АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 5, с. 585–589

УДК 534.2

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ

© 2004 г. Н. Л. Батанова, А. В. Голенищев-Кутузов, В. А. Голенищев-Кутузов, Р. И. Калимуллин

Казанский государственный энергетический университет
420066 Казань, Красносельская, 51
E-mail: alex.kutuzov@mail.ru

Поступила в редакцию 06.02.2003 г.

Исследованы особенности отражения и преломления поверхностных акустических волн на периодической доменной структуре, сформированной в ниобате лития. Обнаружена генерация второй акустической гармоники. Предложен механизм линейного и нелинейного взаимодействия акустических волн с периодической доменной структурой.

Особенности распространения акустических волн в нелинейных средах уже давно привлекают внимание ученых как необычностью физических свойств, так и возможностями практического использования [1]. В последнее время объектами исследований и даже реального применения в нелинейной акустике и оптике стали кристаллы с периодически изменяющимися значениями некоторых физических характеристик. Было установлено, что такие периодические структуры обладают рядом необычных свойств и, в частности, локализацией электронных состояний, оптических, упругих и пьезоэлектрических параметров. Первые теоретические работы по генерации и распространению акустических волн через ростовые доменные структуры начались еще в семидесятые годы двадцатого века [2–4]. Затем на ростовых [5] и индуцированных [6–8] периодических доменных структурах (ПДС), а также фотоиндуцированных решетках [9] были осуществлены эксперименты по отражению и преломлению объемных акустических волн. Однако в этих работах и ряде последующих, результаты которых отражены в обзоре [10], не изучались частотные интервалы полного отражения и полного пропускания акустических волн через ПДС и не рассматривались вопросы нелинейного взаимодействия акустических волн с ПДС. Именно эти нерешенные задачи побудили нас провести более полное изучение распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) через ПДС, сформированную в ниобате лития.

Распространение ПАВ через ПДС было исследовано с помощью экспериментальной установки, представленной на рис. 1. ПДС была сформирована электрическим способом [7] вблизи XZ-поверхности монокристалла ниобата лития с размерами 20 (X) × 2 (Y) × 20 (Z) мм. Она состояла из знакопеременных доменов типа "голова к голове" с периодом 50 ± 2 мкм и насчитывала 20 периодов, расположенных вдоль оси Z (1). ПАВ в виде коротких импульсов ($\tau \sim 1$ мкс) и периодом повторения 0.1–1 мс генерировались перестраиваемым генератором (5) с помощью широкополосного уголкового преобразователя (2) и детектировались двумя аналогичными преобразователями (3) и (4) ((4) – прошедший импульс, (3) – отраженный импульс). Угол между волновым вектором падающего импульса и осью ПДС составлял 14°. Для регистрации прошедших и отраженных импульсов ПАВ использовался супергетеродинный приемник (6), резонансная частота которого синхронно перестраивалась с частотой генератора.

Как следует из полученных результатов, в частотном диапазоне 20–200 МГц был обнаружен ряд максимумов в интенсивности отраженных от ПДС акустических импульсов (рис. 2). Этим максимумам в интенсивности отраженных от ПДС импульсов в частотных интервалах 32–35, 62–65, 95–100, 125–133 и 192–198 МГц соответствовали минимумы в интенсивности прошедших через

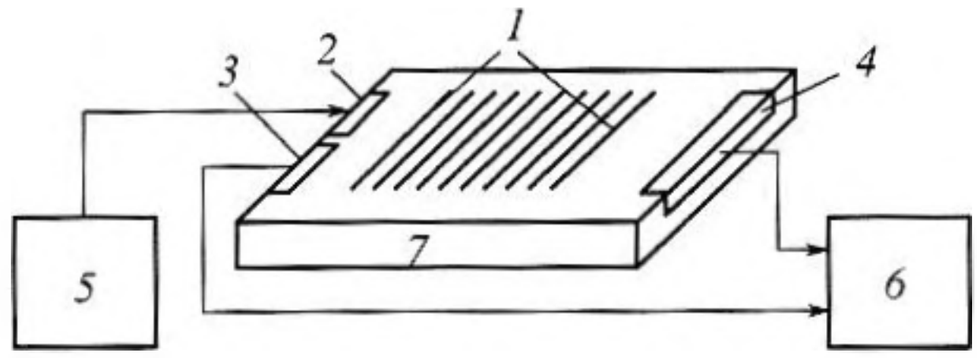

Рис. 1. Блок-схема установки для исследования распространения акустических волн через ПДС: *1* – структура доменов; *2*, *3*, *4* – торцевые преобразователи; *5* – генератор; *6* – супергетеродинный приемник; *7* – образец.

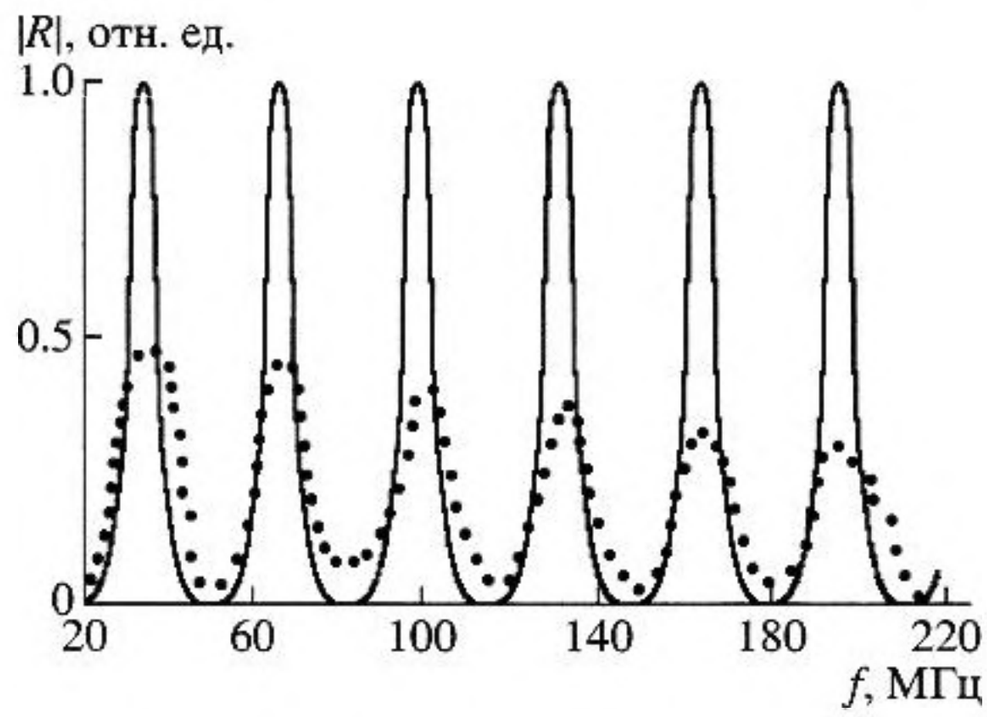

Рис. 2. Спектр отраженных от ПДС акустических импульсов: 1 – теоретический спектр; 2 – экспериментальный спектр.

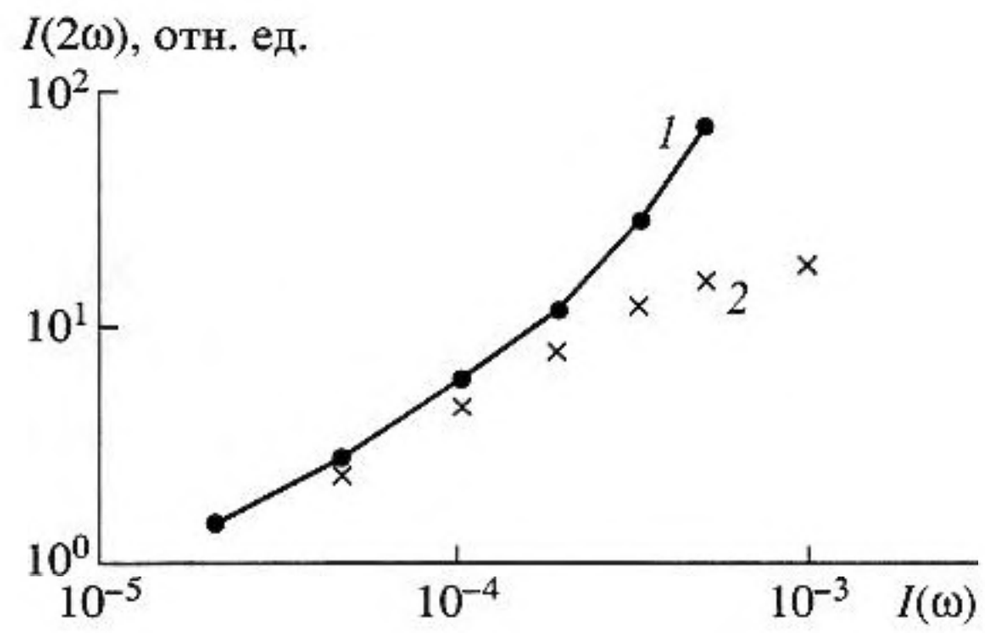

Рис. 3. Зависимость интенсивности второй гармоники ПАВ от интенсивности первой гармоники: *1* – расчетные данные; *2* – эксперимент.

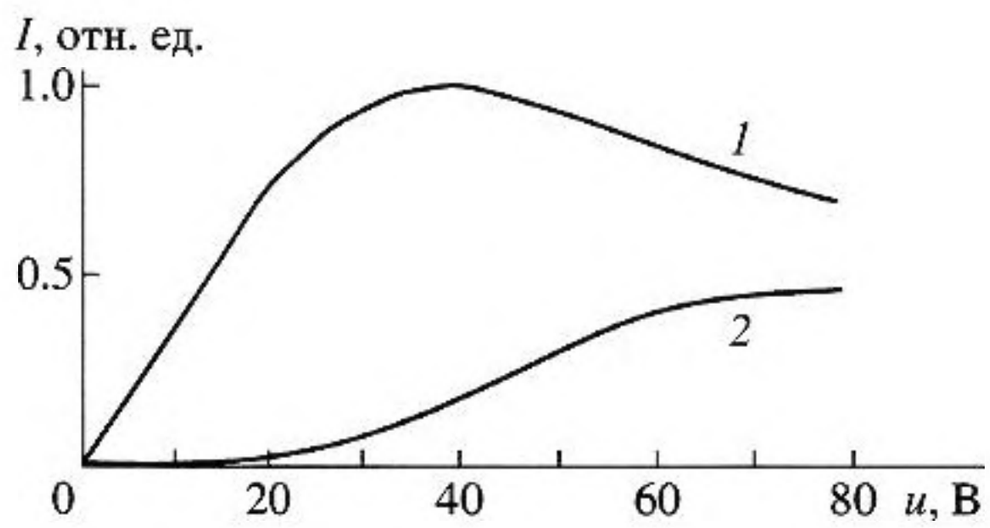

Рис. 4. Зависимость интенсивности первой (*1*) и второй (*2*) гармоник ПАВ от приложенного к преобразователю напряжения.

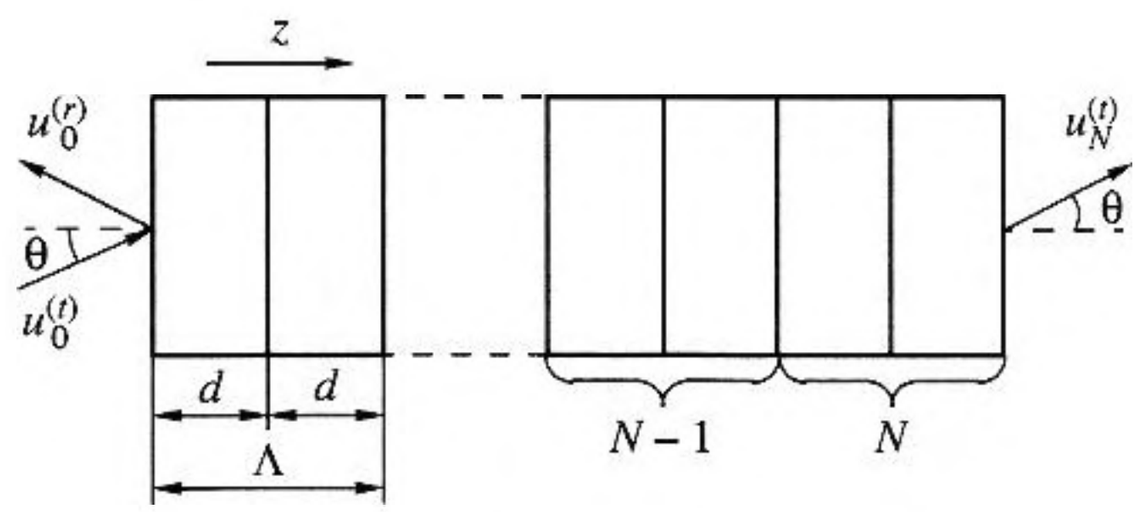

Рис. 5. Геометрия брэгговского отражения системы из N периодов.

ПДС акустических импульсов. При фиксированной частоте генератора в интервале 32–35 МГц и перестройке частоты супергетеродинного приемника были обнаружены помимо сигналов на основной частоте также сигналы отраженных от ПДС акустических импульсов в интервале 60–65 МГц, т.е. на частоте, соответствующей второй гармонике генерируемых акустических импульсов. Коэффициент отражения второй гармоники был почти на порядок меньше, чем аналогичный коэффициент для основной частоты. Он составлял в среднем ~10^{-2}, что почти на два порядка выше, чем коэффициент отражения для аналогичного преобразования с использованием только однородной акустической нелинейности в таком же монокристалле ниобата лития. С увеличением амплитуды импульсов на основной частоте амплитуда импульсов второй гармоники нелинейно возрастала (рис. 3). При этом в зависимости интенсивности на основной частоте $I(\omega)$ от величины переменного напряжения на преобразователе $u(\omega)$ (рис. 4) наблюдается нелинейное уменьшение $I(\omega)$ с ростом $u(\omega)$, что связано с нелинейным увеличением интенсивности сигнала второй гармоники $I(2\omega)$.

Точно такое же поведение интенсивности наблюдалось и при генерации второй гармоники на частотах, удовлетворяющих более высоким резонансам: $f = 63$ МГц, $2f = 126$ МГц и далее на всех последующих гармониках.

Теоретическая интерпретация полученных результатов основана на ряде особенностей ПДС, сформированных в сегнето-пьезоэлектрическом кристалле. Известно, что при каком-либо локальном искажении характера поверхности, проявляющемся в изменении непрерывности таких физических параметров, как компонента деформации, напряжения, электрического потенциала и электрической индукции, возникает отражение ПАВ от границ неоднородностей. Для ПДС в пьезоэлектриках главной особенностью является периодическое изменение знаков пьезоэлектрических коэффициентов e на границах доменов при неизменности упругих и диэлектрических свойств.

Таким образом, брэгговское отражение от ПДС будет возникать вследствие интерференции между падающей волной и волнами, отраженными от внутренних границ между доменами. В ПДС, состоящей из N периодов (рис. 5), насчиты-

вается $2N - 1$ границ типа +/– и –/+, где знаки "+" и "–" относятся к доменам с противоположной поляризацией. В наших экспериментах длительность импульса ПАВ превышала время прохождения импульса через ПДС, поэтому его взаимодействие с ПДС можно рассматривать в квазинепрерывном режиме.

ПДС можно сравнить с одномерным кристаллом, который инвариантен относительно трансляций на постоянную решетки. Поэтому при описании прохождения акустической волны через ПДС можно использовать формальную аналогию с квантовой теорией электронов в кристалле и применять такие понятия, как блоховские волны, разрешенные и запрещенные зоны. Эта модель уже была применена в ряде работ [13, 14] для теоретического описания распространения акустических волн или акустических фононов через периодические структуры.

Поскольку среда является периодической, тензор e можно разложить в ряд Фурье по волновым векторам ПДС k:

$$e(z) = \sum_k e_k e^{-ikz}, \tag{1}$$

где $k = 2\pi m/\Lambda$; $\Lambda = 2d$ – период ПДС; d – размер домена. При этом значения $e_k(m)$ соответствуют порядку m брэгговского отражения. Конструктивная интерференция возникает, когда разность фаз между волнами, отраженными от последовательных границ доменов, составляет целое число длин волн. Таким образом, волновому вектору ПДС можно сопоставить волновой вектор ПАВ $k = \omega/V$, где V – скорость ПАВ. Общее волновое поле внутри каждого домена состоит из полей падающей и отраженной от границы волн. Комплексные амплитуды этих двух волн имеют вид для m-го домена

$$\begin{aligned} &u_m^{(i)}\exp[-ik_r(r - m\Lambda)]\exp[-i(k_y y - \omega t)]; \\ &u_m^{(r)}\exp[ik_r(r - m\Lambda)]\exp[-i(k_y y - \omega t)], \end{aligned} \tag{2}$$

где индексы i и r относятся соответственно к падающей и отраженной волнам.

Волновые поля соседних доменов (1 и 2), связанные между собой условиями непрерывности на границах раздела, как показано в [12, 13], можно выразить друг через друга с помощью матричного уравнения

$$\begin{pmatrix} U_i^{(1)} \\ U_z^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_i^{(2)} \\ U_z^{(2)} \end{pmatrix}, \tag{3}$$

где $A = \exp(-iK\Lambda) - 2i\exp(-ik_z d)$; $B = 2i\exp(ik_z d)$; $C = 2i\exp(ik_z d)$; $D = i\exp(iK\Lambda) + 2i\exp(ik_z d)$; K – блоховское волновое число, задаваемое уравнением

$$K(k_z, \omega) = \frac{1}{\Lambda}\arccos\left[\frac{1}{2}(A + D)\right].$$

Общий множитель $\exp[-i(k_y y - \omega t)]$, как не зависящий от периодической структуры, в рассмотрении опущен.

Подобным образом можно определить коэффициент отражения R_N от структуры, состоящей из N периодов. В этом случае R_N представляет собой отношение комплексной амплитуды $u_0^{(r)}$ отраженной волны на входе ПДС к амплитуде $u_0^{(i)}$ падающей волны (рис. 5). Матричное преобразование (3) заменяется на

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^N \begin{pmatrix} a_N \\ b_N \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Решение уравнения (4), состоящее в возведении в степень N согласующей матрицы с использованием экспоненты Ляпунова [15]

$$\gamma = \lim_{t \to \infty} \frac{1}{t}\left(\frac{D_t}{D_0}\right),$$

имеет вид [12],

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^N = \begin{pmatrix} AU_{N-1} - U_{N-2} & BU_{N-1} \\ CU_{N-1} & DU_{N-1} - U_{N-2} \end{pmatrix},$$

где $U_N = \dfrac{\sin(N+1)KD}{\sin KD}$.

Следовательно, амплитудный коэффициент отражения R_N можно представить как

$$R_N = \frac{b_0}{a_0} = \frac{CU_{N-1}}{AU_{N-1} - U_{N-2}}.$$

Отсюда

$$|R_N|^2 = \frac{C^2}{C^2 + \left(\dfrac{\sin K\Lambda}{\sin NK\Lambda}\right)^2}, \tag{5}$$

$$K = \arccos\left\{\left[\frac{2}{\Lambda}[\cos(k_z d) - q^2\sin(k_z d)]^2\right] - 1\right\}, \tag{6}$$

где q^2 – коэффициент электромеханической связи.

Следует подчеркнуть, что выражение (5) качественно совпадает со значением $|R_N|^2$ при отражении ПАВ от системы из N эквидистантных трапецеидальных выступов, полученным импедансным методом [11].

Значение коэффициента C^2 непосредственно связано с коэффициентом отражения R_1 от единичного домена ($N = 1$) соотношением

$$|R_1|^2 = \frac{|C|^2}{|C|^2 + 1} \text{ или } |C|^2 = \frac{|R_1|^2}{1 - |R_1|^2}.$$

Поскольку $R_1 = q_2 \operatorname{tg}\theta \ll 1$, значение $|C|^2$ приближается к $|R_1|^2$.

Частотный анализ выражения (5) показывает, что структура спектра отражения определяется периодической зависимостью второго члена в знаменателе (5) от $K(\omega, k_y)$. Дисперсионная зависимость между K и ω, k_z, определяемая уравнением (6), позволяет оценить область значений k_z, для которых $|\cos k\Lambda| < 1$ и, следовательно, K – вещественная величина. Эти области, называемые также разрешенными зонами, характеризуются нулевым коэффициентом отражения. Границы таких зон задаются условием $\cos K\Lambda = \pm 1$ или $K\Lambda = \pi m$, $m = 1, 2, 3\ldots$, а коэффициент отражения принимает вид

$$|R_N|^2 = \frac{|C|^2}{|C|^2 + (1/N)^2},$$

т.е. при достаточно больших N коэффициент отражения стремится к единице.

При $|\cos K\Lambda| > 1$ величина K становится комплексной. Этим значениям соответствуют запрещенные зоны, для которых $K = \frac{2\pi m}{\Lambda} + iK$. Максимум отражения реализуется в центрах запрещенных зон, и формула для $|R_N|^2$ принимает вид

$$|R_N|^2 = \frac{|C|^2}{|C|^2 + \left(\frac{\operatorname{sh} K\Lambda}{\operatorname{sh} NK\Lambda}\right)^2}. \quad (7)$$

При больших N второй член в знаменателе (7) экспоненциально стремится к нулю как $\exp[-2(N - 1)K\Lambda]$, поэтому коэффициент отражения в центре запрещенной зоны оказывается порядка единицы.

Как следует из анализа формул (5, 6), между двумя главными максимумами отражения (7) существует $N - 2$ побочных максимумов, удовлетворяющих условию $K\Lambda = \frac{\pi}{2N}(1 + 2m)$. Таким образом, из уравнения (5) следует, что значения $|R|$ имеют периодические максимумы при условии $k_z d = 2\pi m$, что соответствует частотам

$$f_m = Vm/2d. \quad (8)$$

Расчетные значения для $|R|$ при $k = 0.32$, $d = 52$ мкм, $N = 20$, приведенные на рис. 2, вполне соответствуют измеренному спектру отраженных от ПДС волн. Уменьшение амплитуды отраженных импульсов на гармониках можно объяснить зависимостью высших компонент Фурье тензора пьезомодуля e от значения m. По-видимому, только для первого порядка ($m = 1$) можно пренебречь высшими компонентами Фурье, поскольку экспериментальное значение $|R|^2$ близко к рассчитанному значению. Однако этот вопрос требует дополнительного изучения.

Следует отметить различие в спектрах отраженных от ПДС волн и волн, генерируемых на ПДС с помощью переменного электрического поля [7] или лазерным пучком [16]. Если отражение возникает при интерференции волн, отраженных от границ одного типа, и их резонансные частоты описываются выражением (8), то максимумы генерируемых акустических волн возникает при интерференции волн от соседних границ, и $f_m = Vm/d$, т.е. резонансные частоты в два раза выше, чем при отражении.

Нелинейное взаимодействие двух акустических волн (прямой и отраженной) с частотой ω на ПДС, приводящее к генерации второй гармоники (2ω) в обратном направлении, возможно при условии фазового синхронизма [17] $k_{2\omega} + 2k_\omega - k_z = 0$.

Система уравнений трехволнового взаимодействия для всех точечных групп симметрии имеет общий вид

$$\frac{\partial A(\omega)}{\partial z} = \Gamma A_\omega A_{2\omega} \exp(ik_z z), \quad (9а)$$

$$\frac{\partial A(\omega)}{\partial z} = -\Gamma A_\omega A_{2\omega} \exp(-ik_z z), \quad (9б)$$

$$\frac{\partial A(2\omega)}{\partial z} = -\Gamma A_\omega A_\omega \exp(-ik_z z), \quad (9в)$$

где Γ – коэффициент взаимодействия двух волн.

При решении системы уравнений (9) предполагается, что потери мощности входного пучка (ω) при преобразовании во вторую гармонику ничтожно малы, так что $\partial A(\omega)/\partial z = 0$ и уравнение (9в) после интегрирования приобретает вид

$$A_{2\omega} = \Gamma A_\omega^2 \frac{\exp(ik_z L)}{ik_z},$$

где L – длина ПДС. Используя дифракционную аппроксимацию, интенсивность второй гармоники можно представить в виде

$$I_{2\omega} = \Gamma^2 I_\omega^2 \frac{L^2}{\Lambda^2} \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}k_z L\right)}{\left(\frac{1}{2}k_z L\right)^2}. \quad (10)$$

Таким образом, интенсивность $I(2\omega)$ имеет квадратичную зависимость относительно $I(\omega)$,

что и наблюдается на рис. 3. Некоторое падение интенсивности $I(\omega)$ с ростом $u(\omega)$ (рис. 4) можно объяснить нелинейным увеличением интенсивности второй гармоники и, следовательно, возрастанием перекачки энергии от первой во вторую гармонику.

Затухание ПАВ (α) по мере распространения через ПДС, описываемое дополнительным членом вида $\exp(\alpha N\Lambda)$, не учитываемым в уравнениях (2) и (9), ограничивает использование этих уравнений для большого количества периодов ПДС. Однако, как следует из наших результатов [9], для $N < 40$ таким затуханием можно пренебречь и формулы (5) и (10) вполне применимы в нашем случае.

Таким образом, в настоящей работе обнаружено отражение и преломление ПАВ на периодической доменной структуре в линейном и нелинейном режимах. Анализ показал, что отражение ПАВ связано с периодическим изменением знаков пьезоэлектрических коэффициентов на границах доменов. Показано, что генерация второй гармоники происходит за счет взаимодействия прямой и отраженной волн в каждом слое при условии фазового синхронизма.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 01-02-16358).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
2. *Кессених Г.Г., Санников Д.Г., Шувалов Л.А.* Отражение и преломление квазипродольной и квазипоперечной звуковых волн на 180-градусных доменных границах в сегнетоэлектриках // Кристаллография. 1971. Т. 16. С. 350–355.
3. *Гуревич Г.Л., Сандлер М.С., Чертков Ю.С.* Электроакустические преобразователи, использующие доменную структуру сегнетоэлектрика // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18. С. 2609–2613.
4. *Peusin J.C., Tesson M.* Generation and detection d'hypersonics // Phys. Stat. Sol. A. 1976. № 1. P. 119–125.
5. *Белов В.В., Сердобольская О.Ю.* Возбуждение звука периодической доменной структурой в сегнетоэлектрике германате свинца // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2624–2627.
6. *Zhu Y., Ming N., Jiang W., Shui Y.* High-frequency resonance in acoustic superlattice of $LiNbO_3$ crystals // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. № 23. P. 2278–2280.
7. *Батанова Н.Л., Голенищев-Кутузов А.В.* Распространение акустических волн в сегнето-пьезоэлектриках с периодическим электрическим рельефом // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 545–547.
8. *Roshchupkin D.V., Brunel M., Ticoulou R.* Reflection of surface acoustic waves on domain walles in $LiNbO_3$ // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. № 2. P. 146–166.
9. *Ушаков Н.М., Колосов В.В.* Брегговское отражение оптических и акустических волн от оптически наведенных периодических структур в ниобате лития с примесью железа // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. С. 40–45.
10. *Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И.* Индуцированные домены и периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах // УФН. 2000. Т. 170. № 7. С. 697–712.
11. *Бирюков С.В., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плесский В.П.* Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука, 1991. 416 с.
12. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
13. *Shuvalov A.L., Gorkunova A.S.* Transverse acoustic waves in piezoelectric and ferroelectric antiphase superlattices // Phys. Rev. B. 1999 V. 59. № 14. P. 9070–9077.
14. *Tamura S., Wolfe J.P.* Acoustic–phonon transmission in quasiperiodic superlattices // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. № 6. P. 3491–3494.
15. *Заславский Г.М., Сагдеев Р.З.* Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988.
16. *Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И.* Лазерная генерация акустических волн на периодической доменной структуре в ниобате лития // Акуст. журн. 2000. Т. 43. № 3. С. 336–339.
17. *Ding Y., Kang J., Khurgin J.* Theory of backward second-harmonic and third-harmonic generation using laser pulses in quasiphase-matched second-order nonlinear medium // J. Quantum Electronics. 1998. V. 34. № 6. P. 966–972.

Reflection and Refraction of Surface Acoustic Waves by a Periodic Domain Structure

N. L. Batanova, A. V. Golenishchev-Kutuzov, V. A. Golenishchev-Kutuzov, and R. I. Kalimullin

Kazan State Power Engineering University, ul. Krasnosel'skaya 51, Kazan, 420066 Russia

e-mail: alex@kutuzov.ru

Abstract—Reflection and refraction of surface acoustic waves by a periodic domain structure formed in lithium niobate is studied. A second harmonic generation is observed. A mechanism underlying the linear and nonlinear interactions of acoustic waves with a periodic domain structure is proposed.