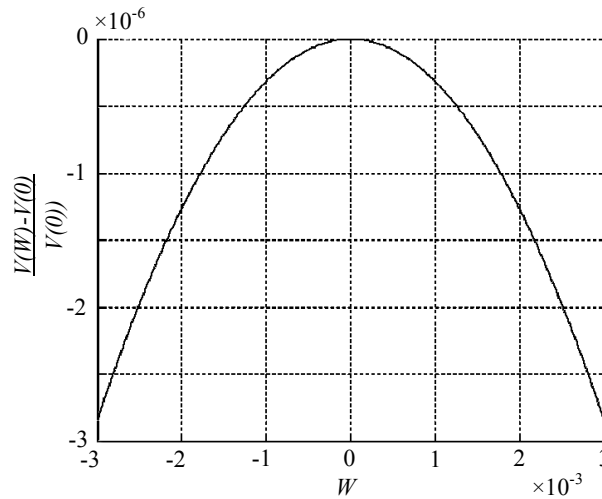


Рис. 8. Зависимость скорости ПАВ от угловой скорости вращения для «непьезоактивного» направления кварца

В работе исследовались и другие материалы звукопроводов ПАВ. Анализ характеристик поверхностных волн в ниобате лития ($LiNbO_3$) показал отсутствие в нем «непьезоактивных» направлений, то есть акустическая волна, распространяющаяся в любом направлении и в любом срезе, сопровождается волной электрического потенциала. В кристаллах CdS рассматриваемый эффект существует: возможно преобразование уравнения Грина–Кристоффеля к уравнению вида (7), и найдены срезы и направления распространения, в которых может распространяться волна Гуляева–Блюштейна и волна Рэлея, не связанная с электрическим полем (например, для волны в X -срезе, распространяющейся вдоль оси X_2 , $\lambda = 90^\circ$, $\mu = 90^\circ$, $\theta = 0$). На рис. 9 показаны зависимости относительной величины электрического поля в X -срезе от угла между волновым вектором и осью X_2 при отсутствии вращения (кривая 1) и при вращении звуко-

провода вокруг направления распространения ПАВ с относительной угловой скоростью $W = 0,001$ (кривая 2).

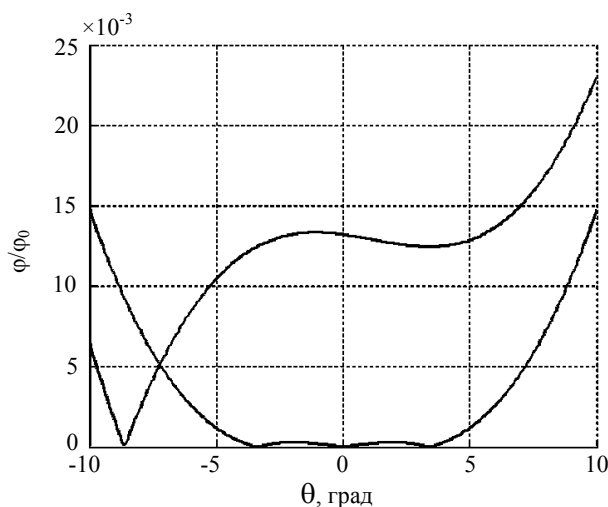


Рис. 9. Зависимость относительной величины электрического поля для X-среза CdS от угла между осью X_1 и направлением распространения ПАВ

Резкие изломы на кривых модуля потенциала связаны с изменением его знака (фаза меняется на 180°). Из приведенных зависимостей видно, что при небольшом отклонении угла θ от нуля не происходит резкого нарастания потенциала. При этом величина изменения потенциала от вращения на порядок больше, чем в кварце (см. рис. 5). Поэтому материал CdS является перспективным материалом для дальнейших исследований.

Проанализированная в работе анизотропия влияния пьезосвойств на ПАВ вплоть до возможного отсутствия связи волны с электрическим полем и выявленное влияние на эти свойства вращения звукопровода, позволило предложить возможные способы использования эффектов в сенсорах датчиков углового движения. Как известно, основной проблемой при разработке таких устройств на акустических волнах является малая величина наблюдаемого полезного сигнала и сложности его выявления на фоне сигналов от основной волны, распространяющейся в звукопроводе.

Один из возможных подходов к построению чувствительного элемента на ПАВ заключается в следующем: распространяющаяся в «непьезоактивных» направлениях волна не может быть принята с помощью встречно-штыревого преобразователя (ВШП), что означает отсутствие или слабость регистрируемого этим ВШП сигнала. Если подложку, в которой распространяется такая волна (не создающая электрического поля), подвергнуть вращению, то возникнет электрический потенциал, и волна может быть зафиксирована размещенным на поверхности звукопровода ВШП. При этом непосредственное возбуждение поверхностной волны невозможно из-за отсутствия или слабости пьезоэлектрической связи. Задача решается с помощью переотражений ПАВ. Возможная конструкция такого устройства показана на рис. 10.

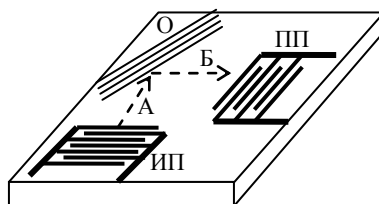


Рис. 10. Чувствительный элемент датчика углового движения с переотражением в «непьезоактивное» направление

Здесь излучающий преобразователь (ИП) генерирует поверхностную волну в некотором направлении А с достаточным коэффициентом преобразования, обеспечивающим необходимый уровень акустического сигнала. Волна переизлучается в направлении Б отражателем О, который может, например, представлять собой установленную под определенным углом грань звукопровода или отражающую периодическую структуру электродов или канавок. Подложка звукопровода ориентирована таким образом, что, распространяясь в направлении Б, поверхностная волна не сопровождается волной электрического потенциала и, следовательно, не может создать электрический сигнал на приемный преобразователь (ПП). При вращении подложки вокруг оси, совпадающей с направлением Б, возникающие колебания (см. рис. 5), создающие переменное электрическое поле, которое будет воспринято приемным ВШП. Несмотря на достаточно слабый выявляемый сигнал, при отсутствии прямого сигнала он может быть усилен внешними цепями обработки сигнала.

Другой подход основан на изменении физических свойств пьезокристалла под влиянием вращения звукопровода. В данном случае встречно-штыревые ИП и ПП расположены на пьезоэлектрической подложке соосно (рис. 11), причем ось совпадает с «непьезоактивным» направлением Б (направлением, где распространение поверхностной акустической волны при отсутствии вращения не связано с электрическим полем).

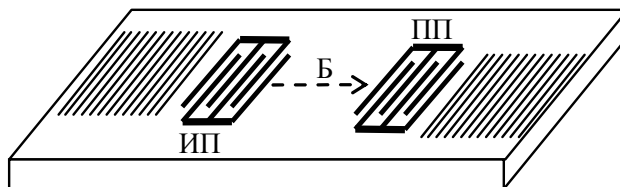


Рис. 11. Чувствительный элемент датчика углового движения с преобразователями, соосными с «непьезоактивным» направлением

Если звукопровод находится в состоянии покоя, то на приемном преобразователе существует только шумовой и другие фоновые случайные сигналы, имеющие сверхмалые амплитуды. Внешние электронные цепи при этом могут быть введены в режим высокой чувствительности. При вращении звукопровода возникает связь электрического поля с механическими колебаниями, что приводит к возможности формирования ПАВ (при соответствии параметров ВШП характеристикам поверхностной волны). Как следствие, вырабатывается малый электрический сигнал, который за счет высокой чувствительности внешних электрических цепей может быть усилен до необходимого для регистрации уровня. В этом случае даже незначительные изменения скорости вращения могут быть выявлены приемным преобразователем.

Таким образом, оба подхода построения датчиков углового движения основываются на регистрации приемным преобразователем электрического поля, сопровождающего ПАВ. При этом величина детектируемого сигнала пропорциональна скорости вращения. Помимо эффекта возникновения поля проведенный анализ показал и наличие стабильности скорости волны, что исключает возможные изменения сигнала из-за рассогласования параметров ПАВ и нанесенных на звукопровод ВШП и отражающих структур.

Работа выполнена в рамках гранта по проекту № 2.1.2.1829 «Исследование эффектов молекулярной динамики объемных и поверхностных акустоэлектрических волн для создания нового поколения вибро- и удароустойчивых твердотельных сенсоров» аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)».

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов Д.П. Микромеханические навигационные приборы: Уч. пособие / Д.П.Лукьянов, В.Я.Распопов, Ю.В.Филатов.- СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2008.
2. Lao Binneg Y. Gyroscopic effect in surface acoustic waves // Ultrasonic Symposium, 1980, P. 687-691.
3. Сарапулов С.А. Гироскопический эффект в поверхностных акустических волнах / С.А.Сарапулов, С.П.Кисиленко // Докл. Нац. ак. наук Украины.- 1987.- С. 62-65.
4. Улитко И.А. Дисперсия плоских гармонических волн в равномерно вращающемся упругом пространстве // Докл. Нац. ак. наук Украины.- 1995- С. 54-57.
5. Сарапулов С.А. Влияние вращения на объемные волны в упругой среде и их использование в твердотельной гироскопии / С.А.Сарапулов, И.А.Улитко // Гироскопия и навигация №4 (35), 2001, С. 64-72.
6. Перегудов А.Н. Волны Гуляева-Блюстейна в кристаллическом кварце / А.Н.Перегудов, Л.А. Яковлев // Известия ЛЭТИ, сб.научн.тр., вып.264 «Электроакустика и ультразвуковая техника», 1980, С. 58-64.
7. Шевелько М.М. Влияние ориентации пьезокварцевых звукопроводов на скорость поверхностных акустических волн / М.М.Шевелько, С.Г.Яковлев, Л.А.Автюхович // Известия ЛЭТИ, сб. научн. тр., Вып.407 «Электроакустические методы в науке и технике», 1989, С. 46 – 54.
8. Перегудов А.Н. Автоматизированная аппаратура для контроля скорости распространения поверхностных акустических волн в пьезоэлектриках / А.Н.Перегудов, М.М.Шевелько, Л.А. Яковлев // Измерительная техника, №12, 1990, с.45 – 48.
9. Лукьянов Д.П. Экспериментальное исследование макета микроакселерометра на поверхностных акустических волнах / Д.П.Лукьянов [и др.] // Петербургский журнал электроники. – 2001. №4. –С. 82-83.
10. Горбачевич В.Ф. Анализ характеристик поверхностных волн в пьезодиэлектрических кристаллах произвольной симметрии / В.Ф.Горбачевич, А.Н.Перегудов, М.М.Шевелько // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», сер. «Приборостроение и информационные технологии», №1, 2004, С.60 – 66.
11. Перегудов А.Н. Анализ характеристик поверхностных акустических волн в деформированных пьезодиэлектрических кристаллах произвольной симметрии / А.Н.Перегудов, Е.С.Попкова, М.М.Шевелько // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», № 8, 2008, с.33 – 39.
12. Грибкова Е.С. Особенности распространения объемных акустических волн во вращающихся твердых средах / Е.С.Грибкова, А.Н.Перегудов, М.М.Шевелько // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», № 1, 2009, С.53 – 58.
13. Lee S.W. A micro rate gyroscope based on the SAW gyroscopic effect // S.W. Lee [etc] J. of micromechanics and Microengineering. 2007. P. 2272 – 2279.
14. Minoru Kurosawa. A surface-acoustic-wave gyro sensor / Minoru Kurosawa [etc.] // Sensors and Actuators, 1998, P. 33-39.
15. Elastic surface wave gyroscope, Yukawa K., Fukuda Y., Higuchi T., Kurosawa M., Minolta Co., Ltd., US Patent US 6237414, No 09/356099, 16.07.1999.