

01;08;12

Ультразвуковой двигатель на волнах в пластинах

© А.Б. Надточий, А.М. Горб, О.А. Коротченков

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,
03022 Киев, Украина
e-mail: nadt@gala.net

(Поступило в Редакцию 18 июля 2003 г.)

Представлены рассчитанные кривые дисперсии скорости волн и фазовые соотношения между компонентами поверхностных смещений при возбуждении волн в пластинах LiNbO_3 XZ -, YZ - и ZY -срезов. Полученные дисперсионные кривые согласуются с экспериментально измеренными частотными зависимостями эффективности возбуждения различных мод волн в пластинах. Зарегистрированные смещения микрочастиц ZnS , помещенных на поверхность пластин указанных срезов, качественно согласуются с рассчитанными фазовыми соотношениями для компонент смещений. Представленные в работе данные могут служить основой для реализации ультразвукового двигателя на волнах в пластине с целью переноса микрочастиц в различного рода физических и технологических процессах.

Введение

Для автоматизации различного рода физических и технологических процессов важное значение имеет пространственное перемещение микрообъектов. Эта задача реализуется различными методами. В частности, известны электростатические [1–3] и магнитные [4] двигатели, используемые в микромеханических системах. Значительными преимуществами обладают ультразвуковые двигатели [5]. Существенно, что ультразвуковые волны могут быть возбуждены вдали от транспортного канала. Это позволяет пространственно разделить возбуждающее электрическое напряжение и механическую систему. Кроме того, использование пьезоэлектрического звукопровода, например LiNbO_3 или кварца, обуславливает существование вблизи поверхности звукопровода движущегося электрического потенциала. Это открывает новые возможности для перемещения заряженных микрочастиц, включая биологические объекты.

Ультразвуковые двигатели в значительной мере ограничены использованием бегущих поверхностных акустических волн и стоячих волн в стержнях и пластинах. Отдельные исследования, проведенные на бегущих волнах в пластинах [6,7], основываются на эффекте „акустического течения“, строго справедливого для гидродинамических систем. Отметим, что важной характеристикой ультразвукового двигателя является степень независимого контроля нормальной и тангенциальной к поверхности компоненты силы. Учитывая разнообразный модовый состав волн в пластинах и соответствующее разнообразие фазовых соотношений между компонентами смещений на поверхности, использование волн в пластинах для реализации ультразвукового двигателя представляется целесообразным. Впервые на возможность такого рода указывалось в работе [7]. Отметим, что ультразвуковой двигатель подобного типа может быть использован и в современных полупроводниковых нанотехнологиях. Например, пространственный перенос носителей заряда в квантовых ямах,

реализуемый в составной системе пьезоэлектрическая подложка–многослойный полупроводник, существенно модифицирует светоизлучательные характеристики полупроводника [8].

Данное исследование посвящено установлению фазовых соотношений между компонентами поверхностных смещений при возбуждении волн в пластинах. Приводятся результаты численных расчетов для пластин LiNbO_3 X -, Y - и Z -срезов. В качестве тестовых приводятся экспериментальные данные по зарегистрированному перемещению микрочастиц, расположенных на поверхностях пластин указанных срезов. Изучению механизма перемещения заряженных объектов в пьезоэлектрическом поле волны будет посвящено отдельное исследование.

1. Принцип действия

Стандартный ультразвуковой двигатель, использующий резонансные колебания пластин, содержит систему выступов на поверхности, расстояния между которыми соотнесены с длиной стоячей волны [9,10]. Движение выступов пластины при ее колебании передается помещенному на них протяженному объекту, перемещение которого и осуществляет такой ультразвуковой двигатель. Изменение моды резонансных колебаний пластины позволяет изменить фазу колебаний выступов, что может приводить к изменению направления перемещения объекта.

Представленный в данной работе ультразвуковой двигатель на бегущих волнах в пластине сочетает механизмы перемещения, характерные для работы двигателя на резонансных колебаниях, и эффект „акустического течения“, увлекающего перемещаемый объект в направлении распространения волны. Одной из особенностей волн в пластинах является возможность существования обратных волн с противоположно направленными фазовой и групповой скоростями [11]. Как следствие, направление перемещения объекта данным двигателем

можно изменять не только варьированием фазовых соотношений между компонентами упругих смещений вдоль и перпендикулярно поверхности пластины с частотой волны, но и переходом от прямой к обратной возбуждаемым волнам.

2. Теоретическая модель

Распространение волн в пластине ниобата лития наиболее детально проанализировано для случая возбуждения нулевых мод s_0 и a_0 волн Лэмба [12]. Нашей задачей является установление фазовых соотношений между компонентами смещений на поверхностях пластин XZ -, YZ - и ZY -срезов в волнах высших мод с целью использования этих результатов при расчетах ультразвуковых двигателей. В приведенных обозначениях срезов пластин первый символ фиксирует нормаль к поверхности пластины, а второй — направление распространения волны.

1) Дисперсия скорости распространения волн в пластинах LiNbO_3 . Рассмотрим задачу распространения волны в пластине толщиной $2h$ (рис. 1, *a*). Ориентация пластины задается относительно системы кристаллофизических координат двумя векторами: $\mathbf{m} = m_x x + m_y y + m_z z$, направленными в сторону распространения волны, и $\mathbf{n} = n_x x + n_y y + n_z z$, перпендикулярным поверхности пластины. В силу их ортогональности должно выполняться условие $\mathbf{n} \cdot \mathbf{m} = 0$. Введем также вектор $\mathbf{l} = \mathbf{m} \times \mathbf{n}$ как векторное произведение \mathbf{m} и \mathbf{n} . Компоненты l_i можно вычислить по формуле $l_i = \delta_{ijk} m_j n_k$, где δ_{ijk} — символ Леви–Чивита. Будем решать задачу в электростатическом приближении. Для этого запишем волновое уравнение

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1)$$

уравнение Пуассона

$$\frac{\partial D_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

и уравнения пьезоэффекта

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + e_{mij} \frac{\partial \varphi}{\partial x_m}, \quad (3)$$

$$D_i = e_{ikl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} - \varepsilon_{ij}^S \frac{\partial \varphi}{\partial x_j}, \quad (4)$$

где ρ — плотность, u_i — компоненты акустических смещений, T_{ij} — компоненты тензора механических напряжений, φ — электрический потенциал, t — время, D_i — электрическая индукция, c_{ijkl}^E — компоненты тензора модулей упругости при постоянном электрическом поле, e_{mij} — компоненты тензора пьезоэлектрических коэффициентов, ε_{ij}^S — компоненты тензора диэлектрической проницаемости при постоянной деформации; в

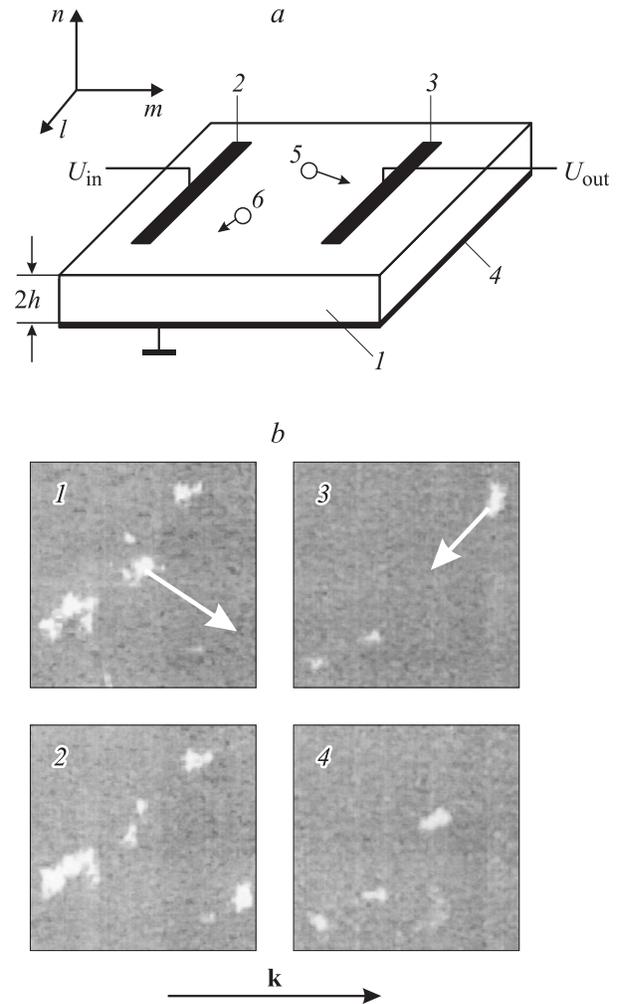


Рис. 1. *a* — геометрия, используемая в расчетах и схема экспериментальных исследований: 1 — пластина LiNbO_3 , 2 — электрод входного преобразователя, 3 — выходной электрод, 4 — металлическая подложка, 5 и 6 — микрочастицы ZnS , перемещаемые волной в пластине; *b* — фрагменты положения микрочастиц на поверхности пластины LiNbO_3 YZ -среза, сфотографированные до (1 и 3) и после (2 и 4) скачкообразного перемещения одной из частиц в направлении волнового вектора \mathbf{k} (2) и в обратном направлении (4). Стрелки на 1 и 3 обозначают перемещения частиц. Размер каждой из областей $280 \times 280 \mu\text{m}$.

дальнейшем индексы E и S у модулей упругости и диэлектрической проницаемости будем опускать.

С целью упрощения записи уравнений обозначим $\varphi = u_4$ и запишем решения системы четырех уравнений (1) и (2) в виде плоских неоднородных волн

$$u_i = a_i \exp \left[ik(Vt - (m_x x + m_y y + m_z z) - \beta(n_x x + n_y y + n_z z)) \right], \quad (5)$$

где a_i — комплексная амплитуда, V — фазовая скорость, β — отношение поперечного волнового числа к продольному волновому числу, $i = 1 \dots 4$.

После подстановки (5) в уравнения (1) и (2) с учетом (3) и (4) получим систему четырех однородных уравнений Кристоффеля относительно неизвестных компонент смещений и потенциала

$$[\Gamma_{pq} - \delta_{pq}\rho V^2][u_k] = 0, \quad (6)$$

где $\Gamma_{pq} = c_{ipqj}R_{ij}$, $\Gamma_{p4} = \Gamma_{4p} = e_{ijp}R_{ij}$, $\Gamma_{44} = -\varepsilon_{ij}R_{ij}$, $R_{ij} = (\beta^2 n_i n_j + \beta(n_i m_j + n_j m_i) + m_i m_j)$, ($i, p, q, j = 1 \dots 3, k = 1 \dots 4$).

Система (6) имеет ненулевые решения, когда определитель этой системы уравнений равен нулю. Он имеет вид полинома восьмой степени относительно β , определяя восемь независимых решений. Тогда общее решение для смещений и потенциала принимает вид

$$u_p = \sum_{q=1}^8 b_q B_{pq} \exp \left[ik(Vt - (m_x x + m_y y + m_z z) - \beta_q(n_x x + n_y y + n_z z)) \right], \quad (7)$$

где $p = 1 \dots 4, q = 1 \dots 8$.

В данном выражении коэффициенты B_{pq} дают связь между парциальными компонентами смещений u_{xq}, u_{yq}, u_{zq} и потенциалом φ_q для каждого β_q . Их можно выбирать в виде алгебраических дополнений по одной из строк матрицы системы уравнений (6).

Восемь коэффициентов b_q находятся из граничных условий, первые шесть из которых выражают равенство нулю нормальных и тангенциальных напряжений на поверхности пластины,

$$T_{ij}n_j(\pm h) = T_{ij}n_i m_j(\pm h) = T_{ij}n_i l_j(\pm h) = 0, \quad (8)$$

а два уравнения отражают непрерывность электрической индукции на поверхности не металлизированной пластины. При металлизации поверхности следует учесть постоянство потенциала на ней

$$D_i n_i(+h) = -\varepsilon_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} n_i, \quad \varphi(-h) = 0. \quad (9)$$

В уравнениях (8) и (9) символами $+h$ и $-h$ обозначены верхняя и нижняя поверхности пластины соответственно. Поскольку уравнения этих поверхностей имеют вид $n_x x + n_y y + n_z z = \pm h$, при написании уравнений (8) и (9) вместо суммы $n_x x + n_y y + n_z z$ в уравнении (7) следует подставить $+h$ или $-h$. В данной работе мы ограничимся рассмотрением пластин с металлизированными нижними гранями. Поэтому в расчетах следует использовать электрические граничные условия, записанные в виде (9). При этом в свободном пространстве над поверхностью пластины электрический потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа $\nabla^2 \varphi = 0$.

Подставляя (7) в граничные условия (8) и (9), получим линейную однородную систему восьми уравнений для восьми неизвестных коэффициентов b_q . После некоторых преобразований компоненты матрицы $[M]$ этой

системы можно представить в виде

$$\begin{aligned} M(1, q) &= \exp(-kh\beta_q) [c_{ijkp}(n_i n_j n_k \beta_q + n_i n_j m_k) B_{pq} \\ &\quad + e_{ijk}(n_i n_j n_k \beta_q + m_i n_j n_k) B_{4q}], \\ M(2, q) &= \exp(2kh\beta_q) M(1, q), \\ M(3, q) &= \exp(-kh\beta_q) [c_{ijkp}(n_i m_j n_k \beta_q + n_i m_j m_k) B_{pq} \\ &\quad + e_{ijk}(n_i n_j m_k \beta_q + m_i n_j m_k) B_{4q}], \\ M(4, q) &= \exp(2kh\beta_q) M(3, q), \\ M(5, q) &= \exp(-kh\beta_q) [c_{ijkp}(n_i l_j n_k \beta_q + n_i l_j m_k) B_{pq} \\ &\quad + e_{ijk}(n_i n_j l_k \beta_q + m_i n_j l_k) B_{4q}], \\ M(6, q) &= \exp(2kh\beta_q) M(5, q), \\ M(7, q) &= \exp(-kh\beta_q) [e_{ijp}(n_i n_j \beta_q + n_i m_j) B_{pq} \\ &\quad - (\varepsilon_{ij}(n_i n_j \beta_q + n_i m_j) + i\varepsilon_0) B_{4q}], \\ M(8, q) &= \exp(kh\beta_q) B_{4q}, \end{aligned} \quad (10)$$

где индексы $i, j, k, p = 1 \dots 3, q = 1 \dots 8$.

Ненулевые решения системы (8), (9) определяются условием

$$\det [M] = 0. \quad (11)$$

Решая уравнение (11), получим соотношение между скоростью V и волновым числом k или частотой $\omega = kV$, т.е. дисперсионные уравнения. Численное решение уравнения (11) сводится к нахождению нулей выражения $\text{Im}(\det [M]) + \text{Re}(\det [M])$ в некотором диапазоне значений частоты при фиксированной скорости V . Используя численные значения модулей упругости, пьезоэлектрических модулей и диэлектрических проницаемостей ниобата лития [12], можно получить дисперсионные зависимости для XZ -, YZ - и ZY -срезов, представленные на рис. 2, а, 3, а, 4, а. Уравнение (7) позволяет найти компоненты смещений в произвольной точке на поверхности или внутри пластины с точностью до постоянного множителя. Для этого коэффициенты b_q и B_{pq} подставляются в (7), где b_q выбираются в виде алгебраических дополнений по одной из строк матрицы (10).

Анализ показывает, что для XZ -среза при симметричных граничных условиях решение распадается на симметричные и антисимметричные моды волн Лэмба. В нашем случае граничные условия являются несимметричными (верхняя поверхность пластины является свободной, а нижняя — закороченной) и такого распада решения не происходит. Об этом свидетельствует также то, что дисперсионные кривые не пересекаются между собой. В случае YZ -среза решение распадается на не пьезоактивные поперечные волны (имеющие смещение вдоль оси x) и волны Лэмба (имеющие смещение вдоль осей y и z). Для ZY -среза аналогично YZ -срезу решение распадается на не пьезоактивные поперечные волны

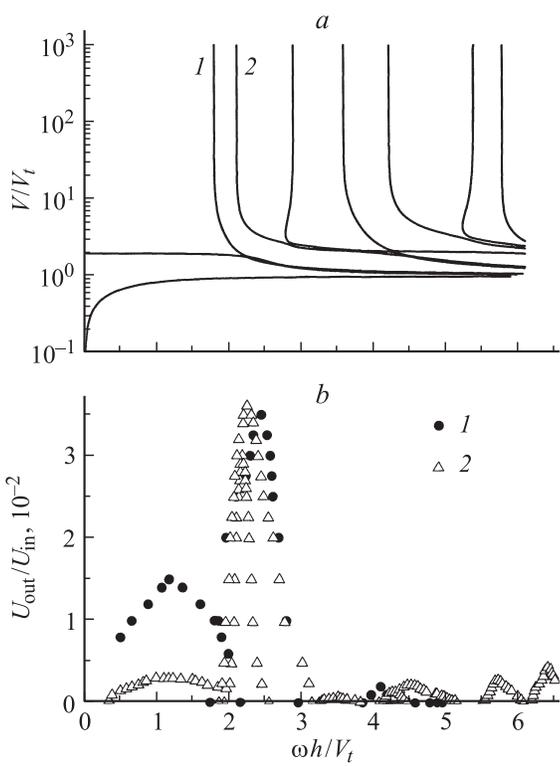


Рис. 2. Рассчитанные дисперсионные кривые (a) и спектр возбуждения (b) для волн в пластинах LiNbO₃ XZ-среза. Цифры у кривых — зависимости для двух мод возбуждаемых волн, анализируемых на рис. 5–7. Значки 1 и 2 — различные образцы. V_t — скорость поперечной волны.

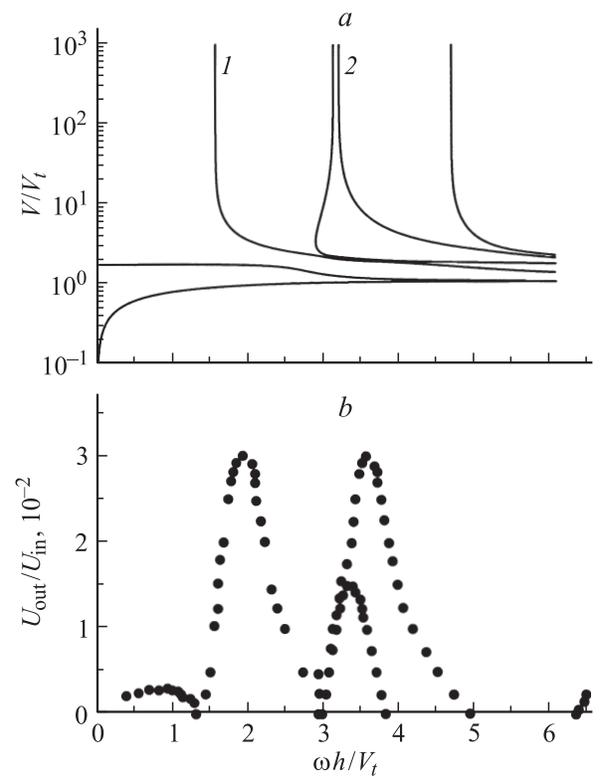


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для волн в пластинах ZY-среза.

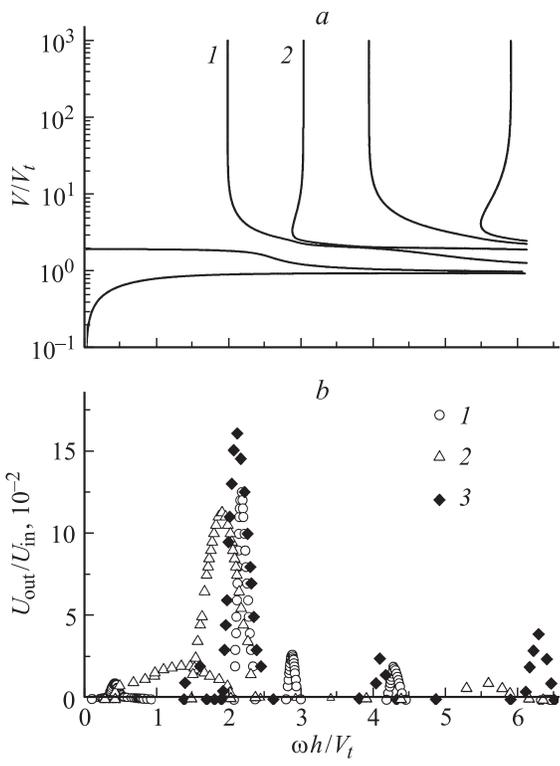


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для волн в пластинах YZ-среза. Значки 1–3 — различные образцы.

(имеющие смещения вдоль оси x) и волны Лэмба со смещениями вдоль осей y и z .

Отметим, что участки положительного наклона дисперсионной кривой, наблюдаемые для ряда зависимостей на рис. 2, a, 3, a, 4, a вблизи частоты рождения моды, свидетельствует о том, что данная мода соответствует обратной волне, у которой фазовая и групповая скорости имеют противоположные направления [11].

2) Фазовые соотношения для компонент смещений на поверхности пластин LiNbO₃. Рассмотрим для примера амплитудные и фазовые соотношения между компонентами смещений на поверхности пластины YZ-среза. При возбуждении волн Лэмба компонента u_x будет равна нулю, а из уравнения (7) можно получить соотношение между компонентами смещений u_y и u_z . Их можно представить в виде

$$u_y = |u_y| \exp(i(\omega t + \phi_y)),$$

$$u_z = |u_z| \exp(i(\omega t + \phi_z)), \quad (12)$$

где $|u_y|$ — абсолютное значение смещения по оси y , ϕ_y — начальный фазовый угол.

Аналогичный смысл имеют соответственно $|u_z|$ и ϕ_z . Вещественная часть (12) определяет вектор смещений на поверхности пластины. Запишем $\Delta\phi = \phi_z - \phi_y$ — сдвиг фаз между компонентами смещений u_z и u_y , тогда

$$\text{Re } u_y = |u_y| \cos(\omega t),$$

$$\text{Re } u_z = |u_z| \cos(\omega t + \Delta\phi). \quad (13)$$

Формулы (13) являются параметрическим уравнением эллипса, поэтому в любой фиксированной точке на поверхности пластины конец вектора смещений за время $T = 2\pi/\omega$ описывает эллипс. Направление вращения конца вектора смещений зависит от сдвига фаз $\Delta\phi$ между компонентами смещений. Если $-\pi < \Delta\phi < 0$, то вращение происходит против часовой стрелки. Если $0 < \Delta\phi < \pi$, то вращение происходит по часовой стрелке.

Результаты анализа фазовых соотношений для компонент смещений на поверхности пластин всех трех рассматриваемых срезов представлены на рис. 5–7. Видно, что характер этих соотношений существенно зависит от типа возбуждаемой моды и среза пластины. Например, переход от моды типа 1 в пластине YZ-среза (график 1 на рис. 6) к моде типа 2 (график 2) значительно гасит компоненту смещения u_z на поверхности за счет увеличения компоненты u_y . Как следствие, изменяется соотношение тангенциальной и нормальной к поверхности компоненты силы, действу-

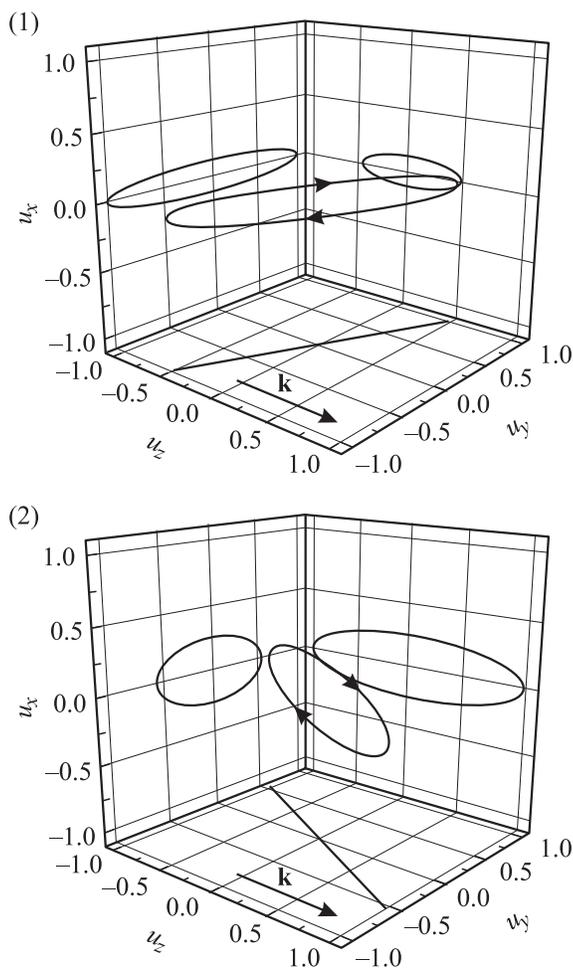


Рис. 5. Эллиптические смещения частиц среды на поверхности пластины LiNbO_3 XZ-среза и их проекции на три взаимно перпендикулярные плоскости при возбуждении двух мод волн в пластине, соответствующих кривым 1 и 2 на рис. 2. Стрелки указывают направления движения частиц среды.

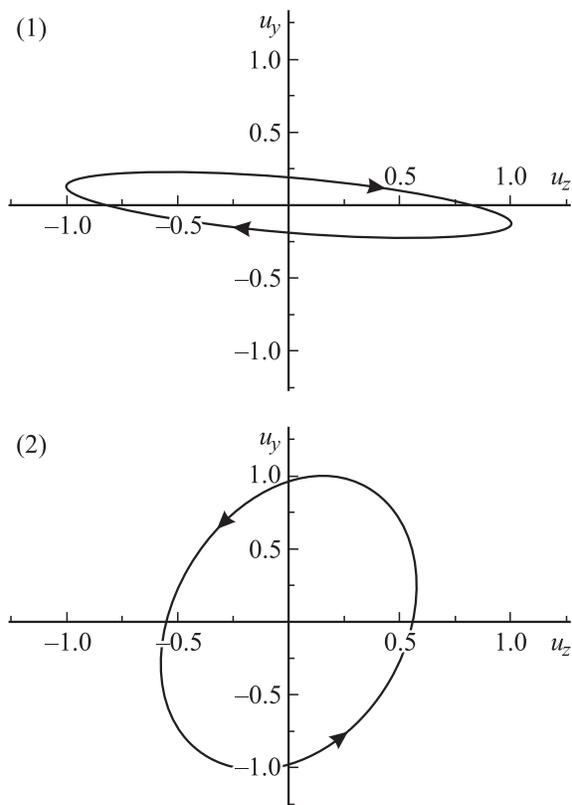


Рис. 6. Эллиптические смещения частиц среды на поверхности пластины YZ-среза при возбуждении двух мод волн в пластине, соответствующих кривым 1 и 2 на рис. 3. Стрелки указывают направления движения частиц среды.

ющей на помещенные на поверхность перемещаемые объекты. Далее, изменяется и направление вращения результирующего вектора смещений (по часовой стрелке на графике 1 (рис. 6) и против часовой стрелки на графике 2). Кроме того, мода типа 2 на рис. 3, а является обратной. Последние два факта прогнозируют преобладание доли обратных (относительно вектора \mathbf{k}) смещений перемещаемых двигателем объектов на моде типа 2 в сравнении со смещениями, реализуемыми на моде типа 1. Следует ожидать преобладание обратных смещений для моды типа 2 для двигателя на пластине YZ-среза и в сравнении с двигателем на пластине ZY-среза, для которого возбуждаемые моды (1 и 2 на рис. 4, а) являются прямыми, а вращение результирующего вектора смещений происходит по часовой стрелке (рис. 7). Проверка обнаруженных закономерностей и осуществлялась в экспериментальном разделе данной работы.

3. Методика экспериментальных исследований

Экспериментально исследовались эффективность возбуждения волн различных мод, а также работоспособность двигателя на этих волнах для пластин LiNbO_3 XZ-,

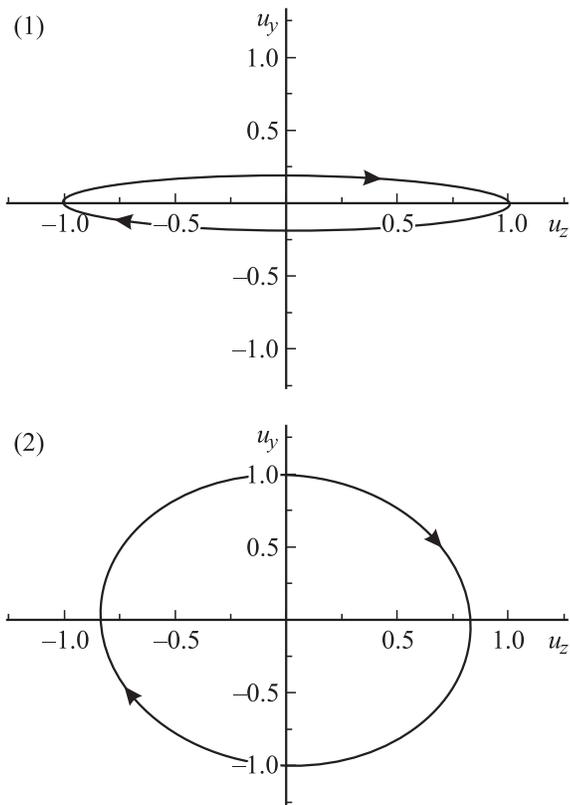


Рис. 7. Эллиптические смещения частиц среды на поверхности пластины ZY -среза ниобата лития при возбуждении мод волн в пластине, соответствующих кривым 1 и 2 на рис. 4. Стрелка указывает направления движения частиц среды.

YZ - и ZY -срезов толщиной от 210 до 1010 μm и линейными размерами в пределах от 1 до 4 см. Для этого на верхней поверхности исследуемой пластины LiNbO_3 (1 на рис. 1, *a*) наносились два одинаковых электрода 2 и 3 шириной $\approx 0.5 \text{ mm}$. Пластина LiNbO_3 свободно размещалась на металлической поверхности 4, которая была заземлена. Электрическое напряжение U_{in} , с помощью которого возбуждались ультразвуковые волны, прикладывалось между электродом 2 и этой металлической подложкой. Электрод 3 служил для регистрации возбуждаемых волн. Сигнал U_{out} с него регистрировался осциллографом. На электроды возбуждения подавались радиоимпульсы длиной около 5 μs . Исследования проводились в частотном интервале от 1 до 17 МГц. Исследовалась зависимость амплитуды сигнала на выходном электроде U_{out} от частоты входного сигнала при неизменной его амплитуде U_{in} .

Для проверки работоспособности двигателя и выводов теоретического рассмотрения на поверхности пластин LiNbO_3 исследуемых срезов помещались отдельные микрочастицы ZnS с диаметром зерна около 13 μm и массой $\approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ g}$ (5 и 6 на рис. 1, *a*). При повышении напряжения U_{in} наблюдались скачкообразные перемещения микрочастиц во всех относительно волнового вектора \mathbf{k} направлениях вдоль поверхности пластины, иллюстрированные стрелками на рис. 1, *a*. Это может быть связано

с ограниченностью размеров пластины и отклонением волнового фронта от плоского. Прыжки микрочастиц регистрировались как визуально с помощью оптического микроскопа, так и путем фотографирования поверхности в последовательные моменты времени (рис. 1, *b*). Анализ перемещений показал, что максимумы их распределения достигаются в направлении распространения волны и в обратном направлении, а количество прыжков перпендикулярно вектору \mathbf{k} пренебрежимо мало. При этом сами величины максимумов зависят как от среза используемой пластины, так и от типа возбуждаемой моды волны в пластине. В дальнейшем приводятся данные по распределению вероятности перемещений $P_f = N_f/N$ в направлении волнового вектора \mathbf{k} и $P_b = N_b/N$ в обратном направлении в зависимости от величины самого перемещения. В приведенных выражениях N_f и N_b обозначают соответственно количество прыжков микрочастицы в направлении \mathbf{k} и в обратном направлении, а N — общее число учитываемых перемещений, которое типично составляло ≈ 200 .

4. Результаты эксперимента и их сравнение с теорией

Результаты исследования эффективности возбуждения различных мод волн в пластинах представлены на рис. 2, *b*, 3, *b*, 4, *b*. Они свидетельствуют о том, что с наибольшей эффективностью при данной конфигурации электродов преобразователя, возбуждаются моды, отмеченные цифрами 1 и 2 на рис. 2, *a*, 3, *a*, 4, *a*. Достаточно эффективно возбуждается также нулевая симметричная мода [13].

Наибольшая эффективность возбуждения указанных мод обуславливает выбор рабочих частот ультразвукового двигателя рассматриваемого типа. Поэтому амплитудные и фазовые соотношения между компонентами смещений волн в пластинах, представленные на рис. 5–7, были вычислены по изложенной выше методике именно для этих мод. Следует отметить, что для каждого из графиков на рис. 5–7 максимальная из компонент смещений нормирована на единицу. Соотношение между результирующими амплитудами колебаний для разных мод и пластин различных срезов может быть аппроксимировано соотношением максимумов для различных возбуждаемых мод на рис. 2, *b*, 3, *b*, 4, *b*.

Анализ данных рис. 5–7 позволяет заключить, что в ультразвуковом двигателе на пластине LiNbO_3 XZ -среза доля смещений микрочастиц в направлении волнового вектора \mathbf{k} должна доминировать над долей частиц, смещенных в направлении $-\mathbf{k}$. Кроме того, количество боковых прыжков относительно вектора \mathbf{k} должно превышать соответствующие значения в пластинах YZ - и ZY -срезов (вследствие наличия компонент $u_x \neq 0$ на рис. 5). Именно такие закономерности были зарегистрированы в эксперименте. Для примера на рис. 8, *a* представлены данные для вероятностей прямого P_f и обратного P_b смещений, действительно свидетельствующие, что P_f значительно больше P_b в пластине XZ -среза.

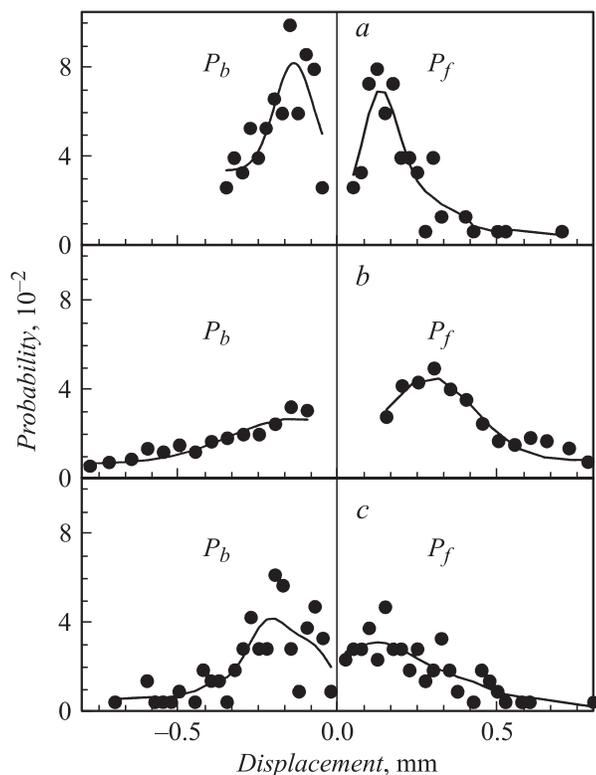


Рис. 8. Сравнение вероятностей прямых P_f и обратных P_b смещений микрочастиц ZnS, помещенных на поверхностях пластин LiNbO_3 XZ- (a), ZY- (b) и YZ-среза (c) при возбуждении волн в пластинах. Приложенное напряжение $U_{in} = 55$ V. Соответствие частот: a — мода типа 2 на рис. 2, a; b — мода типа 2 на рис. 4, a; c — мода типа 2 на рис. 3, a.

При использовании пластины ZY-среза дальность прыжков микрочастиц в направлении $-\mathbf{k}$ возрастает (b на рис. 8), что отражает увеличение доли нормальной к поверхности компоненты смещения на рис. 7 в сравнении с соответствующей долей на рис. 5. Как следствие, осциллирующая тангенциальная компонента силы, действующей на микрочастицы, приводит к более эффективным обратным перемещениям частиц на рис. 8, b.

Наконец, возбуждение в пластине YZ-среза обратной моды типа 2 на рис. 3, a приводит к преобладанию вероятности обратных смещений P_b над вероятностью прямых смещений P_f (рис. 8, c). Последний результат полностью соответствует выводам теоретического рассмотрения, изложенным в 2.2.

Выводы

Рассчитанные дисперсионные кривые и фазовые соотношения для компонент смещений частиц среза на поверхности пластин LiNbO_3 XZ-, YZ- и ZY-срезов могут служить основой для реализации ультразвукового двигателя на волнах в пластине. Зарегистрированные

смещения микрочастиц ZnS, осуществляемые этими волнами, качественно согласуются с ожидаемыми в рамках проведенного теоретического анализа.

Список литературы

- [1] Fan L.S., Tai Y.C., Muller R.S. // Sens. Actuators. 1989. Vol. 20. P. 41–48.
- [2] Trimmer W.S.N., Jebens R. // Sens. Actuators. 1989. Vol. 20. P. 17–24.
- [3] Nakamura K., Ogura H., Maeda S., Sangawa U., Aoki S., Sato T. // Proc. IEEE Intern. Workshop on Micro-Electro-Mechanical Systems. 1995. P. 374–379.
- [4] Akaki T., Okabe M. // Ibid. 1996. P. 244.
- [5] Gravesen P., Branebjerg J., Jensen O. // J. Micromechanics and Microengineering. 1993. Vol. 3. N 4. P. 168–182.
- [6] Moroney R.M., White R.M., Howe R.T. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59. N 7. P. 774–776.
- [7] Горб А.Н., Коротченко О.А. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 17. С. 67–73.
- [8] Nadtochii A.B., Korotchenkov O.A., Grimmeiss H.G. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. P. 125301-1–125301-5.
- [9] Takano T., Tomikawa Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1989. Vol. 28. N 1. P. 164–166.
- [10] He S.Y., Chen W.S., Chen Z.L. // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1998. Vol. 45. N 1. P. 1133–1149.
- [11] Tolstoy I., Usdin E. // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. Vol. 29. N 1. P. 37–42.
- [12] Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [13] Joshi S.G., Jin Y. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 70. N 8. P. 4113–4120.