
**НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ**

УДК 534.2

УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПОТОКАМИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

© 2020 г. В. И. Анисимкин^{а, *}, Н. В. Воронова^б^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация^бНИИ Элпа, Панфиловский просп., 10, Москва, Зеленоград, 124460 Российская Федерация

*E-mail: anis@cplire.ru

Поступила в редакцию 22.04.2019 г.

После доработки 22.04.2019 г.

Принята к публикации 28.05.2019 г.

Исследована возможность управления энергетическими потоками поверхностных (ПАВ) и нормальных (НАВ) акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах без изменения ориентации кристаллов. Показано, что угол Ψ между направлением потока энергии и волновой нормалью ПАВ скачкообразно меняется при металлизации поверхности, а величина скачка зависит от значения коэффициента электромеханической связи волны и его анизотропии в плоскости распространения. Для НАВ угол Ψ дополнительно зависит от номера моды, толщины пластины и длины акустической волны. Благодаря этому излучение мод разных номеров периодическим встречно-штыревым преобразователем (ВШП) на разных частотах осуществляется веерообразно.

DOI: 10.31857/S0033849420010015

ВВЕДЕНИЕ

Направление потока энергии акустических волн имеет важное практическое значение, так как определяет положение приемного преобразователя, принимающего излученный пучок, и вносимые потери акустоэлектронного устройства [1]. Угол Ψ между направлением потока и волновой нормалью зависит от ориентации кристалла и направления распространения волны [2]:

$$\Psi = (1/V)(dV/d\Theta), \quad (1)$$

где V – скорость волны, а Θ – угол, задающий направление волновой нормали относительно кристаллографической оси в плоскости кристалла. Знак и величина угла Ψ определяются наклоном $dV/d\Theta$ кривой $V(\Theta)$ в выбранном направлении распространения (угле Θ). Большим Ψ соответствуют быстрые изменения V с Θ (большие наклоны $dV/d\Theta$), а нулевым Ψ – экстремумы кривой $V(\Theta)$ ($dV/d\Theta = 0$).

При создании практических устройств наряду с направлением потока энергии учитываются и другие характеристики волн – коэффициент электромеханической связи K^2 , определяющий эффективность возбуждения, температурный коэффициент задержки, отвечающий за чувствительность волн к температуре, и т.д. Поскольку при этом оптимальные значения разных акустических характеристик достигаются в разных на-

правлениях распространения и для разных ориентаций кристаллов, возникает вопрос о возможности управления этими характеристиками без изменения направления распространения и ориентации.

Цель данной работы – исследовать возможность управления потоками энергии поверхностных и нормальных акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах.

1. УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПОТОКАМИ ПАВ

Металлизация поверхности зануляет электрические поля на поверхности пьезокристаллов и уменьшает фазовую скорость волны V . Различие скоростей для свободной V_0 и металлизированной V_m поверхностей определяет коэффициент электромеханической связи $K^2 = 2(V_0 - V_m)/V_0$ и его анизотропию в плоскости распространения (угла Θ). Поэтому можно ожидать изменения направления переноса энергии ПАВ при металлизации поверхности.

Для вывода аналитического выражения, описывающего это изменение, запишем значения углов отклонения потока энергии Ψ для свободной (0) и металлизированной (м) поверхностей как $\Psi_0 = (1/V_0)(dV_0/d\Theta)$ и $\Psi_m = (1/V_m)(dV_m/d\Theta)$. Учтем, что V_0 , V_m и K^2 зависят от Θ и что $K^2 = 2(V_0 - V_m)/V_0$.

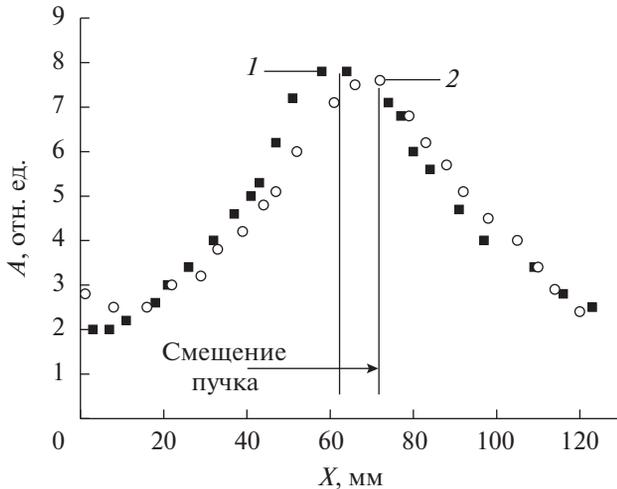


Рис. 1. Профили ПАВ, измеренные в пьезокристалле $ZX\text{-LiNbO}_3$ со свободной (1) и металлизированной (2) поверхностями.

Выразим V_m через V_0 и K^2 , подставим в выражение для Ψ_m и после несложных алгебраических преобразований получим

$$\Psi_m = \Psi_0 - \left\{ dK^2/d\Theta \right\} / \left\{ 2 - K^2 \right\}. \quad (2)$$

Выражение (2) показывает, что отличие углов отклонения потока энергии на металлизированной Ψ_m и свободной Ψ_0 поверхностях пьезокристаллов зависит от коэффициента электромеханической связи волны K^2 и его анизотропии в плоскости распространения. Оно тем сильнее, чем больше величина K^2 и сильнее градиент кривой $K^2(\Theta)$ в выбранном направлении Θ . Так как K^2 для всех известных кристаллов и волн не превышает нескольких десятков процентов, то знаменатель выражения (2) всегда положителен, и поэтому $\Psi_m < \Psi_0$ при $dK^2/d\Theta > 0$, $\Psi_m > \Psi_0$ при $dK^2/d\Theta < 0$ и $\Psi_m = \Psi_0$ (отсутствие эффекта металлизации) при $dK^2/d\Theta = 0$ (экстремумы кривой $K^2(\Theta)$).

Численные расчеты подтвердили наличие эффекта металлизации. При этом для слабых пьезоэлектриков (кварц) величина эффекта была мала и составила всего $|\Psi_m - \Psi_0| \sim 0.1^\circ$, тогда как для сильных пьезоэлектриков (ниобат лития) — эффект становился более заметным и достигал нескольких градусов. Примечательно, что для срезов с $\Psi_0 \approx 0^\circ$ эффект металлизации мог приводить к изменению не только величины, но и знака угла Ψ , т.е. к “перебрасыванию” вектора потока энергии с одной стороны волновой нормали на другую (это имеет место, например, для $YX + 68^\circ\text{-LiNbO}_3$, $YX + 35^\circ\text{-LiTaO}_3$ и $YX + 55.5^\circ\text{-LiTaO}_3$).

Экспериментальную проверку эффекта металлизации проводили с использованием пьезокри-

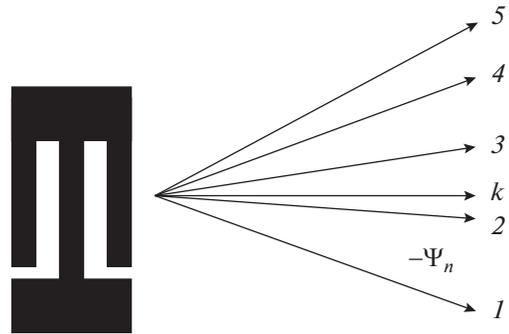


Рис. 2. Схематичное представление “веерообразного” излучения энергетических потоков нормальных волн разных порядков n : $n = 0, f = 12.4$ МГц (1); $n = 1, f = 12.7$ МГц (2); $n = 3, f = 14.2$ МГц (3); $n = 5, f = 16.2$ МГц (4); $n = 7, f = 18.5$ МГц (5); k — волновой вектор, Ψ_n — угол отклонения потока энергии, отсчитываемый от k .

сталла $XZ\text{-LiNbO}_3$, выбор которого был продиктован большой величиной пьезоэффекта, а также отсутствием отклонения потока энергии на свободной поверхности ($\Psi_0 = 0^\circ$) и его возникновением на металлизированной поверхности ($\Psi_m \neq 0^\circ$). Именно такая постановка эксперимента, по нашему мнению, представлялась наиболее корректной, так как противоположная ситуация не увеличения, а уменьшения угла Ψ при металлизации могла быть отнесена за счет воздействия замедляющего упруго-изотропного материала металлического покрытия, для которого $\Psi = 0^\circ$.

Измерения проводили с помощью вольфрамового зонда с диаметром острия 100 мкм, на частоте 5 МГц. Протяженность металлической пленки поликристаллического Ti вдоль направления распространения ПАВ составляла 13.6 мм, ее толщина 1000 Å. Точность измерений угла Ψ была равна $\pm 0.1^\circ$. В соответствии с выражением (2) профили ПАВ в отсутствие и присутствии металлического покрытия (рис. 1), измеренные непосредственно после металлической пленки, демонстрируют смещение звукового пучка при металлизации. Величина смещения согласуется с расчетом и соответствует отклонению потока энергии на угол $\Psi_{m\Delta} \approx -2.2^\circ$.

2. УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПОТОКАМИ НАВ

Подобно акустическим волнам других типов, потоки энергии нормальных волн в анизотропных кристаллах в общем случае также не совпадают с волновой нормалью [3]. Кроме того, как показали исследования данной работы, они зависят не только от направления распространения (угла Θ), но и от номера моды n (рис. 2, 3, таблица 1). Поэтому обычный встречно-штыревой преобразо-

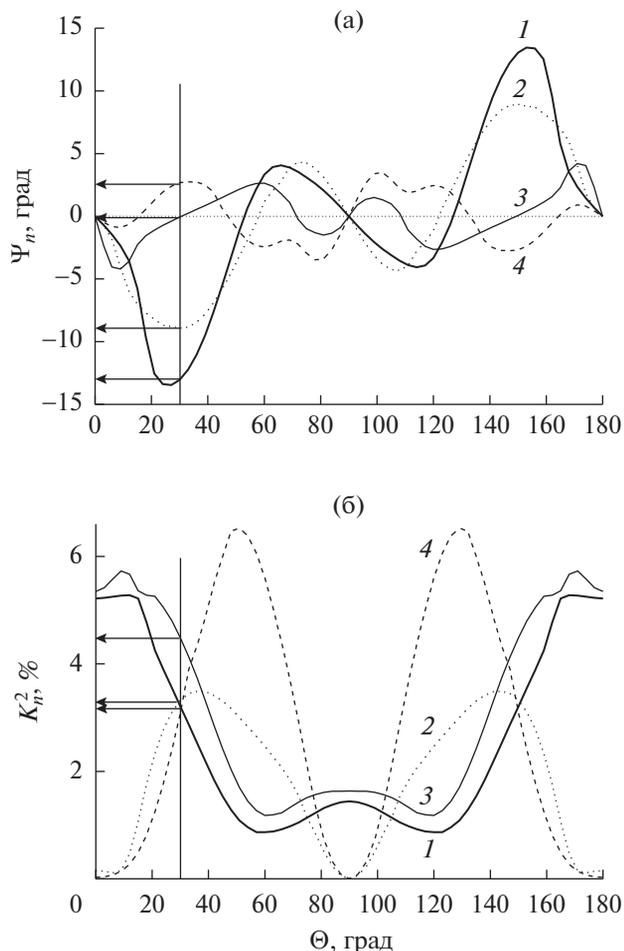


Рис. 3. Зависимости угла отклонения потока энергии Ψ_n и коэффициента электромеханической связи K_n^2 нормальных акустических волн разных номеров от направления распространения (угла Θ) в пластине $128^\circ Y, X + 30^\circ$ -LiNbO₃ (углы Эйлера $0^\circ, 37.86^\circ, \Theta$) толщиной $H/\lambda = 1.67$: $n = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4)

ватель (ВШП), период которого равен длине акустической волны λ , излучает моды разных номеров “веерообразно”, под разными углами Ψ_n к волновому вектору k (см. рис. 2). Более того, частоты мод также отличаются друг от друга из-за различия скоростей мод ($f_n = V_n/\lambda$), типы излученных мод не совпадают друг с другом из-за зависимости их поляризации от их номера n , а эффективность возбуждения различна из-за отличия коэффициентов электромеханической связи у мод разных номеров n даже в одном направлении распространения (см. рис. 3) [3]. Так, для пластины LiNbO₄ толщиной $H/\lambda = 1.67$ энергетические потоки разных мод образуют “веер” с углами Ψ_n от -13.1° до $+5.6^\circ$, частоты мод меняются от 12.4 до 34.1 МГц, а типы волн соответствуют как обобщенным волнам Лэмба, так и квазипродольным

волнам QL -поляризации (см. рис. 3 и таблицу). При этом плавное изменение толщины пластины H и длины волны λ приводит к постепенному изменению направлений потоков каждой моды [3].

Экспериментальная проверка зависимости угла отклонения потока энергии Ψ_n от номера моды n проводилась путем возбуждения волн разных порядков вдоль ($\Theta = 0^\circ$) и под углом ($\Theta = 30^\circ$) к оси X в пластине $128^\circ Y$ -LiNbO₄ толщиной $H/\lambda = 1.67$. В соответствии с расчетами в первом случае отклонение потоков энергии всех мод отсутствовало ($\Psi_n = 0^\circ$), а во втором – максимальные акустические сигналы детектировались разными приемными ВШП, расположенными по дуге вокруг излучающего ВШП, подтверждая зависимость Ψ_n от n и неравенство нулю углов Ψ_n . Так, мода нулевого порядка $n = 0$ наиболее эффективно фиксировалась приемным ВШП, ось которого образовывала угол $\Theta = -45^\circ$ с осью X , что при направлении распространения $\Theta = 30^\circ$ к этой оси давало угол отклонения потока энергии, равный

Таблица 1. Характеристики нормальных акустических волн разных номеров n в пластине $128^\circ Y, X + 30^\circ$ -LiNbO₄ толщиной $H/\lambda = 1.67$ (углы Эйлера $0^\circ, 37.86^\circ, 30^\circ$)

n	V_n , м/с	Ψ_n , град	Тип НАВ
0	3720.69	-13.1	Лэмб
1	3804.95	-8.9	Лэмб
2	4013.36	-0.1	Лэмб
3	4272.11	2.7	Лэмб
4	4678.26	-6.8	Лэмб
5	4858.73	5.3	Лэмб
6	5418.39	-2.8	Лэмб
7	5558.37	5.6	Лэмб
8	6184.44	-1.0	Лэмб
9	6438.84	2.2	Лэмб
10	6620.86	1.6	Лэмб
11	7084.55	-4.1	QL
12	7166.33	1.2	QL
13	7405.95	1.6	Лэмб
14	8049.2	-5.4	Лэмб
15	8162.85	-1.0	Лэмб
16	8411.3	0.8	Лэмб
17	9146.75	-5.5	Лэмб
18	9282.84	-1.7	Лэмб
19	9457.99	0.7	Лэмб
20	10230.8	-5	Лэмб

$\Psi_n = -15^\circ$ в хорошем согласии с расчетом (см. таблицу 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Направления потоков энергии поверхностных и нормальных акустических волн могут меняться как за счет металлизации поверхности пьезоэлектрических кристаллов, так и при изменении номера моды, толщины пластины и длины нормальной волны. При этом в первом случае это изменение носит скачкообразный характер и даже в сильных пьезоэлектриках не превышает нескольких градусов, тогда как во втором – оно может происходить плавно и достигать десятка градусов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-07-00074-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зайцев В.В., Кузнецова И.Е.* Акустические волны в тонких пьезоэлектрических пластинах. М.: Радиотехника, 2018.
2. *Козловский К.Н., Ананских А.В., Лавут А.П.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Общетеchnическая. 1968. Т. 10. № 10. С. 70.
3. *Anisimkin V.I.* // IEEE Trans. 2014. V. UFFC-61. № 1. P. 120.