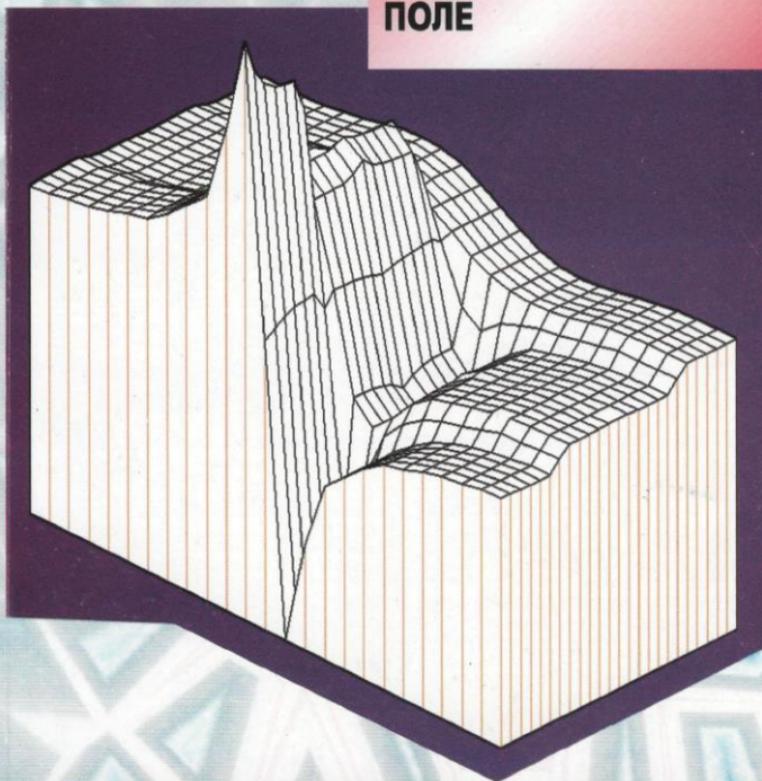


И.В. Семченко, С.А. Хахомов

ОБЪЕМНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

В КРИСТАЛЛАХ
ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ
ПОЛЕ



И. В. Семченко, С. А. Хахомов

**ОБЪЕМНЫЕ
АКУСТИЧЕСКИЕ
ВОЛНЫ
В КРИСТАЛЛАХ
ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ
ПОЛЕ**

Минск
«Беларуская навука»
1998

УДК 534.231.2

Семченко И. В., Хахомов С. А. **Объемные акустические волны в кристаллах во вращающемся электрическом поле.** — Мн.: Беларуская навука, 1998. — с. 143

ISBN 985-08-0274-х.

Монография посвящена исследованию распространения и преобразования объемных акустических волн ультразвукового диапазона в твердых телах с акустической анизотропией, индуцированной вращающимся электрическим полем. Особое внимание в книге уделяется эффекту подавления поглощения акустических волн в сегнетокерамике во вращающемся электрическом поле. В заключение кратко обсуждаются области применения полученных результатов и приводится принципиальная схема устройства для поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны.

Книга рассчитана на научных и инженерных работников в области акустики, акустоэлектроники и физики конденсированных сред, на студентов старших курсов и аспирантов физических специальностей.

Табл. 2. Ил. 56. Библиогр.: 153 назв.

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук А. Г. Хаткевич,
канд. физ.-мат. наук А. С. Рухленко

*Монография издана при поддержке Белорусского
республиканского фонда фундаментальных исследований*

Semchenko I. V., Khakhomov S. A. **Spatial acoustic waves in crystals in the rotating electric field.** — Minsk.: Belaruskaya navuka, 1998. — 143 p. ISBN 985-08-0274-х.

The monography is devoted to a research of propagation and transformation of spatial acoustic waves of a ultrasonic range in solid states with an acoustic anisotropy induced by the rotating electric field. The special attention in the book is given to effect of suppression of an absorption of acoustic waves in ferroelectric ceramics in the rotating electric field. Further is investigated asousto-electron interaction in piezoelectric semiconductors and influence of a spatial dispersion to propagation of acoustic waves in crystals in the rotating electric field. Areas of application of obtained results in summary are briefly considered and the schematic diagram of a device for a turn of a plane of polarization of a ultrasonic wave is reduced.

The book is intended for the science officers and engineers working in the field of acoustics, acoustoelectronics and physics of condensed mediums and also for post graduate students of physical specialities.

ISBN 985-08-0274-х

© И. В. Семченко,
С. А. Хахомов, 1998

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Λ_{ijkl} — тензор упругих постоянных кристалла с учетом влияния электрического поля;

Λ^0_{ijkl} — тензор упругих постоянных кристалла без учета влияния внешнего электрического поля;

e_{mij} — тензор линейных пьезоэлектрических коэффициентов;

e_{mijkl} — тензор нелинейных пьезоэлектрических коэффициентов;

σ_{ik} — тензор напряжений;

γ_{lm} — тензор деформаций;

s_{iklm} — тензор упругих постоянных;

η_{iklm} — тензор вязкости;

b_{ijkln} — тензор акустической гирации;

α_{mnijkl} — тензор, учитывающий электрострикционное воздействие поля на упругие постоянные среды;

β_{mnijkl} — тензор, учитывающий электрострикционное воздействие поля на вязкость среды;

gE_0 — тензор третьего ранга, описывающий индуцированный электрическим полем пьезоэффект;

E_m — компоненты вектора напряженности электрического поля;

E_0 — амплитуда внешнего электрического поля;

$E_{\text{пор}}$ — пороговое значение напряженности вращающегося электрического поля;

E_1 — продольное электрическое поле, создаваемое пьезоэффектом;

E' — внешнее приложенное постоянное продольное электрическое поле;

$\delta, \delta_1, \delta_2$ — параметры, характеризующие анизотропию упругих свойств кристалла, возникающую под действием вращающегося электрического поля;

χ — параметр, характеризующий анизотропию тензора вязкости кристалла, возникающую под действием вращающегося электрического поля;

- Ω — частота вращения внешнего электрического поля;
 ω_0 — частота упругой волны;
 \mathbf{u} — вектор смещения упругой волны;
 \mathbf{u}_e — вектор упругого смещения падающей волны;
 \mathbf{u}_τ — вектор упругого смещения прошедшей волны на частоте ω_0 ;
 \mathbf{u}_c — вектор упругого смещения обращенной волны на частоте 2Ω
— ω_0 ;
 \mathbf{u}_r — вектор упругого смещения отраженной волны на частоте ω_0 ;
 $\mathbf{u}_{c\tau}$ — вектор упругого смещения прошедшей волны на частоте 2Ω
— ω_0 ;
 \mathbf{u}' — вектор, характеризующий упругое смещение частиц среды во вращающейся системе координат, сопровождающей поворот внешнего электрического поля;
 u_0 — амплитуда падающей волны;
 u_τ — амплитуда прошедшей волны на частоте ω_0 ;
 u_c — амплитуда обращенной волны на частоте 2Ω — ω_0 ;
 u_r — амплитуда отраженной волны на частоте ω_0 ;
 $u_{c\tau}$ — амплитуда прошедшей волны на частоте 2Ω — ω_0 ;
 I_τ — интенсивность прошедшей волны на частоте ω_0 ;
 I_c — интенсивность обращенной волны на частоте 2Ω — ω_0 ;
 I_r — интенсивность отраженной волны на частоте ω_0 ;
 $I_{c\tau}$ — интенсивность прошедшей волны на частоте 2Ω — ω_0 ;
 ρ — плотность среды;
 L — толщина кристалла;
 $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ — орты лабораторной декартовой системы координат;
 \mathbf{c}^\times — антисимметричный тензор, дуальный вектору \mathbf{c} ;
 \mathbf{a}^\times — антисимметричный тензор, дуальный вектору \mathbf{a} ;
 $\mathbf{c} \cdot \mathbf{c}$ — прямое (диадное) произведение векторов;
 \mathbf{n}_\pm — единичные векторы правой и левой круговой поляризации;
 $U(\varphi)$ — матрица поворота на угол φ ;
 \sim — транспонирование;
 A_m — амплитуды собственных мод акустического поля в кристалле;
 k_m — волновые числа собственных мод акустического поля в кристалле;
 ξ_m — отношения амплитуд циркулярных компонент собственных мод акустического поля в кристалле;
 γ_m — отношения амплитуд циркулярных компонент собственных мод акустического поля в кристалле во вращающейся системе координат;
 k_e — волновое число ультразвука в среде, граничащей с образцом при $z=0$;

$\text{Re } k_m$ — действительная часть волновых чисел собственных мод акустического поля в кристалле;

$\text{Im } k_m$ — мнимая часть волновых чисел собственных мод акустического поля в кристалле;

$\text{Re } \xi_m$ — действительная часть эллиптичностей собственных мод акустического поля в кристалле;

$\text{Im } \xi_m$ — мнимая часть эллиптичностей собственных мод акустического поля в кристалле;

k_τ — волновое число ультразвука в среде, граничащей с образцом при $z=L$;

c_e — упругие модули среды, граничащей с образцом при $z=0$;

c_τ — упругие модули среды, граничащей с образцом при $z=L$;

ρ_e — плотность среды, граничащей с образцом при $z=0$;

ρ_τ — плотность среды, граничащей с образцом при $z=L$;

ε — относительная диэлектрическая проницаемость;

ε_0 — электрическая постоянная;

v_t — скорость поперечных акустических волн в отсутствие электрического поля;

\mathbf{j} — плотность тока;

\mathbf{v} — скорость электрона;

m_e — масса электрона;

m^* — эффективная масса электрона;

n — изменение концентрации электронов, вызванное акустической волной;

e — элементарный заряд;

ν — частота столкновений;

k_B — постоянная Больцмана;

N_0 — равновесная концентрация носителей заряда;

D_1 — коэффициент диффузии;

- ω_p — плазменная частота;
 ω_d — диффузионная частота;
 ω_c — максвелловская релаксационная частота;
 Λ_D — дебаевский радиус экранирования;
 v_0 — скорость дрейфа электронов;
 μ — подвижность электронов в кристалле;
 ϑ — удельное вращение плоскости поляризации ультразвуковой волны;
 Φ — угол поворота главной оси эллипса поляризации ультразвуковой волны;
 D — круговой дихроизм;
 T — коэффициент прохождения ультразвука;
 R — коэффициент отражения ультразвука.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая монография является результатом научных исследований, проводимых в Гомельском государственном университете им. Ф.Скорины на протяжении последних лет. Идея использования вращающегося электрического поля для наблюдения параметрических электроакустических эффектов в кристаллах принадлежит В.Н. Белому и Б.Б. Севруку и была высказана более 10 лет назад. В дальнейшем эта идея развивалась физиками Гомельского государственного университета, где Ф.И. Федоровым, Б.В. Бокутем, А.Н. Сердюковым была создана научная школа в области оптики и акустики гиротропных сред. Авторы настоящей монографии принадлежат данной научной школе.

По замыслу монография представляет собой попытку освещения современного этапа исследований свойств кристаллов во вращающемся электрическом поле.

В первой главе сделан обзор основных идей и результатов, которые были получены ранее и послужили фундаментом в исследовании кристаллов с вращающейся структурой. Здесь также приведена общая методика исследования кристаллов, испытывающих воздействие вращающихся полей.

Во второй главе рассмотрено формирование анизотропии упругих свойств под действием внешнего вращающегося электрического поля, определены классы кристаллов, симметрия которых допускает формирование вращающейся структуры. Особое внимание в этой главе уделено эффекту подавления поглощения ультразвука в сегнетокерамике во вращающемся электрическом поле.

В третьей главе решена задача о прохождении акустической волны через кристалл с индуцированной вращающейся анизо-

тропией акустических свойств. Взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем в веществах с аномально высоким значением диэлектрической проницаемости исследовано в двухволновом приближении, а также на основе точного решения граничной задачи, рассмотрен эффект вращения эллипса поляризации ультразвука.

Четвертая глава посвящена теоретическому исследованию влияния проводимости среды на распространение акустической волны в полупроводнике во вращающемся электрическом поле.

В пятой главе изучено влияние пространственной дисперсии среды на распространение акустических волн в кристаллах во вращающемся электрическом поле.

В заключении кратко рассмотрены области применения полученных результатов и приводится принципиальная схема устройства для поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны.

Можно надеяться, что книга будет полезна научным работникам в области акустики и физики конденсированных сред, инженерам, работающим в области акустоэлектроники, студентам старших курсов и аспирантам физических специальностей университетов.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию распространения и преобразования объемных акустических волн ультразвукового диапазона в твердых телах с акустической анизотропией, индуцированной вращающимся электрическим полем. Интерес к данной теме обусловлен потребностью в создании различных устройств акустоэлектроники и необходимостью исследования материалов с разными акустическими и пьезоэлектрическими характеристиками, изучения их структуры и физических свойств и определения областей и возможностей практического применения.

Особое внимание в книге уделяется эффекту подавления поглощения акустических волн в сегнетокерамике во вращающемся электрическом поле. Он может проявляться в условиях интерференции падающей акустической волны и обращенной акустической волны, генерируемой в сегнетокерамике вращающимся электрическим полем. В результате наложения этих волн может образоваться стоячая ультразвуковая волна, по отношению к которой вязкие свойства среды проявляются очень слабо. Вследствие такого подавления поглощения ультразвука может иметь место гигантское усиление прошедшей и обращенной акустических волн как результат высокоэффективной передачи энергии вращающегося электрического поля ультразвуку.

Явления подавления либо частичного ослабления поглощения энергии поля веществом при распространении электромагнитного поля в пространственно-периодических средах достаточно хорошо известны (см. З. Г. Пинскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М., 1974; Ш. Чжан. Многоволновая дифракция рентгеновских лучей в кристаллах. М., 1987., см. также раздел 2.4 настоящей работы).

Например, эффект Бормана, заключающийся в подавлении поглощения рентгеновских лучей при их дифракции в кристалле, является следствием образования стоячей электромагнитной волны в результате интерференции падающей и дифрагированной волн. При этом нули амплитуды стоячей волны совпадают с узлами кристаллической решетки, т. е. с центрами поглощения кристалла, дискретно расположенными в пространстве.

Ослабление поглощения света имеет место также при дифракции световых волн в холестерическом жидком кристалле (ХЖК), осцилляторы поглощения молекул которого периодически изменяют свою ориентацию в пространстве. В этом случае аномально слабое поглощение света обусловлено поляризационными свойствами электромагнитного поля в ХЖК. При распространении световой волны вдоль оси холестерической спирали собственные моды электромагнитного поля на одной из границ частотной области брэгговского отражения оказываются поляризованными ортогонально осциллятору поглощения во всем объеме кристалла (см. В. А. Беляков, А. С. Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., 1982).

Указанные явления аномально слабого поглощения проявляются в условиях резонансного взаимодействия электромагнитных волн с пространственно–периодической структурой кристалла.

Ранее показана возможность ослабления поглощения электромагнитных волн также при их распространении в кристалле с нестационарной одноосной структурой, индуцированной вращающимся электрическим полем. Свойства такого кристалла, в том числе ориентация осциллятора поглощения, с течением времени периодически изменяются по гармоническому закону (см. И. Н. Ахраменко, И. В. Семченко, А. Н. Сердюков. Особенности распространения электромагнитных волн в поглощающем естественно гиротропном кристалле с индуцированной одноосной нестационарной анизотропией//Кристаллография. 1989. Т. 34, № 6. С. 1349—1353).

В настоящей работе исследуется эффект подавления поглощения акустических волн при их резонансном взаимодействии с вращающимся электрическим полем в кристаллах с аномально высокой диэлектрической проницаемостью. Показано, что, как и для электромагнитного поля, возникновение эффекта является следствием взаимодействия падающей акустической волны и воз-

никающей в кристалле обращенной волны. Установлено, что эффект подавления поглощения обусловлен структурой акустического поля, собственные моды которого имеют вид стоячих волн во вращающейся системе координат, сопровождающей электрическое поле.

В данном случае среды с индуцированной вращающейся пространственно однородной акустической анизотропией представляют собой акустический аналог пространственно-периодических сред и в них проявляются эффекты, характерные для последних.

Чувствительность выходных характеристик пробного акустического сигнала (поляризации, амплитуды) к изменению акустических свойств среды позволяет управлять параметрами акустической волны, изменяя параметры модулирующего внешнего электрического поля. Для осуществления электроакустических взаимодействий в кристаллах с нелинейным пьезоэффектом требуются переменные СВЧ-поля с напряженностью 10—100 кВ/см [1—3]. Их получение сопряжено с большими экспериментальными трудностями. В материалах с электрострикционной нелинейностью пороговые поля значительно меньше (1—10 кВ/см) [4]. Однако из-за высокой диэлектрической проницаемости ($\epsilon \sim 10^3$) в СВЧ-полях имеют место значительные диэлектрические потери. В этой связи перспективным является использование постоянных по величине, но вращающихся электрических полей.

Под действием внешнего электрического поля в нелинейных средах может быть создана анизотропия, периодически изменяющаяся с течением времени. Особый интерес к использованию вращающегося электрического поля для создания пространственно однородной анизотропии объясняется также редкой возможностью определения точного вида акустического поля в нестационарной среде путем перехода во вращающуюся систему координат, сопровождающую внешнее электрическое поле. В ней в отличие от лабораторной свойства среды перестают зависеть от времени, что позволяет искать решения уравнения упругости в виде плоских монохроматических волн.

К настоящему времени была показана возможность наблюдения эффектов преобразования частоты, параметрического усиления и генерации обращенной волны, электроакустической памяти при взаимодействии циркулярно поляризованных ультразвуковых волн с вращающимся электрическим полем [5]. Однако характер

сообщаемых в литературе сведений зачастую неполон. Так, рассмотрение возможности искусственного формирования в кристаллах вращающейся анизотропии было ограничено исследованием изотропных структур; при определении порогового значения напряженности электрического поля, при котором становится возможным параметрическое усиление акустических волн, не учитывалось влияние поля на вязкость среды; изучались только диэлектрические кристаллы, помещаемые во вращающееся электрическое поле, не исследовалось взаимодействие ультразвука с электронами проводимости в полупроводниках. Отсутствие до настоящего времени работ, в которых влияние внешнего вращающегося электрического поля на свойства объемных упругих волн в кристаллах рассматривалось бы достаточно полно, побудило авторов провести детальное исследование вопросов воздействия вращающегося электрического поля на распространение акустических волн в кристаллах. Ниже дан краткий обзор основных идей и результатов, полученных ранее и послуживших основой в исследовании кристаллов с вращающейся акустической анизотропией, которые и составляют предмет данной работы.

Г л а в а 1

АКУСТИКА КРИСТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

1.1. Нелинейные акустические явления в кристаллоакустике

Изучение акустических волн звукового диапазона с XVII до XX в. проводилось в рамках механики. К XX в. диапазон исследуемых волн расширился на инфра- и ультразвук. Создание методов разложения сложного колебания на простые компоненты заложило основы анализа и синтеза сложного звука. Весь этот классический этап развития акустики был подытожен к началу XX в. Рэлеем.

Новый этап развития начался в 20-е годы нашего века в связи с развитием радиотехники, которое вызвало необходимость разработки методов и средств преобразования электромагнитной энергии в акустическую и обратно. Большую роль на этом этапе развития сыграли идеи Ланжевена [6, 7].

Как область науки и техники ультразвук получил особенно широкое развитие в последние несколько десятилетий [8—10]. Это связано с общим прогрессом акустики как науки и, в частности, со становлением и развитием ее разделов: нелинейной и квантовой акустики, а также с развитием физики твердого тела.

Интерес к нелинейным акустическим явлениям проявился в конце 50-х годов в связи с потребностью в изучении сильных звуковых колебаний, а также с появлением источников мощного звука и ультразвука, используемых в технологии и других областях. Это стимулировало разнообразные исследования по нелинейной акустике, в особенности применительно к ультразвуку.

Было издано несколько книг по различным вопросам нелинейной акустики [11—13]. К этому же периоду относится ряд фундаментальных работ Р. В. Хохлова, в которых был предложен универсальный подход к теории нелинейных волн, распростра-

няющихся в средах со слабой дисперсией, а также разработан и использован метод медленно меняющегося профиля для исследования формирования акустических ударных волн в диссипативной среде [14—17].

Значительный прогресс теоретической акустики и оптики кристаллов с 50-х годов обеспечило использование ковариантных (бескоординатных) методов прямого тензорного исчисления, разработанных Ф. И. Федоровым [18—21]. Дальнейшее развитие эти методы получили в нелинейной оптике и акустике в работах Б. В. Бокутя и А. Г. Хаткевича, а также В. Н. Белого, А. Н. Сердюкова, которыми, в частности, был разработан метод перехода к закрученной системе координат [22]. Последний применялся при исследовании свойств спиральных структур [23—25].

В настоящей работе также используется метод перехода к вращающейся системе координат при изучении возможности подавления поглощения ультразвука в кристалле с индуцированной акустической анизотропией.

В работах Л. М. Барковского и сотр. [26—28] ковариантные методы были обобщены на случай распространения волн в анизотропных средах. Было показано, что как в волновой, так и в геометрической акустике и оптике скалярный формализм недостаточен, поскольку свойства анизотропной неоднородной среды изначально описываются тензорными, а не скалярными полями. Были получены операторы частот, волновых чисел, фазовых скоростей, описывающие в средах с частотной и пространственной дисперсией суперпозиции волн с различными частотами, волновыми числами и поляризациями.

Развитие исследований разных свойств твердых тел (прежде всего нелинейной упругости, электрострикции [29, 30], а для ацентричных материалов линейного и нелинейного пьезоэлектрических эффектов [10, 30]) началось в 50-е годы и в значительной степени было обусловлено как самим развитием теории твердого тела [31—33], так и появлением устройств твердотельной электроники.

В зависимости от свойств среды и от характера излучения, которое является носителем информации, начали развиваться различные направления функциональной электроники: акустоэлектроника, акустооптика, магнитоэлектроника и т. д.

В акустоэлектронике, использующей взаимодействие распространяющихся высокочастотных упругих колебаний с веществом, на основе разных физических явлений был построен целый класс практически важных приборов и устройств (ультразвуковые линии задержки, твердотельные усилители, фильтры и т. д.) [34—37].

Достижения в области изучения поверхностных волн [38—42], генерации и приема гиперзвуковых волн, установление связи упругих волн с элементарными возбуждениями в твердом теле привели к расширению возможностей этих устройств и к созданию новых устройств и приборов акустоэлектроники, обеспечивающих более сложную обработку сигналов. В настоящее время акустоэлектронные устройства применяются для хранения информации, частотной фильтрации, кодирования и декодирования, изменения временного масштаба и инверсии сигналов, пространственно-временной модуляции волновых полей, генерации, усиления и преобразования спектров сигналов.

К применению нелинейных акустических эффектов для функциональной обработки информации привели исследования, начало которым было положено в конце 60-х годов экспериментальным наблюдением взаимодействия встречных поверхностных акустических волн в кристалле ниобата лития [43]. Еще один класс нелинейных акустических устройств, позволяющих осуществлять обработку информации, составляют устройства, использующие эффект электроакустической памяти [44, 45]. В этом случае могут осуществляться запоминание и считывание сигнала с сохранением информации о его структуре. Поэтому такие устройства в некотором роде аналогичны голографическим и их можно рассматривать как одномерные голографические системы [46]. При этом имеется возможность создания программируемых устройств, что обеспечивается сменой опорного сигнала.

Изучению явлений взаимодействия света с акустическими колебаниями решетки кристаллов, которое было теоретически изучено Бриллюэном и Мандельштаммом в 20-х годах, а экспериментально обнаружено Дебаем, Сирсом, Люка, Бикаром в 30-х годах, было посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ, где исследовались константы взаимодействия, характеристики колебательного спектра кри-

сталлов, флуктуационные явления и другие физические свойства твердых тел и жидкостей [47—51].

Начиная с 60-х годов, с появлением лазеров и мощных источников когерентного звука с частотами в десятки мегагерц и выше, явления взаимодействия света и звука приобрели также важное практическое применение, с одной стороны, как способы эффективного управления световым излучением (отклонения, сканирования, модуляции и т. п.), а с другой, как оптические методы обработки информации, представленной в виде акустических сигналов. Сформировалась как самостоятельная область акустооптика.

В конце 60-х годов в связи с бурным развитием акустоэлектроники возник ряд новых аспектов этих явлений, связанных, в частности, с особенностями акустооптического взаимодействия в проводящих кристаллах [52, 53], с усилением акустических флуктуаций при сверхзвуковом дрейфе электронов [10, 53, 54], возникновением специфических акустоэлектронных нелинейных эффектов [54, 55]. Изучение позволило существенно расширить диапазон частот электромагнитного излучения, управляемого методами акустооптики, за пределы традиционного «оптического».

При распространении в твердом теле упругих волн высоких частот (когда длина волны составляет несколько микрометров и менее) значительную роль начинают играть эффекты фонон-фононного, фонон-фотонного, фонон-магнонного взаимодействия и проявляются закономерности взаимодействия акустической волны с тепловыми колебаниями решетки. Измерения акустических параметров, т. е. скорости распространения, дисперсии, ослабления звука в изотропных и анизотропных средах, стали наиболее чувствительными, а иногда и единственно возможными методами изучения природы материалов.

Чем выше используемая частота, тем чувствительнее этот способ, так же как и более эффективными становятся большинство устройств функциональной электроники.

Однако хорошо известно, что с ростом частоты используемых упругих колебаний экспоненциально увеличивается и их ослабление в твердых телах. Еще в 1935 г. на основе предположения о нелинейном взаимодействии звуковой волны (когерентного фона) и дебаевских волн (тепловых фононов) из-за ангармонично-

сти решетки Ландау и Румер развили теорию поглощения звука высоких частот в твердом теле. Согласно этой теории, в результате взаимодействия когерентного и теплового фононов рождается третий фонон и часть энергии от когерентного фонона передается возникшему тепловому фонону, происходит потеря энергии звуковой волны. Наименьшее удельное затухание с квадратичной зависимостью наблюдается в монокристаллах. Поэтому большинство эффективных устройств акустоэлектроники строится с применением широкого класса монокристаллов с различными физическими свойствами.

Начиная с 70-х годов, необходимость разработки данных устройств стимулировала поисковые работы по получению и исследованию монокристаллов с достаточно хорошими упругими, диэлектрическими, акустическими свойствами. Появилось большое количество работ по монокристаллам, исследованию их свойств и возможному использованию в самых различных устройствах [56] (см. также библиографию к книге [56]).

В работах [57, 58] было отмечено, что кристалл ниобата лития обладает достаточно сильным пьезоэлектрическим эффектом, и значения компонент тензора нелинейного пьезоэффекта e_{mijkl} могут превышать величину линейных пьезоэлектрических коэффициентов e_{mij} на несколько порядков. В [59] впервые были определены все нелинейные упругие, пьезоэлектрические, электрострикционные и диэлектрические константы для ниобата лития. Проведено сравнение с ранее опубликованными данными, в частности с книгой [58]. В [60] проанализирована возможность применения кристаллов германосилленита $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и силикосилленита $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в управляемых электрическим полем устройствах акустоэлектроники — линиях задержки и фазовращателях. Было установлено, что эти кристаллы имеют некоторое преимущество по сравнению с LiNbO_3 . В монографии [61] предлагалось при создании керамических пьезоэлектрических материалов использовать некоторые сегнетоэлектрики, для которых эффект электрострикции, наблюдаемый во всех диэлектриках, проявляется особенно сильно (титанат бария, сегнетова соль). В [62] были измерены скорости акустических волн и рассчитаны упругие постоянные кристаллов PbCl_2 и PbBr_2 . Определены ориентационные зависимости фазовых скоростей, углов отклонения векторов по-

ляризации от волновой нормали, найдены акустические оси и направления чистых мод. В работе [63] приведены уточненные матрицы нелинейных пьезоэлектрических констант для кристаллов точечных групп 32 и $3m$. Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов исследовались в [64].

1.2. Взаимодействие акустических волн с переменным электрическим полем. Обращение волнового фронта

В 70-х годах появились первые работы по наблюдению параметрического взаимодействия акустических волн с переменным электрическим полем [2]. Нелинейные параметрические взаимодействия объемных акустических волн с переменными электрическими полями в твердых телах нашли широкое применение для реализации многофункциональных устройств обработки сигналов [65]. В работах [66, 67] эффект акустоэлектромагнитного параметрического взаимодействия в сегнетоэлектрических резонаторах из KTaO_3 был положен в основу возбуждения звука.

Нелинейное электроакустическое взаимодействие в LiNbO_3 , открытое в [2] и описанное как трехволновой процесс взаимодействия двух противоположно распространяющихся волн частоты ω и электрического поля частоты 2ω , применялось преимущественно для усиления и временного обращения сигналов. В 80-е годы авторы работ [68, 69] показали, что распространяющаяся обратно акустическая волна при нелинейном электроакустическом взаимодействии сопряжена по фазе падающей акустической волне, и вызвали интерес к изучению возможности реализации обращения волнового фронта в акустике.

Обращение волнового фронта — эффект изменения направления распространения волны в каждой ее точке на противоположное с сохранением всех других ее характеристик (формы фронта, распределения амплитуды вдоль него) был хорошо известен в оптике. Математически обращению волнового фронта соответствует изменение знака фазы или сопряжение комплексной амплитуды волны. Важное свойство обращенной волны состоит в том, что она фокусируется в ту же точку, где расположен источник первичной волны. В однородной среде это свойство представляется очевидным, но оно сохраняется и в неоднородной сре-

де. Именно поэтому устройства обращения волнового фронта представляли большой практический интерес, так как они открывали возможности восстановления фазовой структуры поля с неоднородностями. С точки зрения общих принципов возможность реализации обращения волнового фронта в акустике не вызывала сомнений, так как это — общеволновое явление, стоял лишь вопрос: как именно осуществить обращение волнового фронта в акустике?

В 80-е годы был предложен и продемонстрирован целый ряд методов, реализующих обращение волнового фронта в акустике (первое экспериментальное наблюдение в [70]). Они включали использование поверхности жидкости [70, 71], газовых пузырьков [72—74], тепловых эффектов [75] и жидкости, содержащей микрочастицы [76]. В [77] была обсуждена возможность реализации обращения волнового фронта в эффекте электроакустического эха, наблюдаемом в пьезоэлектриках [3, 78, 79]. Собственно параметрический механизм усиления звуковых волн за счет переменного электрического поля накачки в сегнетоэлектриках был предложен в [1] и впервые реализован экспериментально в [2] (см. также [80]). Однако в этих работах вопрос об обращении волнового фронта не рассматривался. В [69] была продемонстрирована экспериментальная реализация модели параметрического обращающего фазу усилителя звука на ниобате лития. В дальнейшем исследование фазового сопряжения при нелинейном электроакустическом взаимодействии в этом кристалле проводилось теоретически в [81] и экспериментально в работах [82—87]. В [86,87] сопряженная по фазе волна генерировалась при электроакустическом взаимодействии в пьезокерамике системы ЦТС, при этом коэффициент отражения был на три порядка выше, чем в ниобате лития.

1.3. Влияние постоянного электрического поля на упругие свойства кристаллов

Влияние постоянного электрического поля на упругие свойства кристаллов также интенсивно изучалось в связи с возможностью управления распространением акустических волн [58, 59, 88—92]. Было показано, что внешнее статическое воздействие,

приложенное к нелинейному кристаллу, приводит к изменению его акустических свойств, поскольку эффективные материальные константы становятся зависящими от величины и ориентации внешнего воздействия [58, 59, 93]. При этом в соответствии с принципом Кюри кристалл переходит из одного кристаллографического класса в другой с более низкой симметрией. Известно [19], что для кристалла с произвольной симметрией без учета затухания тензор Грина—Кристофеля, описывающий объемные акустические волны малой амплитуды, является симметричным и имеет вещественные компоненты. Поэтому вдоль любого направления в безграничном кристалле могут распространяться три плоские линейно поляризованные упругие моды со строго перпендикулярными друг относительно друга векторами поляризации.

В работах [64, 94] было показано, что для механически свободного нелинейного пьезоэлектрического кристалла, помещенного во внешнее статическое электрическое поле, тензор Грина—Кристофеля в материальной системе координат становится несимметричным. Появление антисимметричных добавок авторы этих работ связали с обратным пьезоэффектом. В [95, 96] было показано, что указанный тензор становится несимметричным относительно перестановки индексов (даже если исключить из эффективных констант обратный пьезоэффект) для кристалла из любого кристаллографического класса, обладающего нелинейными электроакустическими свойствами и помещенного в аналогичные условия. Были найдены собственные значения (фазовые скорости упругих волн) и собственные векторы (векторы поляризации) несимметричного тензора Грина—Кристофеля для ниобата лития и титаната стронция. Оказалось, что собственные значения и компоненты собственных векторов отличны от нуля, т. е. векторы поляризации различных мод уже не ортогональны друг другу.

В работах [58, 59] были получены аналитические выражения для коэффициентов управления скоростью объемных акустических волн в механически свободных кристаллах во внешнем электрическом поле в пренебрежении квадратичными по полю эффектами. В [93, 97] приведены результаты расчетов, выполненных для кристалла титаната бария, находящегося в механически зажатом состоянии.

Изучение влияния электрических полей на упругие свойства кристаллов LiNbO_3 и KH_2PO_4 проводилось в [89], на свойства кварца — в [98—102].

В [103—105] был разработан приближенный способ описания поправок к фазовым скоростям и векторам поляризации объемных акустических волн, которые изменяются при статических внешних воздействиях на среду. В [106] показано, что при таких внешних воздействиях акустические оси кристалла могут смещаться либо расщепляться. Исследовано влияние внешнего электрического поля на свойства и структуру поверхностных волн в кристаллах группы симметрии 23 и выполнены расчеты для ниобата лития и силиката висмута в работах [94, 107]. В [108] исследовано распространение акустических волн в полупроводнике в присутствии продольного электрического и перпендикулярного магнитного статических полей. Показано, что учет неоднородности концентрации свободных носителей по образцу позволяет объяснить обнаруженную ранее экспериментально асимметрию частотной зависимости коэффициента усиления ультразвука.

С 70-х годов возрос интерес к исследованию поляризационных эффектов в кристаллоакустике и, в частности, к управлению поляризацией упругих волн с помощью внешних воздействий [109]. Было показано, что изменение эллиптической поляризации и поворот плоскости поляризации акустической волны могут происходить под действием механических напряжений (акустоупругость) [110] или электрического поля (электроупругость) [111]. В [112] была рассмотрена возможность создания искусственной анизотропии управляемого пьезоэлемента с помощью его электрической нагрузки. В [113] было исследовано распространение поперечных акустических волн в управляемых электрическим полем спиральных структурах с большими значениями диэлектрической проницаемости. Показана возможность использования таких структур для управления поляризацией упругих волн. В [114] развито основанное на теории поверхностей параболическое приближение для описания распространения ультразвуковых пучков в кристаллах, корректно учитывающее анизотропию и поляризацию излучения. Получено выражение тензора кривизны в пьезоэлектрических кристаллах, которое применимо и при воздействии внешних полей. В [115] рассмотрена зависимость градиента групповой скорости и расходимости пучков ультразвуковых волн в кристаллах от изменения поляризации излучения.

Установлена связь между вектором поляризации и групповой скоростью. В [116] исследована поляризация волн в акустически гиротропных кристаллах. Рассмотрены случаи, когда вектор гирации ортогонален вектору поляризации какой-либо волны при отсутствии гиротропии и когда направления распространения близки к акустическим осям, где гиротропия проявляется наиболее сильно.

Как уже упоминалось выше, в работе [5] было отмечено, что для осуществления электроакустических взаимодействий в кристаллах с нелинейным пьезоэффектом требуются переменные СВЧ-поля с высокой напряженностью [1—3]. В материалах с электрострикционной нелинейностью пороговые поля значительно меньше [4], однако из-за высокой диэлектрической проницаемости в СВЧ-полях имеют место значительные диэлектрические потери. В этой связи авторы [5] предложили использование постоянных по величине, но вращающихся электрических полей. Была показана возможность наблюдения эффектов преобразования частоты, параметрического усиления и генерации обращенной волны, электроакустической памяти при взаимодействии циркулярно поляризованных ультразвуковых волн с вращающимся электрическим полем.

Несмотря на возрастающий интерес к изучению и использованию акустических свойств кристаллов с вращающейся анизотропией, многие задачи, связанные с распространением, нелинейным взаимодействием акустических волн в таких структурах, остаются нерешенными. Это относится к исследованию возможности формирования вращающейся анизотропии в кристаллах различных классов симметрии, что позволит оценить возможность и эффективность их использования в качестве материалов в самых различных устройствах акустоэлектроники. Необходимо провести исследование влияния вязкости среды на акустические свойства кристалла с вращающейся анизотропией, рассмотреть возможные эффекты усиления, подавления поглощения, фазового сопряжения, вращения плоскости поляризации акустических волн в средах с вращающейся анизотропией. Представляет интерес изучение влияния пространственной дисперсии среды на распространение акустических волн, а также акустоэлектронного взаимодействия в полупроводниках с нестационар-

ной акустической анизотропией, индуцированной внешним вращающимся электрическим полем.

1.4. Общая методика исследования кристаллов, испытывающих воздействие вращающихся полей

Общая методика исследования свойств электромагнитных и акустических волн в гиротропных средах с периодической структурой состоит в использовании уравнений Максвелла и уравнений упругости, дополненных феноменологическими материальными уравнениями. При выборе уравнений связи, характеризующих свойства среды, используются принцип симметрии кинетических коэффициентов Онзагера—Казимира и закон сохранения энергии поля, а также учитывается кристаллографическая симметрия среды.

Упругие волны в кристаллах с нестационарной вращающейся структурой исследованы с помощью перехода к вращающейся системе координат, сопровождающей внешнее воздействующее поле. Вследствие симметрии материальных тензоров, характеризующих кристалл, свойства среды в такой системе координат не зависят от времени и пространственных координат. Это обстоятельство позволило искать точные решения волнового уравнения в виде плоских монохроматических волн. В результате дифференциальное волновое уравнение было сведено к системе алгебраических уравнений с постоянными коэффициентами. Из условия существования ненулевых решений этой системы следует дисперсионное алгебраическое уравнение четвертой степени, корнями которого являются волновые числа собственных мод электромагнитного или акустического поля.

Подстановка найденных волновых чисел в систему алгебраических уравнений дала возможность определить эллиптичности всех четырех собственных мод поля во вращающейся системе координат. Каждая собственная мода, в общем случае эллиптически поляризованная, после перехода к обычной неподвижной системе координат может быть представлена в виде суперпозиции двух циркулярных волн с противоположными поляризациями и различными амплитудами и частотами. Эти две волны неразрывно связаны между собой, и коэффициент их связи определяется эллиптичностью собственной моды во вращающейся системе координат. Разность частот этих двух волн пропорциональна скорости

вращения структуры, индуцированной внешним полем. Если воздействующее поле вращается только в зависимости от времени и остается однородным в пространстве, то две рассматриваемые волны имеют одинаковые волновые числа. Если же индуцированная структура является спирально неоднородной, то волновые числа пары волн отличаются на величину, обратно пропорциональную пространственному периоду вращения внешнего поля.

Амплитуды и фазы собственных мод, а также прошедших, отраженных и обращенных волн рассчитаны в результате аналитического и численного решений граничной задачи. Использованы стандартные условия непрерывности компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей, вектора упругого смещения, а также тензора упругих напряжений на границах кристалла. Таким образом, учтены многократные отражения волн от поверхностей раздела сред.

Решение граничной задачи сведено к случаю, когда на кристалл падает циркулярная волна, вектор поляризации которой вращается в том же направлении, что и индуцированная нестационарная структура. Удовлетворяя граничным условиям, частоту этой волны необходимо приравнять к частотам соответствующих круговых компонент собственных мод поля. При этом противоположные циркулярные составляющие собственных мод имеют измененную частоту и описывают волны, которые генерируются в кристалле вследствие воздействия внешнего поля. Если частота падающей волны близка к частоте вращения индуцированной нестационарной структуры, то генерируемые волны характеризуются отрицательной частотой. Это обстоятельство указывает на возникновение в кристалле обращенных волн, распространяющихся навстречу падающей. Рассмотренный эффект фазового сопряжения волн или обращения волнового фронта обусловлен взаимодействием волн с вращающимся электрическим полем и не является результатом их отражения от границ кристалла. При нарушении условий резонансного взаимодействия изменением частоты или поляризации падающей волны коэффициент связи между встречными волнами уменьшается, и генерация обращенной волны не имеет места.

Граничная задача решена путем одновременного удовлетворения условиям непрерывности для связанных волн на двух различных частотах. Изменение разности фаз этих волн может при-

вести к изменению их амплитуд и, следовательно, интенсивностей обращенной и прошедшей волн. Такая ситуация имеет место при описании взаимодействия упругих волн с вращающимся электрическим полем в сегнетокерамике на основе титаната бария. Если напряженность электрического поля превышает пороговое значение и взаимодействие является резонансным по частоте и поляризации, то все собственные моды имеют действительные волновые числа, несмотря на наличие вязкости среды. Следовательно, можно говорить об эффекте подавления поглощения ультразвука вращающимся электрическим полем. В отличие от обычного случая усиления волн волновые числа не имеют мнимых частей. В то же время согласованное решение граничной задачи для связанных волн на двух различных частотах описывает эффекты генерации обращенной волны и усиления прошедшей волны. При этом имеет место немонотонная зависимость интенсивностей и фаз всех волн от длины образца сегнетокерамики.

Описанная выше методика последовательно использована при исследовании электроакустического и акустоэлектронного взаимодействия в кристаллах, помещенных во вращающееся электрическое поле. Таким образом, в настоящей работе разработан аналитический метод, который позволяет корректно решать широкий круг задач, касающихся свойств различных сред в присутствии вращающихся полей.

Глава 2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

2.1. Формирование вращающейся акустической анизотропии в кристаллах различных классов симметрии

В работах [5, 113, 117] показана возможность индуцирования внешним электрическим полем спиральной и вращающейся акустической структуры в изотропных средах с сильной деформационной зависимостью диэлектрической проницаемости на примере центросимметричной сегнетокерамики, указаны преимущества использования вращающегося электрического поля. Представляет интерес изучение возможности создания вращающейся акустической анизотропии не только в изотропной сегнетокерамике, но и в кристаллах различных классов симметрии, так как большинство устройств акустоэлектроники строится с применением широкого класса монокристаллов.

При помещении кристалла в электрическое поле с амплитудой E_0 и компонентами

$$E_1 = E_0 \cos \Omega t, E_2 = E_0 \sin \Omega t, E_3 = 0, \quad (2.1)$$

вращающееся с частотой Ω вокруг оси Z (единичного вектора e), может произойти изменение акустических свойств кристалла. Такое поле может быть создано, например, путем подачи электрического потенциала со сдвигом фазы на систему параллельных металлических электродов, расположенных на поверхности кристалла [5]. При этом сдвиг фазы определяется числом электродов и для случая, представленного на рис. 2.1, составляет $\pi/2$.

Изменение упругих постоянных кристалла под действием электрического поля можно описать с помощью соотношения [64, 118]

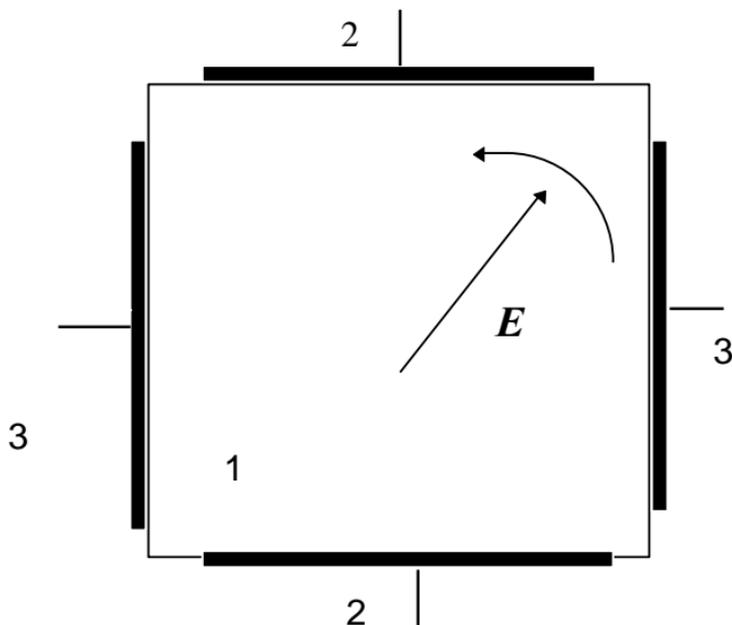


Рис. 2.1. Способ создания вращающегося электрического поля:
1 — звукопровод; 2, 3 — электроды

$$\Delta\Lambda_{ijkl} = e_{mijkl} E_m, \quad (2.2)$$

где E_m — компоненты вектора напряженности электрического поля; e_{mijkl} — тензор нелинейных пьезоэлектрических коэффициентов пятого ранга.

Если симметрия кристалла допускает формирование вращающейся анизотропии, то тензор упругих постоянных с учетом влияния внешнего электрического поля можно представить как сумму двух тензоров:

$$\Lambda(\varphi) = U(-\varphi/2) \begin{pmatrix} \Lambda & \delta & 0 \\ \delta & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_{33} \end{pmatrix} \mathcal{U}(-\varphi/2) + \\ + U(\varphi) \begin{pmatrix} 0 & 0 & \delta_1 \\ 0 & 0 & \delta_2 \\ \delta_1 & \delta_2 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{U}(\varphi), \quad (2.3)$$

где

$$U(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \exp(\varphi \mathbf{c}^\times), \quad (2.4)$$

— матрица поворота вокруг оси Z на угол $\varphi = \Omega t$ [21]; $\Lambda = \Lambda_{44}^0$ — невозмущенное значение упругой постоянной, тильда (\sim) означает транспонирование; \mathbf{c}^\times — антисимметричный тензор, дуальный вектору \mathbf{c} . В формуле (2.3) первое слагаемое описывает структуру, вращающуюся с частотой $\Omega/2$ в направлении, противоположном направлению вращения электрического поля (2.1). Второе слагаемое описывает структуру, вращающуюся с частотой Ω в том же направлении, что и воздействующее электрическое поле. Параметры δ , δ_1 , δ_2 характеризуют анизотропию упругих свойств кристалла, возникающую под действием поля (2.1). Формула (2.3) показывает, что поперечные компоненты акустической волны могут взаимодействовать друг с другом непосредственно (первое слагаемое), а также благодаря наличию их связи с продольной составляющей (второе слагаемое).

В табл. 2.1 приведены классы кристаллов, симметрия которых допускает формирование вращающейся акустической анизотропии, выражения для δ , δ_1 , δ_2 , а также необходимые соотношения между компонентами тензора нелинейного пьезоэффекта.

Таблица 2.1. Классы кристаллов, симметрия которых допускает формирование вращающейся акустической анизотропии (линейный электроакустический эффект)

Класс	3m	32	6	622, 432	6mm
Параметры, характеризующие анизотропию	$\delta = e_{255}E_0$, $\delta_1 = e_{135}E_0$, $\delta_2 = 0$	$\delta = e_{144}E_0$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = e_{134}E_0$	$\delta = 0$, $\delta_1 = e_{135}E_0$, $\delta_2 = e_{134}E_0$	$\delta = 0$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = e_{134}E_0$	$\delta = 0$, $\delta_1 = e_{135}E_0$, $\delta_2 = 0$
Соотношения между нелинейными пьезоэлектрическими компонентами	$e_{145} = e_{255} = -e_{244}$, $e_{135} = e_{234}$	$e_{144} = e_{245} = -e_{155}$, $e_{134} = -e_{235}$	$e_{135} = e_{234}$, $e_{134} = -e_{235}$	$e_{134} = -e_{235}$	$e_{135} = e_{234}$

2.1.1. Влияние симметрии упругих свойств на формирование вращающейся структуры. Пример расчета для кристалла класса $3m$

Чтобы понять, каким образом была заполнена табл. 2.1, рассмотрим, например, кристалл LiNbO_3 (класс симметрии $3m$) и предположим, что оси координат выбраны таким образом, что ось Z направлена вдоль оси третьего порядка, а оси X и Y — вдоль осей второго порядка.

Тензор модулей упругости Λ_{ijkl} симметричен по перестановке индексов i с j , k с l и пары ij с парой kl . Поэтому в общем случае этот тензор имеет 21 независимую компоненту, в то время как полное количество компонент равно $3^4=81$.

Тензор упругих постоянных кристалла с учетом влияния электрического поля можно записать с следующим образом

$$\Lambda_{ijkl} = \Lambda_{ijkl}^0 + \Delta\Lambda_{ijkl} = \Lambda_{ijkl}^0 + e_{mijkl} E_m,$$

где Λ_{ijkl}^0 — тензор упругих постоянных без учета влияния внешнего электрического поля. Переходя к двухиндексной системе обозначений, заменяем пары ij на m по следующей схеме:

$$11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3,$$

$$32=23 \rightarrow 4, 31=13 \rightarrow 5, 21=12 \rightarrow 6.$$

Необходимо учесть, что электрическое поле (2.1) вращается вокруг оси Z , а также принять во внимание соотношения между компонентами тензора нелинейных пьезоэлектрических коэффициентов [63, 64]:

$$\begin{aligned} e_{115} &= e_{224}, 4e_{116} = -(e_{211} + 3e_{222}), e_{125} = e_{214}, \\ 4e_{126} &= (e_{222} + 3e_{211}), e_{135} = e_{234}, e_{136} = -e_{223}, e_{145} = e_{255}, \\ 2e_{146} &= e_{224} - e_{214}, 2e_{212} = -(e_{211} + e_{222}), e_{213} = -e_{223}, \\ e_{244} &= -e_{255}, 2e_{256} = e_{224} - e_{214}, 2e_{266} = -(e_{211} + e_{222}), \\ e_{322} &= e_{311}, e_{323} = e_{313}, e_{324} = -e_{314}, e_{355} = e_{344}, 2e_{366} = e_{311} - e_{312}, \\ e_{223} &\neq 0, e_{234} \neq 0, e_{313} \neq 0, e_{333} \neq 0. \end{aligned}$$

Остальные компоненты тензора нелинейных пьезоэлектрических коэффициентов равны нулю.

Тогда можно получить 21 компоненту тензора упругих постоянных с учетом влияния вращающегося электрического поля (2.1):

- 1) $\Lambda_{11} = \Lambda_{11}^0 + e_{111}E_1 + e_{211}E_2 + e_{311}E_3 = \Lambda_{11}^0 + e_{211}E_2,$
- 2) $\Lambda_{12} = \Lambda_{21} = \Lambda_{12}^0 + e_{112}E_1 + e_{212}E_2 + e_{312}E_3 = \Lambda_{12}^0 + e_{212}E_2,$
- 3) $\Lambda_{13} = \Lambda_{31} = \Lambda_{13}^0 + e_{113}E_1 + e_{213}E_2 + e_{313}E_3 = \Lambda_{13}^0 + e_{213}E_2,$
- 4) $\Lambda_{14} = \Lambda_{41} = \Lambda_{14}^0 + e_{114}E_1 + e_{214}E_2 + e_{314}E_3 = \Lambda_{14}^0 + e_{214}E_2,$
- 5) $\Lambda_{15} = \Lambda_{51} = \Lambda_{15}^0 + e_{115}E_1 + e_{215}E_2 + e_{315}E_3 = e_{115}E_1,$
- 6) $\Lambda_{16} = \Lambda_{61} = \Lambda_{16}^0 + e_{116}E_1 + e_{216}E_2 + e_{316}E_3 = e_{116}E_1,$
- 7) $\Lambda_{22} = \Lambda_{22}^0 + e_{122}E_1 + e_{222}E_2 + e_{322}E_3 = \Lambda_{22}^0 + e_{222}E_2,$
- 8) $\Lambda_{23} = \Lambda_{32} = \Lambda_{23}^0 + e_{123}E_1 + e_{223}E_2 + e_{323}E_3 = \Lambda_{23}^0 + e_{223}E_2,$
- 9) $\Lambda_{24} = \Lambda_{42} = \Lambda_{24}^0 + e_{124}E_1 + e_{224}E_2 + e_{324}E_3 = -\Lambda_{14}^0 + e_{224}E_2,$
- 10) $\Lambda_{25} = \Lambda_{52} = \Lambda_{25}^0 + e_{125}E_1 + e_{225}E_2 + e_{325}E_3 = e_{125}E_1,$
- 11) $\Lambda_{26} = \Lambda_{62} = \Lambda_{26}^0 + e_{126}E_1 + e_{226}E_2 + e_{326}E_3 = e_{126}E_1,$
- 12) $\Lambda_{33} = \Lambda_{33}^0 + e_{133}E_1 + e_{233}E_2 + e_{333}E_3 = \Lambda_{33}^0,$
- 13) $\Lambda_{34} = \Lambda_{43} = \Lambda_{34}^0 + e_{134}E_1 + e_{234}E_2 + e_{334}E_3 = e_{234}E_2,$
- 14) $\Lambda_{35} = \Lambda_{53} = \Lambda_{35}^0 + e_{135}E_1 + e_{235}E_2 + e_{335}E_3 = e_{135}E_1,$
- 15) $\Lambda_{36} = \Lambda_{63} = \Lambda_{36}^0 + e_{136}E_1 + e_{236}E_2 + e_{336}E_3 = e_{136}E_1,$
- 16) $\Lambda_{44} = \Lambda_{44}^0 + e_{144}E_1 + e_{244}E_2 + e_{344}E_3 = \Lambda_{44}^0 + e_{244}E_2,$
- 17) $\Lambda_{45} = \Lambda_{54} = \Lambda_{45}^0 + e_{145}E_1 + e_{245}E_2 + e_{345}E_3 = e_{145}E_1,$
- 18) $\Lambda_{46} = \Lambda_{64} = \Lambda_{46}^0 + e_{146}E_1 + e_{246}E_2 + e_{346}E_3 = e_{146}E_1,$
- 19) $\Lambda_{55} = \Lambda_{55}^0 + e_{155}E_1 + e_{255}E_2 + e_{355}E_3 = \Lambda_{44}^0 + e_{255}E_2,$
- 20) $\Lambda_{56} = \Lambda_{65} = \Lambda_{56}^0 + e_{156}E_1 + e_{256}E_2 + e_{356}E_3 = \Lambda_{14}^0 + e_{256}E_2,$

$$21) \Lambda_{66} = \Lambda_{66}^0 + e_{166}E_1 + e_{266}E_2 + e_{366}E_3 = \Lambda_{66}^0 + e_{266}E_2.$$

Уравнение упругой волны, распространяющейся вдоль оси Z , может быть записано в матричном виде

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Lambda_{55} & \Lambda_{45} & \Lambda_{35} \\ \Lambda_{45} & \Lambda_{44} & \Lambda_{34} \\ \Lambda_{35} & \Lambda_{34} & \Lambda_{33} \end{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix},$$

где элементы матрицы, которую мы обозначим \hat{A} , равны:

$$A_{11} = A_{55} = \Lambda_{44}^0 + e_{255}E_0 \sin \varphi,$$

$$A_{12} = A_{21} = \Lambda_{45} = e_{145}E_0 \cos \varphi,$$

$$A_{13} = A_{31} = \Lambda_{53} = e_{135}E_0 \cos \varphi,$$

$$A_{22} = A_{44} = \Lambda_{44}^0 + e_{244}E_0 \sin \varphi,$$

$$A_{23} = A_{32} = \Lambda_{43} = e_{234}E_0 \sin \varphi,$$

$$A_{33} = \Lambda_{33}^0.$$

Если ввести обозначения $\delta = e_{255}E_0$, $\delta_1 = e_{135}E_0$ и $\Lambda = \Lambda_{44}^0$, то матрицу \hat{A} можно записать следующим образом:

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \Lambda + \delta \sin \varphi & \delta \cos \varphi & \delta_1 \cos \varphi \\ \delta \cos \varphi & \Lambda - \delta \sin \varphi & \delta_1 \sin \varphi \\ \delta_1 \cos \varphi & \delta_1 \sin \varphi & \Lambda_{33} \end{pmatrix}.$$

Тогда тензор упругих постоянных с учетом влияния внешнего электрического поля (2.1) может быть представлен суммой

$$\Lambda(\varphi) = U(-\varphi/2) \begin{pmatrix} \Lambda & \delta & 0 \\ \delta & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_{33} \end{pmatrix} U(\varphi/2) +$$

$$+U(\varphi) \begin{pmatrix} 0 & 0 & \delta_1 \\ 0 & 0 & 0 \\ \delta_1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{U}(\varphi).$$

Следовательно, вращение на угол $-\varphi/2$ описывается элементами $A_{11}, A_{22}, A_{12}, A_{21}$. Элементы $A_{13}, A_{23}, A_{31}, A_{32}$ описывают вращение на угол $+\varphi$.

2.2. Волновые числа и эллиптичности собственных мод акустического поля в кристалле с вращающейся структурой с учетом вязкости среды

Акустические свойства кристалла с аномально высокой диэлектрической проницаемостью (например, центросимметричной сегнетокерамики на основе титаната бария) будем описывать с помощью обобщенного закона Гука [119], учитывающего вязкость среды:

$$\sigma_{ik} = c_{iklm} \gamma_{lm} + \eta_{iklm} \frac{\partial \gamma_{lm}}{\partial t}. \quad (2.5)$$

Здесь σ_{ik} , γ_{lm} и c_{iklm} — тензоры напряжений, деформаций и упругих постоянных; η_{iklm} — тензор вязкости. Воздействие вращающегося электрического поля (2.1) может привести к существенному изменению акустических свойств кристалла, в результате чего распространение упругой волны с вектором смещения \mathbf{u} будет описываться уравнением движения

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i}{\partial t^2} = \Lambda(t) \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i}{\partial z^2} + B(t) \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i}{\partial z^2}. \quad (2.6)$$

Здесь ρ — плотность среды, тензоры упругих постоянных $\Lambda(t)$ и вязкости $B(t)$ учитывают нестационарное воздействие внешнего электрического поля (2.1) и имеют следующий вид:

$$\Lambda(t) = U(t) \begin{pmatrix} \bar{\Lambda} + \delta & 0 \\ 0 & \bar{\Lambda} - \delta \end{pmatrix} \mathbf{U}(t), \quad (2.7)$$

$$B(t) = U(t) \begin{pmatrix} \bar{B} + \chi & 0 \\ 0 & \bar{B} - \chi \end{pmatrix} \mathcal{U}(t). \quad (2.8)$$

В выражениях (2.7) и (2.8) использованы обозначения [113, 117]:

$$\bar{\Lambda} = c_{44} + (\alpha_{155} + \alpha_{144}) E_0^2 / 2, \quad \delta = (\alpha_{155} + \alpha_{144}) E_0^2 / 2,$$

$$\bar{B} = \eta_{44} + (\beta_{155} + \beta_{144}) E_0^2 / 2, \quad \chi = (\beta_{155} + \beta_{144}) E_0^2 / 2,$$

α , β — тензоры, учитывающие электрострикционное воздействие поля \mathbf{E} на упругие постоянные и вязкость среды:

$$\Delta \Lambda_{ijkl} = \alpha_{mnikl} E_m E_n, \quad \Delta B_{ijkl} = \beta_{mnikl} E_m E_n.$$

Используя методику, предложенную в [120, 5], решения уравнения движения (2.6) будем искать в виде связанных между собой плоских монохроматических волн

$$\mathbf{u} = \{A_+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega - \Omega)t] + A_- \mathbf{n}_- \exp[-i(\omega + \Omega)t]\} \exp[ik(\omega)z], \quad (2.9)$$

имеющих одинаковые волновые числа $k(\omega)$, различные частоты $\omega \pm \Omega$ и противоположные циркулярные поляризации, задаваемые векторами $\mathbf{n}_{\pm} = (\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}) / \sqrt{2}$, где \mathbf{a} и \mathbf{b} — орты лабораторной декартовой системы координат.

Упругие волны в кристалле с вращающейся структурой (2.9) существенно зависят от значения величины ω , определяемой частотой и поляризацией падающей акустической волны. Рассмотрим случай, когда на границе кристалла при $z=0$ возбуждается циркулярно поляризованная ультразвуковая волна

$$\mathbf{u}_e = u_0 \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t], \quad (2.10)$$

вектор упругого смещения которой имеет такое же направление вращения с течением времени, как и внешнее электрическое поле. Вследствие непрерывности вектора упругого смещения на границе кристалла падающая волна возбуждает в кристалле в первую очередь волну с такими же поляризацией и частотой, описываемую вторым слагаемым в (2.9.). Следовательно,

$$\omega_0 = \omega + \Omega, \quad (2.11)$$

и собственную акустическую моду кристалла (2.9.) можно записать в виде

$$\mathbf{u} = \{A_- \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t] + A_+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t]\} \exp[ik(\omega_0 - \Omega)z]. \quad (2.12)$$

Наибольший интерес представляет случай

$$\omega_0 = \Omega, \quad (2.13)$$

когда падающая волна совпадает с внешним электрическим полем не только по направлению вращения, но и по частоте. Тогда

$$\mathbf{u} = \{A_- \mathbf{n}_- \exp[-i\Omega t] + A_+ \mathbf{n}_+ \exp[i\Omega t]\} \exp[ik(0)z], \quad (2.14)$$

т. е. собственная мода кристалла состоит из двух связанных между собой циркулярно поляризованных волн, распространяющихся в противоположных направлениях и имеющих одинаковые частоты. Поскольку поляризация определяется в зависимости от направления распространения волны, то циркулярные составляющие собственной волны кристалла имеют фактически одинаковые поляризации. Если частота падающей волны ω_0 незначительно отличается от частоты вращающегося электрического поля Ω , то связанные волны (2.12) имеют противоположные направления распространения, одинаковые поляризации и близкие частоты ω_0 и $2\Omega - \omega_0$. Как следует из рис.2.4, коэффициент связи между циркулярными составляющими собственной акустической моды кристалла (2.12.) максимален в условиях резонанса (2.13) и убывает при удалении частоты падающей волны от частоты вращающегося электрического поля. О наличии резонансного взаимодействия ультразвука и вращающегося электрического поля при условии (2.13) свидетельствует также сильная частотная дисперсия волновых чисел собственных акустических мод кристалла в окрестности точки (см. рис.2.2, 2.3)

$$\omega = 0. \quad (2.15)$$

Если частота ультразвука значительно отличается от частоты вращающегося электрического поля, то резонансного взаимодействия не наблюдается. В этом случае падающая волна (2.10) возбуждает в кристалле в основном одну циркулярно поляризованную волну, характеризуемую вектором поляризации \mathbf{n}_- и волновым числом k_2 ($\omega_0 - \Omega$). В этом частотном режиме возможен поворот плоскости поляризации ультразвука в кристалле при па-

дении на кристалл линейно поляризованной волны (см. раздел 2.3 настоящей работы).

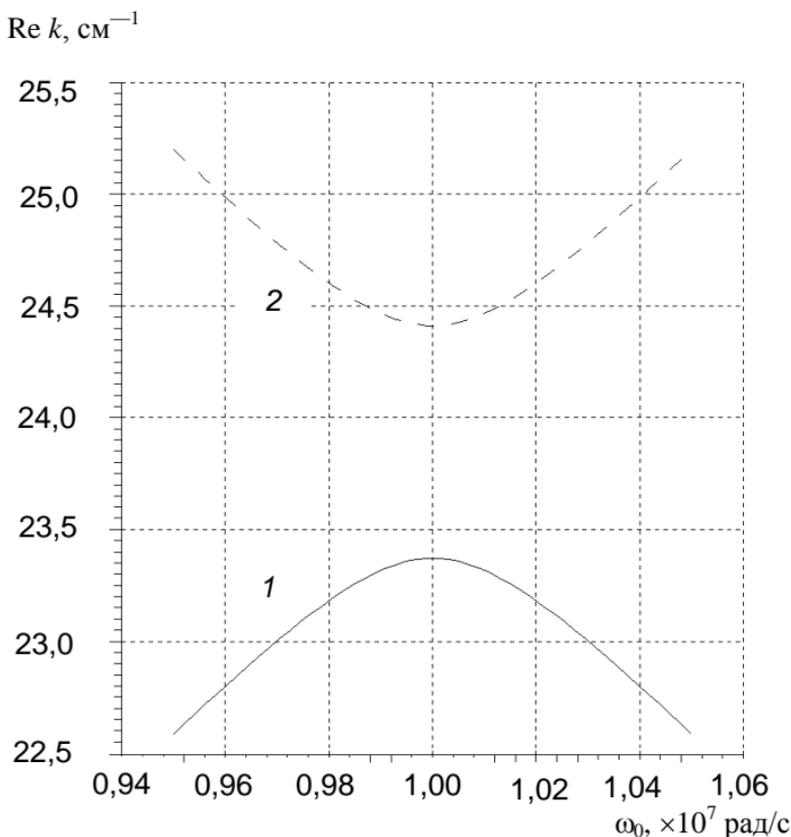


Рис. 2.2. Зависимость действительных частей волновых чисел собственных мод акустического поля от частоты падающей волны ($\Omega=10^7$ рад/с):

1, 2 — Rek_1 ; Rek_2 соответственно

Рассмотрим также случай, когда на границе кристалла при $z=0$ возбуждается круговая акустическая волна:

$$\mathbf{u}_e = u_0 \mathbf{n}_+ \exp[-i\omega_0 t], \quad (2.16)$$

вектор упругого смещения которой вращается с течением времени в противоположном направлении относительно внешнего электрического поля. Из условия непрерывности вектора упругого смещения на границе кристалла следует, что падающая волна (2.16) возбуждае

т в кристалле в первую очередь волну с такой же поляризацией, описываемую первым слагаемым в (2.9). Частота ультразвука на границе измениться не может, поэтому

$$\omega_0 = \omega - \Omega. \tag{2.17}$$

$\text{Im } k, \text{ см}^{-1}$

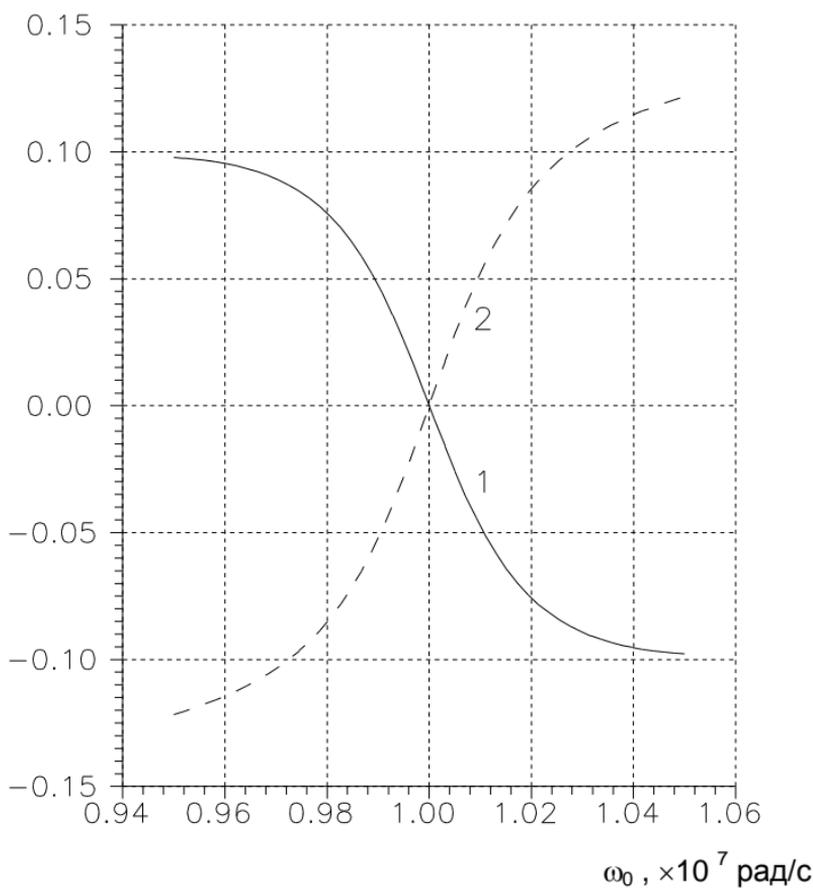


Рис. 2.3. Зависимость мнимых частей волновых чисел собственных мод акустического поля от частоты падающей волны ($\Omega=10^7$ рад/с): 1, 2 — $\text{Im } k_1; \text{Im } k_2$ соответственно

При любых положительных значениях величин Ω и ω_0 условие резонанса (2.15) не удовлетворяется, т.е. резонансное взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем для рассматриваемой поляризации падающей волны не имеет места ни при каких частотах. Волна в кристалле имеет волновое число $k_2(\omega_0 + \Omega)$ и круговую поляризацию, задаваемую вектором \mathbf{n}_+ .

Если частота ультразвука удовлетворяет неравенству

$$4\Omega^2 \ll \delta^2 \omega_0^2, \quad (2.18)$$

то собственная акустическая мода кристалла (2.9) также представляет собой две циркулярно поляризованные волны с коэффициентом связи, близким к единице (см. статью В. Н. Белого, Б. Б. Севрука. Параметрические электроакустические эффекты в кристаллах с индуцированной внешним электрическим полем, вращающейся акустической анизотропией // Журн. технич. физики. 1987. Т. 57, № 2. С. 336—340, а также раздел 4.5 настоящей работы). Однако в этом случае преобразования энергии электрического поля в энергию ультразвука не происходит. Следовательно, не имеют места генерация обращенной и усиление прошедшей волн. При таком нерезонансном взаимодействии выполняется условие $\omega \gg \Omega$, и связанные волны распространяются в кристалле в одном направлении, что приводит к одновременному преобразованию частоты и поляризации ультразвука. При определенной толщине кристалла возбуждаемая на границе циркулярно поляризованная волна преобразуется на выходе из кристалла в волну с противоположной поляризацией и частотой $\omega_0 \pm 2\Omega$.

Подставляя выражение (2.9) в уравнение (2.6) и учитывая явный вид тензоров (2.7) и (2.8), получаем следующую систему линейных однородных уравнений:

$$\begin{aligned} [\rho(\omega - \Omega)^2 - k^2[\bar{\Lambda} - i\bar{B}(\omega - \Omega)]]A_+ - k^2[\delta - i\chi(\omega + \Omega)]A_- = 0, \\ -k^2[\delta - i\chi(\omega - \Omega)]A_+ + [\rho(\omega + \Omega)^2 - k^2[\bar{\Lambda} - i\bar{B}(\omega + \Omega)]]A_- = 0. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Приравнивая нулю определитель системы (2.19), находим волновые числа

Re ξ , отн. ед.

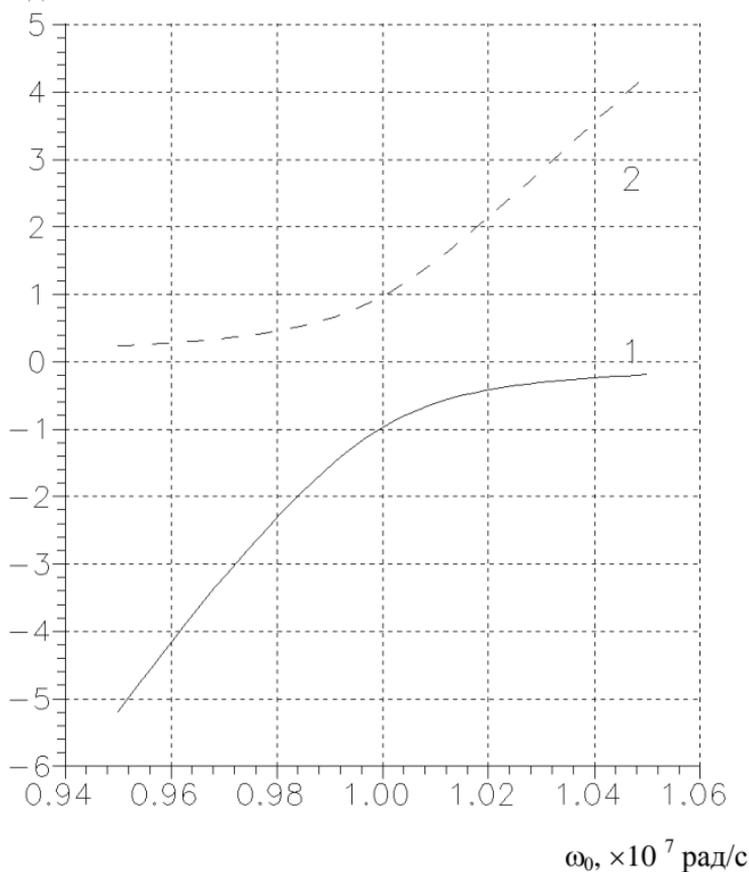


Рис. 2.4. Зависимость действительных частей эллиптичностей собственных мод акустического поля от частоты падающей волны ($\Omega=10^7$ рад/с):

1, 2 — Re ξ_1 ; Re ξ_2

$$k_{1,2}(\omega) = \sqrt{\rho \frac{A_1 \omega_2^2 \pm A_2 \omega_1^2 + \sqrt{(A_1 \omega_2^2 - A_2 \omega_1^2)^2 + 4X_1 X_2 \omega_1^2 \omega_2^2}}{2(A_1 A_2 - X_1 X_2)}}, \quad (2.20)$$

$$k_{3,4}(\omega) = -k_{2,1}(\omega)$$

и отношения амплитуд циркулярных компонент

$$\xi_{1,2}(\omega) = \xi_{3,4}(\omega) = \frac{A_-}{A_+} = \frac{\rho\omega_2^2 - k_{1,2}^2(\omega)A_2}{k_{1,2}^2(\omega)X_1} \quad (2.21)$$

собственных мод (2.9) акустического поля. Величины ξ_k характеризуют коэффициент связи между циркулярными волнами, образующими собственную моду акустического поля. В дальнейшем для краткости будем называть величины ξ_k эллиптичностью собственных акустических мод. Основанием для использования такого термина является то обстоятельство, что величины ξ_k действительно равны эллиптиčnostям собственных волн акустического поля, если рассматривать эти волны во вращающейся системе координат. В такой системе координат, сопровождающей внешнее электрическое поле, собственные акустические моды (2.9) представляют собой плоские монокроматические волны с частотой ω , волновым числом $k(\omega)$ и эллиптичностью $\xi(\omega)$ (см. раздел 2.4 настоящей работы).

В выражениях (2.20), (2.21) использованы следующего обозначения:

$$A_1 = \bar{\Lambda} - i\bar{B}\omega_1, \quad X_1 = \delta - i\chi\omega_1, \quad \omega_1 = \omega + \Omega,$$

$$A_2 = \bar{\Lambda} - i\bar{B}\omega_2, \quad X_2 = \delta - i\chi\omega_2, \quad \omega_2 = \omega - \Omega.$$

На рис. 2.2—2.5 представлены графики зависимости действительных и мнимых частей волновых чисел (2.20) и эллиптичностей (2.21) собственных мод акустического поля от частоты ультразвука при следующих значениях параметров, характерных для керамик на основе титаната бария [121—123]:

$$\bar{\Lambda} = 10^{12} \text{ дин/см}^2, \quad \delta = -4,465 \cdot 10^{10} \text{ дин/см}^2, \quad \bar{B} = 1000 \text{ ед. СГС},$$

$$\chi = 50 \text{ ед. СГС}, \quad \rho = 5,7 \text{ г/см}^3, \quad \Omega = 10^7 \text{ рад/с}, \quad E_0 = 4 \text{ кВ/см}.$$

Как следует из рис. 2.2, волновые числа k_1 и k_2 имеют положительные действительные части и соответствуют собственным акустическим модам, которые возбуждаются в кристалле ультразвуковой волной, распространяющейся в положительном направлении оси Z . Волновые числа k_3 и k_4 имеют отрицательные дей-

ствительные части и описывают волны, отраженные от задней границы кристалла при $z=L$.

$\text{Im } \xi$, отн. ед.

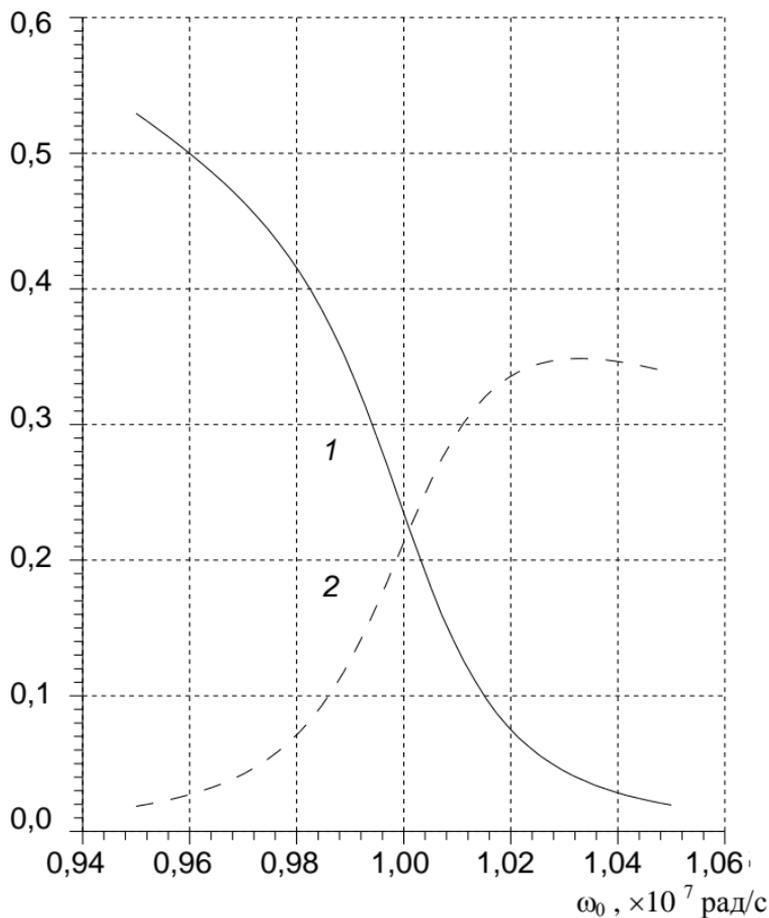


Рис. 2.5. Зависимость мнимых частей эллиптичностей собственных мод акустического поля от частоты падающей волны ($\Omega=10^7 \text{ рад/с}$): 1, 2 —

$\text{Im } \xi_1$; $\text{Im } \xi_2$

2.3. Поворот плоскости поляризации ультразвука в кристалле во вращающемся электрическом поле

Если частота ω линейно поляризованной акустической волны, падающей на кристалл во вращающемся электрическом поле, удовлетворяет неравенству

$$\delta^2 \omega_0^2 (\omega_0 - 2\Omega) \ll 4 \bar{\Lambda}^2 \Omega^2 (\omega_0 - \Omega)^2, \quad (2.22)$$

то собственные моды являются циркулярно поляризованными. Падающая акустическая волна на выходе из кристалла остается линейно поляризованной, и в этом случае имеет место поворот плоскости поляризации ультразвука на угол

$$\Phi = [k_1(\omega_0 + \Omega) - k_2(\omega_0 - \Omega)]/2 = - \sqrt{\rho \frac{\omega_0^4 \delta^2 L}{8 \bar{\Lambda}^{5/2} \Omega (\omega_0^2 - \Omega^2)}}, \quad (2.23)$$

где L — толщина кристалла. После формальной замены

$$\Omega \rightarrow q \sqrt{\bar{\Lambda} / \rho}$$

полученное выражение переходит в формулу для вращательной способности пьезокерамического цилиндра, на боковую поверхность которого нанесена пара ленточно-спиральных электродов с периодом $P = 2\pi/q$ [113]. Следовательно, гиротропные свойства кристалла с пространственно-однородной вращающейся акустической анизотропией аналогичны гиротропным свойствам кристалла, помещенного в стационарное спирально-неоднородное электрическое поле. Согласно [121, 122], относительное изменение скорости упругих волн в centrosимметричной сегнетокерамике при напряженности электрического поля порядка 10 кВ/см составляет несколько процентов. График зависимости удельного вращения плоскости поляризации ультразвука $\vartheta = \Phi/L$ от его частоты ω_0 при тех же численных значениях параметров приведен на рис. 2.6.

Для кристалла LiNbO_3 удельное вращение плоскости поляризации достигает примерно $0,8 \text{ м}^{-1}$ при $\delta \sim 10^8 \text{ Н/м}^2$.

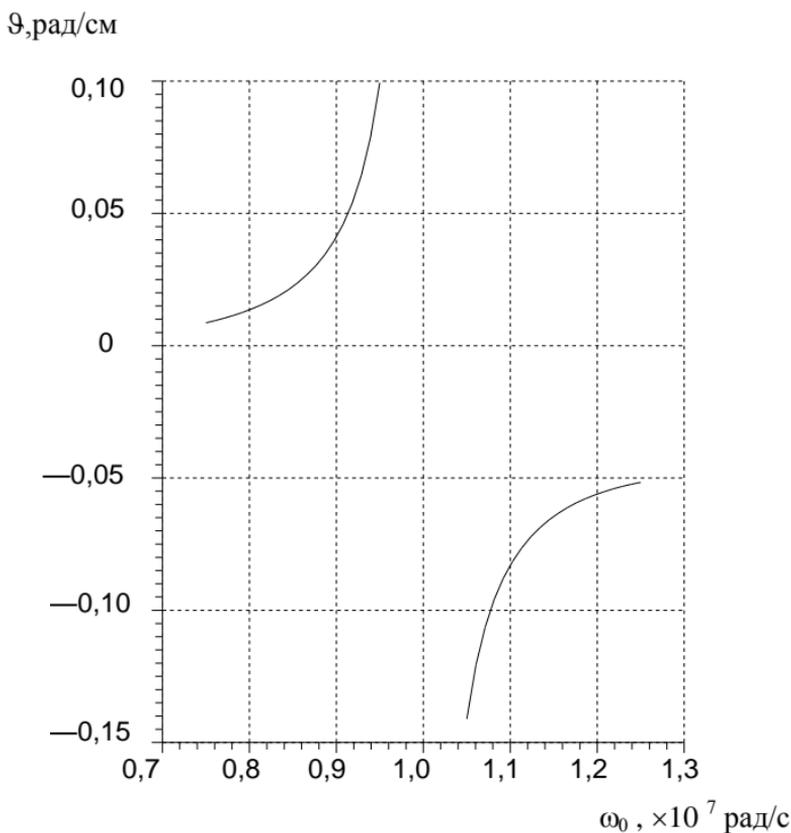


Рис. 2.6. Зависимость удельного вращения плоскости поляризации ультразвука от частоты ($\Omega=10^7$ рад/с)

2.4. Подавление поглощения ультразвука вращающимся электрическим полем. Переход к вращающейся системе координат

Как уже отмечалось во введении, при распространении электромагнитного поля в пространственно-периодических средах возможны явления подавления либо частичного ослабления поглощения энергии поля веществом. В частности, подавление поглощения рентгеновских лучей при их дифракции в кристалле (эффект Бормана [124—126]) является следствием образования

стоячей электромагнитной волны в результате интерференции падающей и дифрагированной волн. Нули амплитуды стоячей волны совпадают с узлами кристаллической решетки, т.е. дискретно расположенными в пространстве центрами поглощения кристалла. Ослабление поглощения света имеет место также при дифракции световых волн в холестерическом жидком кристалле [127]. В этом случае аномально слабое поглощение света обусловлено поляризационными свойствами электромагнитного поля в ХЖК. Собственные моды электромагнитного поля на одной из границ частотной области брэгговского отражения оказываются поляризованными ортогонально осциллятору поглощения во всем объеме кристалла при распространении световой волны вдоль оси холестерической спирали.

Данные явления аномально слабого поглощения проявляются в условиях резонансного взаимодействия электромагнитных волн с пространственно-периодической структурой кристалла. В работах [128, 129] исследована возможность ослабления поглощения электромагнитных волн также при их распространении в кристалле с нестационарной одноосной структурой, индуцированной вращающимся электрическим полем. Показано, что в таких кристаллах может иметь место эффект ослабления поглощения, аналогичный эффекту Бормана для рентгеновских лучей, а также эффекту подавления поглощения света в ХЖК. Рассматриваемый эффект имеет поляризационную природу и не является следствием только перекачки энергии от воздействующего поля к пробной волне. Анализ показал, что максимум коэффициента отражения смещается относительно резонансной частоты в ту область спектра, где поле в кристалле поляризовано преимущественно перпендикулярно осциллятору поглощения. Таким образом, эффект ослабления поглощения (эффект Бормана) имеет место не только при периодическом расположении центров поглощения в пространстве, но и при вращении осцилляторов поглощения с течением времени с постоянной угловой скоростью.

В данном разделе исследуется эффект подавления поглощения акустических волн при их резонансном взаимодействии с вращающимся электрическим полем в кристаллах с аномально высокой диэлектрической проницаемостью. Установлено, что этот эффект обусловлен структурой акустического поля, соб-

ственные моды которого имеют вид стоячих волн во вращающейся системе координат, сопровождающей электрическое поле.

С целью решения уравнения движения (2.6) введем вектор

$$\mathbf{u}' = \mathcal{U}(t)\mathbf{u}, \quad (2.24)$$

характеризующий упругое смещение частиц среды во вращающейся системе координат, сопровождающей поворот внешнего электрического поля (2.1). В этой системе координат, в отличие от лабораторной, тензоры упругих постоянных (2.7) и вязкости среды (2.8) не зависят от времени, что позволяет искать решения уравнения движения в виде плоских монохроматических волн

$$\mathbf{u}' = u_0' \exp[ik(\omega')z - i\omega't], \quad (2.25)$$

с частотой ω' и волновым числом $k(\omega')$. В лабораторной системе координат вектор смещения волны (2.25) имеет вид, аналогичный (2.9):

$$\begin{aligned} \mathbf{u} = U(t)\mathbf{u}' = & \{A_+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega' - \Omega)t] + \\ & + A_- \mathbf{n}_- \exp[-i(\omega' + \Omega)t]\} \exp[ik(\omega')z]. \end{aligned}$$

Используя связь (2.24) между векторами \mathbf{u} и \mathbf{u}' и соотношения

$$\frac{\partial}{\partial t} U(t)\mathbf{u}' = U(t)(\Omega \mathbf{c}^\times - i\omega')\mathbf{u}',$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} U(t)\mathbf{u}' = U(t)(\Omega^2 \mathbf{c}^\times \mathbf{c}^\times - 2i\omega'\Omega \mathbf{c}^\times - \omega'^2)\mathbf{u}',$$

уравнение движения (2.6) можно записать во вращающейся системе координат в следующем виде:

$$\{\rho[\Omega^2(\mathbf{c} \cdot \mathbf{c} - 1) - 2i\omega'\Omega \mathbf{c}^\times - \omega'^2] + k^2[\bar{\Lambda} + \bar{\mathbf{B}}(\Omega \mathbf{c}^\times - i\omega')]\}\mathbf{u}' = 0. \quad (2.26)$$

Точка между векторами означает их прямое (диадное) произведение.

Рассмотрим случай, когда на границе кристалла при $z=0$ возбуждается циркулярно поляризованная акустическая волна

$$\mathbf{u}_e = u_0 \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t], \quad (2.27)$$

вектор упругого смещения которой имеет такое же направление вращения во времени, как и внешнее электрическое поле. Из условия непрерывности вектора \mathbf{u} на границе следует $\omega_0 = \omega' + \Omega$, т. е. $\omega' = \omega_0 - \Omega$. Если частота ультразвука ω_0 совпадает с частотой электрического поля Ω (случай резонансного взаимодействия), то выполняется соотношение $\omega' = 0$, и собственные моды (2.25) акустического поля имеют вид стоячих волн. При этом из векторного уравнения (2.26) следует однородная система алгебраических линейных уравнений для компонент вектора смещения \mathbf{u}' упругой волны во вращающейся системе координат:

$$\begin{aligned} [\rho\Omega^2 - k^2(\bar{\Lambda} + \delta)]u'_x + k^2\Omega(\bar{B} + \chi)u'_y &= 0, \\ k^2\Omega(\bar{B} - \chi)u'_x - [\rho\Omega^2 - k^2(\bar{\Lambda} - \delta)]u'_y &= 0. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Приравнявая нулю определитель системы (2.28), получаем выражения для волновых чисел собственных мод акустического поля (2.25):

$$k_{1,2}(0) = \sqrt{\frac{\rho\Omega^2\bar{\Lambda} \pm \sqrt{\rho^2\Omega^4(\delta^2 - (\bar{B}^2 - \chi^2)\Omega^2)}}{\bar{\Lambda} - \delta^2 + (\bar{B}^2 - \chi^2)\Omega^2}}. \quad (2.29)$$

Вращающееся электрическое поле может привести к значительному изменению акустических свойств кристалла с аномально высокой диэлектрической проницаемостью. Как следует из выражения (2.29), при возрастании анизотропии тензора упругих постоянных δ и анизотропии тензора вязкости χ , индуцированных электрическим полем, мнимые части волновых чисел монотонно убывают до нуля. Начиная с пороговых значений параметров δ и χ , определяемых условием

$$\delta^2 + \chi^2\Omega^2 = \bar{B}^2\Omega^2, \quad (2.30)$$

волновые числа (2.29) становятся действительными, и собственные моды акустического поля перестают затухать в кристалле. В соответствии с условием (2.30) пороговое значение напряженности вращающегося электрического поля выражается через параметры кристалла следующим образом:

$$E_{\bar{i}\bar{i}\delta}^2 = \frac{2\eta_{44}\Omega(\sqrt{(\alpha_{155} - \alpha_{144})^2 + \Omega^2(\beta_{155} - \beta_{144})^2} + \Omega(\beta_{155} + \beta_{144}))}{(\alpha_{155} - \alpha_{144})^2 - 4\Omega^2\beta_{155}\beta_{144}}.$$

Если частота ультразвука ω_0 отличается от частоты электрического поля Ω , то волновые числа (2.29) являются комплексными независимо от напряженности электрического поля. Как показывают численные оценки, для кристалла с аномально высокой диэлектрической проницаемостью выполнение порогового условия (2.30) достигается при напряженности электрического поля порядка нескольких киловольт на сантиметр.

Из системы уравнений (2.28) можно определить также эллиптичности $\gamma = -iu'_y/u'_x$ собственных акустических волн (2.25):

$$\gamma_1 = i \frac{(\bar{B} - \chi)\Omega k_1^2}{(\bar{\Lambda} - \delta)k_1^2 - \rho\Omega^2}, \quad \gamma_2 = -i \frac{(\bar{\Lambda} + \delta)k_2^2 - \rho\Omega^2}{(\bar{B} + \chi)k_2^2\Omega}. \quad (2.31)$$

Если напряженность электрического поля превышает пороговое значение, то эллиптичности (2.31) являются чисто мнимыми, и собственные моды акустического поля поляризованы линейно и взаимно ортогонально. При пороговом условии имеем $\gamma_{1,2} = \pm i$, а по мере возрастания напряженности электрического поля азимут поляризации собственных волн изменяется: $\gamma_1 \rightarrow \infty$, $\gamma_2 \rightarrow 0$.

Следовательно, в случае взаимодействия циркулярно поляризованной акустической волны (2.27) с вращающимся электрическим полем в кристаллах с аномально высокой диэлектрической проницаемостью возможен эффект подавления поглощения ультразвука. При этом во вращающейся системе координат, сопровождающей электрическое поле, собственные акустические моды кристалла являются стоячими волнами. Последние имеют взаимно ортогональную линейную поляризацию и действительные волновые числа, вследствие чего не затухают в кристалле.

Таким образом, во второй главе, основанной на работах [130—133], рассмотрено формирование анизотропии упругих свойств под действием внешнего вращающегося электрического поля. Определены классы кристаллов, симметрия которых допускает формирование вращающейся акустической анизотропии. Проведено подробное исследование влияния вязкости среды на акустические свойства кристалла с вращающейся анизотропией.

С учетом поглощения определены волновые числа и эллиптичности собственных акустических волн, исследованы гиротропные свойства кристалла с индуцированной анизотропией. Показано, что в условиях резонансного взаимодействия ультразвука с вращающимся электрическим полем может иметь место эффект подавления поглощения ультразвука. При этом волновые числа собственных мод акустического поля становятся действительными, если напряженность электрического поля превышает определенное пороговое значение. Следовательно, вязкость среды оказывает влияние только на фазовую скорость собственных акустических волн, распространяющихся без затухания. Это пороговое значение напряженности электрического поля найдено с учетом эффекта электропоглощения, т.е. влияния поля на вязкость среды. Среды с индуцированной вращающейся пространственно однородной акустической анизотропией представляют собой акустический аналог пространственно-периодических сред и в них проявляются эффекты, характерные для последних.

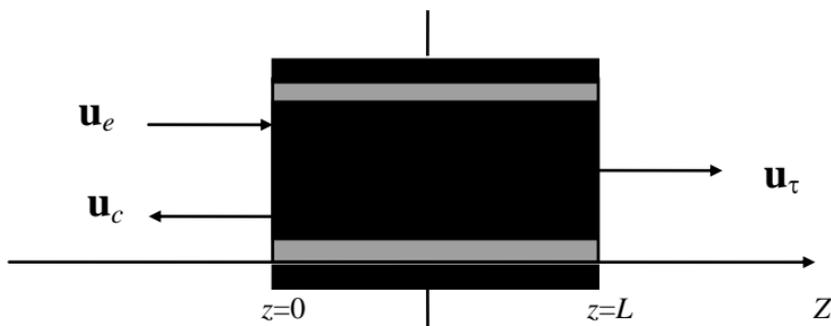
Г л а в а 3

ГРАНИЧНЫЕ ЗАДАЧИ В АКУСТИКЕ КРИСТАЛЛОВ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ АНИЗОТРОПИЕЙ УПРУГИХ СВОЙСТВ

3.1. Усиление и фазовое сопряжение ультразвука без учета отражения от границ кристалла

В результате взаимодействия возбуждаемого в кристалле ультразвука (2.27) с вращающимся электрическим полем, напряженность которого превышает пороговое значение, могут произойти усиление прошедшей волны и генерация обращенной волны [5]. Векторы упругого смещения этих волн можно записать на границах кристалла (соответственно при $z = L$ и $z = 0$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_\tau &= u_\tau^- \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t + ik_0 L], \\ \mathbf{u}_c &= u_c^+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t]. \end{aligned} \quad (3.1)$$

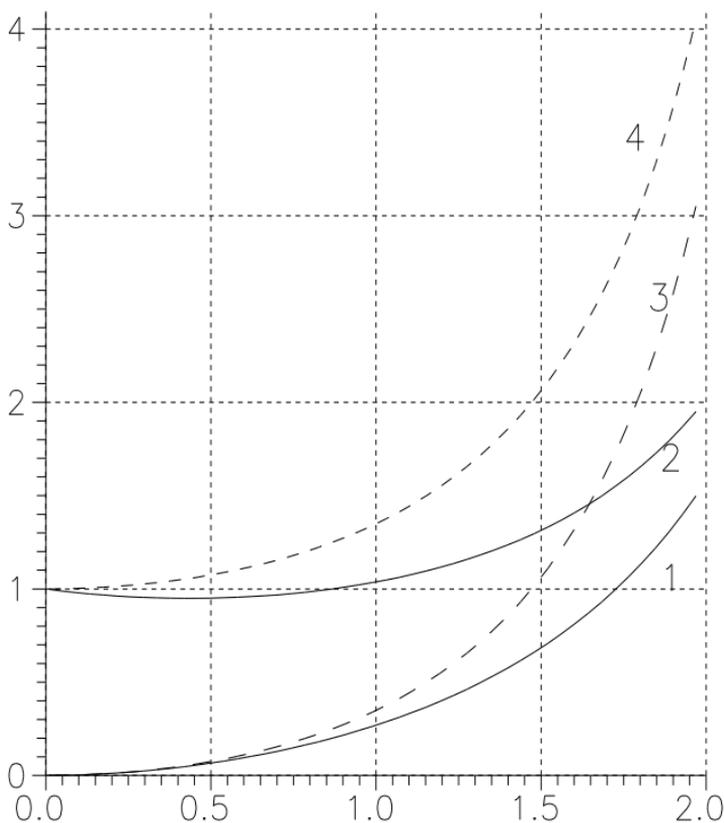


Обе волны (3.1) являются циркулярно поляризованными, причем их векторы упругого смещения имеют такое же направление вращения с течением времени, как и электрическое поле (так как $\omega \approx \Omega$, то $\omega - 2\Omega < 0$). Пренебрегая отражением ультразвука от границ,

записываем акустическое поле внутри кристалла в виде суммы двух собственных мод с положительными волновыми числами k_1 и k_2 :

$$\mathbf{u} = \sum_{m=1}^2 A_m \{ \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t] + \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t] \} \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)z]. \quad (3.2)$$

R, T отн. ед.



$L, \text{ см}$

Рис. 3.1. Зависимость коэффициентов прохождения T и отражения R от толщины кристалла L при $E_0 = 4 \text{ кВ/см} > E_{\text{пор}}$: 1 — R ; 2 — T при

$\bar{B} = 1000 \text{ ед. СГС}$, $\chi = 50 \text{ ед. СГС}$; 3 — R ; 4 — T без учета вязкости среды

Из условия непрерывности векторов упругого смещения (2.27), (3.1), (3.2) на границах кристалла получаем систему уравнений:

$$\sum_{m=1}^2 A_m = u_0,$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = 0,$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] = u_{\tau}^{-} \exp[ik_0 L],$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) = u_c^{+},$$

решения которой определяют амплитуды собственных мод акустического поля

T , отн. ед.

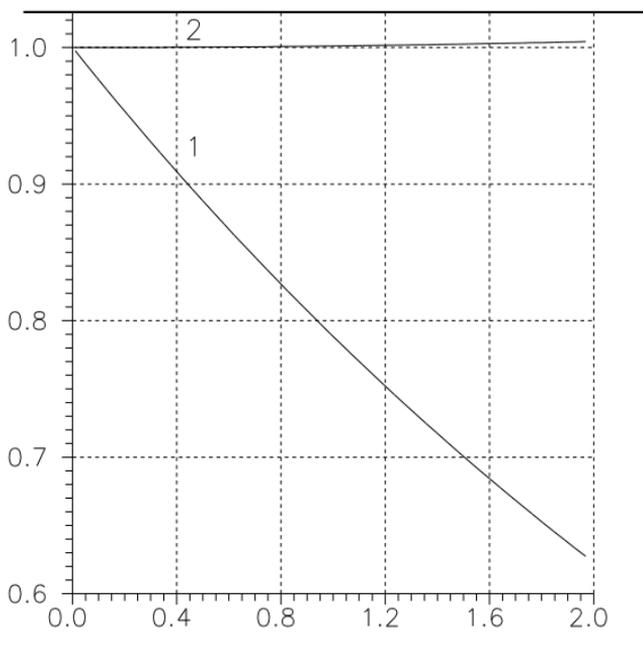


Рис. 3.2. Зависимость коэффициента прохождения T от толщины кристалла L при $E_0 = 1 \text{ кВ/см} < E_{\text{пор}}$; 1 — T при $\bar{B} = 1000$ ед. СГС, $\chi = 50$ ед. СГС; 2 — T без учета вязкости среды

$$A_1 = u_0 \{ 1 - [\xi_2(\omega_0 - \Omega) / \xi_1(\omega_0 - \Omega)] \exp[i(k_2(\omega_0 - \Omega) - k_1(\omega_0 - \Omega))L] \}, \quad (3.3)$$

$$A_2 = -A_1 [\xi_2(\omega_0 - \Omega) / \xi_1(\omega_0 - \Omega)] \exp[i(k_2(\omega_0 - \Omega) - k_1(\omega_0 - \Omega))L]$$

и амплитуды прошедшей и обращенной волн

$$u_{\tau}^{-} = \Delta^{-1} u_0 \exp[ik_0 L] \{ \xi_1(\omega_0 - \Omega) - \xi_2(\omega_0 - \Omega) \} \exp[i(k_1(\omega_0 - \Omega) + k_2(\omega_0 - \Omega))L], \quad (3.4)$$

$$u_{\tau}^{+} = \Delta^{-1} u_0 \{ \exp[ik_2(\omega_0 - \Omega)L] - \exp[ik_1(\omega_0 - \Omega)L] \},$$

где

$$\Delta = \xi_1(\omega_0 - \Omega) \exp[ik_2(\omega_0 - \Omega)L] - \xi_2(\omega_0 - \Omega) \exp[ik_1(\omega_0 - \Omega)L]. \quad (3.5)$$

R , отн. ед.

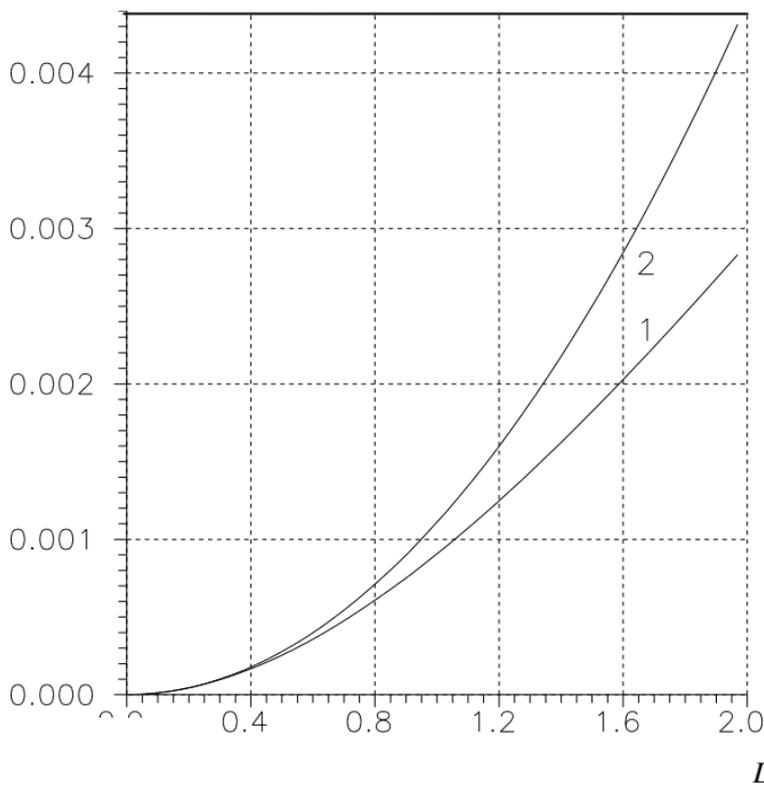


Рис. 3.3. Зависимость коэффициента отражения R от толщины кристалла L при $E_0 = 1$ кВ/см $< E_{\text{пор}}$: 1 — R при $\bar{B} = 1000$ ед. СГС, $\chi = 50$ ед. СГС; 2 — R без учета вязкости среды

Выражения (3.3) показывают, что даже при действительных волновых числах $k_1(\omega_0 - \Omega)$ и $k_2(\omega_0 - \Omega)$ амплитуды мод A_1 и A_2 зависят от Δk и L .

R, T , отн. ед.

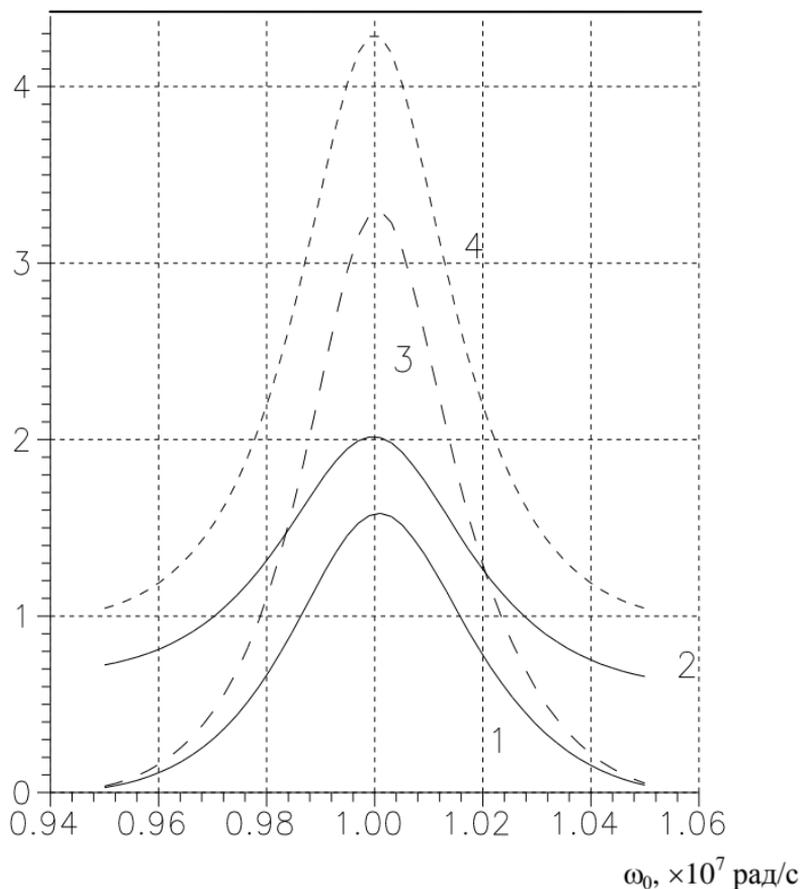


Рис. 3.4. Зависимость коэффициентов прохождения T и отражения R от частоты падающей волны ($L = 2$ см, $\Omega = 10^7$ рад/с): 1 — R ; 2 — T при $\bar{B} = 1000$ ед. СГС, $\chi = 50$ ед. СГС; 3 — R , 4 — T без учета вязкости среды

На рис. 3.1 — 3.4 приведены графики зависимостей коэффициентов прохождения $T = |u_{\tau}^{-}|^2 / |u_0|^2$ и отражения $R = |u_c^{+}|^2 / |u_0|^2$ от толщины кристалла L в случае резонансного взаимодействия (ω_0

= Ω) и от частоты вблизи резонанса. Численные значения параметров керамики на основе BaTiO_3 те же, что и в главе 2. Как показывают численные оценки, для параметров, характеризующих линейный электроакустический эффект в LiNbO_3 , $\bar{\Lambda} = 0,595 \cdot 10^{11}$ Н/м², $L = 0,04$ м, $E_0 = 10^6$ В/м, $e_{145} = 20,3$ Кл/м², $\rho = 4,628 \cdot 10^3$ кг/м³, $\Omega = 120 \cdot 10^6$ рад/с [56,59], относительная интенсивность обращенной волны принимает значения порядка 10^{-2} . Это позволяет сделать вывод о предпочтительности практического использования сегнетокерамик для усиления прошедшей и генерации обращенной акустической волны во вращающемся электрическом поле.

3.2. Вращение главной оси эллипса поляризации ультразвука в резонансной области

Полученная в разделе 2.3. формула (2.23) для угла поворота плоскости поляризации ультразвука имеет существенное ограничение: она не описывает гиротропные свойства кристалла во вращающемся электрическом поле вблизи области резонансного взаимодействия. В результате решения граничной задачи этот недостаток может быть устранен.

Пусть на границе кристалла возбуждается линейно поляризованная ультразвуковая волна, частота которой ω_0 близка к частоте вращающегося электрического поля Ω

$$\mathbf{u}_e = u_0(\mathbf{n}_+ + \mathbf{n}_-) \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z].$$

Циркулярная составляющая, вектор упругого смещения которой вращается с течением времени в противоположную сторону относительно электрического поля, не испытывает воздействия индуцированной нестационарной анизотропии тензора упругих постоянных. Вследствие резонансного взаимодействия другой циркулярной составляющей с электрическим полем акустическая волна на выходе из кристалла становится эллиптически поляризованной

$$\mathbf{u}_\tau = (u_\tau^+ \mathbf{n}_+ + u_\tau^- \mathbf{n}_-) \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z].$$

Угол поворота главной оси эллипса поляризации прошедшей волны

$$\Phi = (\phi_+ - \phi_-)/2 \quad (3.6)$$

определяется разностью фаз компонент u_τ^+ и u_τ^- , где ϕ_- — фаза прошедшей волны (3.1), ϕ_+ — фаза волны с противоположной циркулярной поляризацией на выходе из кристалла. Зависимость угла поворота Φ от частоты ультразвука, а также от частоты и толщины кристалла одновременно иллюстрируется рис. 3.5 и 3.6. Угол поворота главной оси эллипса поляризации обращается в нуль в случае совпадения частоты ω_0 падающей волны и частоты Ω вращающегося электрического поля и функция $\Phi(\omega_0)$ является нечетной относительно резонансной частоты Ω .

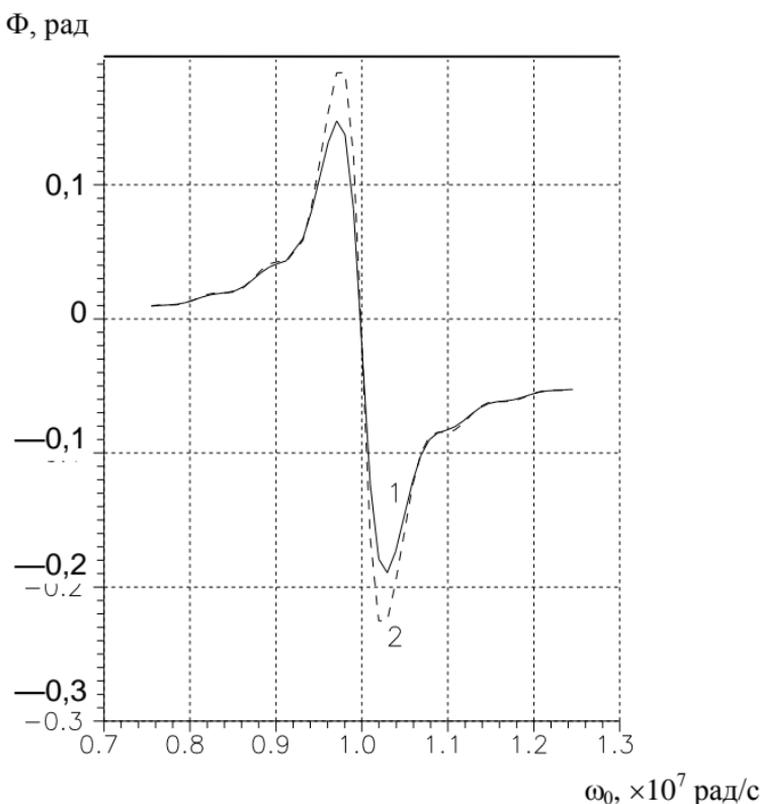


Рис. 3.5. Зависимость угла поворота главной оси эллипса поляризации от частоты падающей волны ($L = 2$ см, $\Omega = 10^7$ рад/с): 1, 2 — с учетом и без учета вязкости соответственно

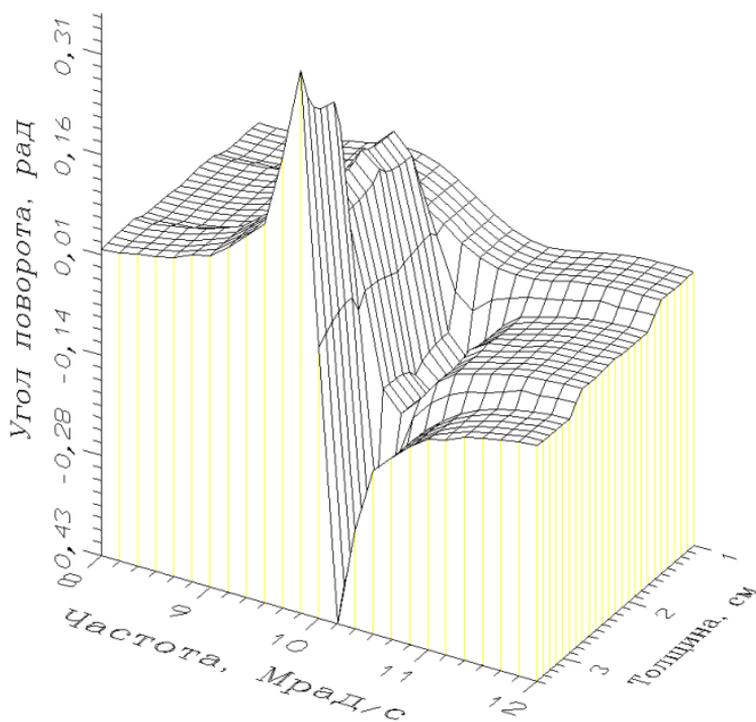


Рис. 3.6. Зависимость угла поворота главной оси эллипса поляризации от частоты падающей волны и толщины кристалла ($\Omega=10^7$ рад/с)

3.3. Второй порядок взаимодействия акустических волн с вращающимся электрическим полем

При взаимодействии ультразвука с вращающимся электрическим полем главную роль играет структура, описываемая первым слагаемым в формуле (2.3). Благодаря наличию этой структуры в кристалле возможны генерация или усиление двух встречных циркулярно поляризованных акустических волн частотой $\Omega/2$, векторы смещения которых вращаются с течением времени в противоположном направлении относительно электрического поля. Следовательно, происходит трехволновой параметрический процесс $\Omega \rightarrow \Omega/2 + \Omega/2$. Со структурой, характеризуемой параметрами анизотропии δ_1 и δ_2 , испытывают резонансное взаимо-

действие волны с частотой Ω , т.е. имеет место взаимодействие второго порядка — четырехволновой параметрический процесс $2\Omega \rightarrow \Omega + \Omega$.

Рассмотрим резонансное взаимодействие ультразвука со структурой, вращающейся с частотой Ω в том же направлении, что и внешнее электрическое поле (второе слагаемое в формуле (2.3)). Решения уравнения движения

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \Lambda(t) \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} \quad (3.7)$$

будем искать в виде суперпозиции продольной и циркулярных волн, имеющих различные частоты:

$$\mathbf{u} = \{ A_+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega - \Omega)t] + A_- \mathbf{n}_- \exp[-i(\omega + \Omega)t] + A_{II} \mathbf{c} \exp[-i\omega t] \} \exp[ikz]. \quad (3.8)$$

Подставляя выражение (3.8) в уравнение (3.7) и учитывая явный вид тензора (2.3), получаем следующую систему линейных однородных уравнений:

$$\begin{pmatrix} \bar{\Lambda}k^2 - \rho(\omega + \Omega)^2 & 0 & k^2(\delta_1 - i\delta_2)/\sqrt{2} \\ 0 & \bar{\Lambda}k^2 - \rho(\omega - \Omega)^2 & k^2(\delta_1 + i\delta_2)/\sqrt{2} \\ k^2(\delta_1 + i\delta_2)/\sqrt{2} & k^2(\delta_1 - i\delta_2)/\sqrt{2} & \Lambda_{33}k^2 - \rho\omega^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_- \\ A_+ \\ A_{II} \end{pmatrix} = 0, \quad (3.9)$$

из которой можно найти отношение амплитуд собственных волн:

$$\theta_j = \frac{A_{II}^j}{A_-^j} = -\sqrt{2} \frac{\bar{\Lambda}k_j^2 - \rho(\omega + \Omega)^2}{k_j^2(\delta_1 - i\delta_2)}, \quad (3.10)$$

$$\eta_j = \frac{A_{II}^j}{A_+^j} = -\sqrt{2} \frac{\bar{\Lambda}k_j^2 - \rho(\omega - \Omega)^2}{k_j^2(\delta_1 + i\delta_2)}, \quad (3.11)$$

$$\gamma_j = \frac{A_+^j}{A_-^j} = \frac{(\bar{\Lambda}k_j^2 - \rho(\omega + \Omega)^2)(\delta_1 + i\delta_2)}{(\bar{\Lambda}k_j^2 - \rho(\omega - \Omega)^2)(\delta_1 - i\delta_2)}. \quad (3.12)$$

Приравнивая нулю определитель системы (3.9), получаем кубическое относительно k дисперсионное уравнение

$$[\bar{\Lambda}k^2 - \rho(\omega + \Omega)^2] [\bar{\Lambda}k^2 - \rho(\omega - \Omega)^2] [\Lambda_{33}k^2 - \rho\omega^2] -$$

$$-k^4 (\delta_1^2 + \delta_2^2) [\bar{\Lambda} k^2 - \rho(\omega^2 + \Omega^2)] = 0, \quad (3.13)$$

решения которого определяют волновые числа собственных мод акустического поля (3.8). Рассмотрим случай, когда на границе кристалла при $z = 0$ возбуждается циркулярно поляризованная акустическая волна (2.27), вектор упругого смещения которой имеет такое же направление вращения с течением времени, как и внешнее электрическое поле. Из условия непрерывности вектора \mathbf{u} на границе следует $\omega_0 = \omega + \Omega$, т.е. $\omega = \omega_0 - \Omega$. В случае резонансного взаимодействия $\omega = 0$. При этом в соответствии с дисперсионным уравнением (3.13) выражения для волновых чисел имеют вид

$$k_1 = \Omega \sqrt{\frac{\rho}{\Lambda}}, \quad k_2 = \Omega \sqrt{\frac{\rho}{\Lambda} \left(1 + \frac{\delta_1^2 + \delta_2^2}{2\Lambda\Lambda_{33}} \right)}, \quad k_3 = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\Lambda_{33}}}. \quad (3.14)$$

Как следует из формул (3.14), в рассматриваемом случае линейное воздействие электрического поля на упругие модули кристалла приводит к квадратичному изменению волнового числа k_2 . Аналогичный эффект наблюдался экспериментально в работах [90, 91] для постоянного электрического поля. В нашем случае на квадратичный характер взаимодействия электрического поля и ультразвука указывает также частота вращения анизотропии упругих свойств.

Используя формулы (3.14), находим соотношения между амплитудами собственных мод акустического поля

$$\gamma_1 = -\frac{\delta_1 + i\delta_2}{\delta_1 - i\delta_2} = -\gamma_2, \quad \theta_1 = \eta_1 = 0, \quad \theta_2 = -\sqrt{2} \frac{\delta_1 + i\delta_2}{\Lambda_{33}} = \eta_2^*,$$

$$\theta_3 = \eta_3 \rightarrow \infty, \quad (3.15)$$

где звездочка означает комплексное сопряжение. Эти выражения показывают, что взаимная связь между циркулярными компонентами является более существенной, чем их связь с продольной компонентой. Амплитуды прошедшей и обращенной волн можно найти с помощью формул (3.4) после замены в них $\xi_j \rightarrow 1/\gamma_j$ и использования выражений (3.14) и (3.15).

При параметрах $\bar{\Lambda} = 0,595 \cdot 10^{11}$ Н/м², $\Lambda_{33} = 2,424 \cdot 10^{11}$ Н/м², $L = 0,04$ м, $E_0 = 10^6$ В/м, $e_{135} = 53$ Кл/м², $\rho = 4,628 \cdot 10^3$ кг/м³, $\Omega = 120 \cdot 10^6$ рад/с

[56, 59], характерных для кристалла ниобата лития, энергетический коэффициент отражения принимает значения порядка 10^{-5} , т.е. имеет место эффект второго порядка малости.

3.4. Влияние границ кристалла на взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем

В разделах 2.2, 2.3, 3.1, 3.2 определены волновые числа и эллиптичности собственных акустических волн с учетом вязкости среды, исследованы гиротропные свойства кристалла, найдены интенсивности прошедшей и отраженной волн. Однако эти расчеты выполнены в рамках так называемого двухволнового приближения, при котором отраженные от границ кристалла акустические волны считаются пренебрежимо малыми.

В данном разделе взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем в веществах с аномально высоким значением диэлектрической проницаемости исследуется на основе точного решения граничной задачи. При этом учтены все четыре моды акустического поля, и, следовательно, принято во внимание отражение ультразвука от границ кристалла.

Рассмотрим кристалл с сильной деформационной зависимостью диэлектрической проницаемости (например, центросимметричную сегнетокерамику на основе титаната бария или титаната стронция), помещенный во вращающееся электрическое поле. На плоскую границу кристалла падает циркулярно поляризованная акустическая волна

$$\mathbf{u}_e = u_0 \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z], \quad (3.16)$$

вектор упругого смещения которой имеет такое же направление вращения с течением времени, как и внешнее электрическое поле. Согласно [133], акустическое поле в кристалле можно представить в виде суперпозиции всех четырех собственных мод

$$\mathbf{u} = \sum_{m=1}^4 A_m \{ \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t] + \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t] \} \times \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)z] \quad (3.17)$$

с положительными волновыми числами k_1, k_2 , отрицательными волновыми числами k_3, k_4 (2.20) и эллиптичностью (2.21).

В результате взаимодействия возбуждаемого в кристалле ультразвука с вращающимся электрическим полем, напряженность которого превышает пороговое значение, могут произойти усиление прошедшей волны на частоте ω_0 и генерация обращенной волны на частоте $2\Omega - \omega_0$. Векторы упругого смещения этих волн имеют следующий вид:

$$\mathbf{u}_\tau = u_\tau^- \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z], \quad (3.18)$$

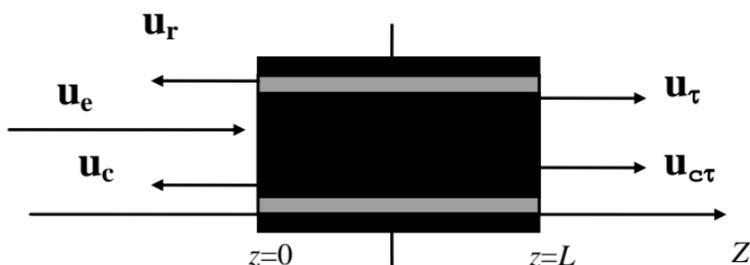
$$\mathbf{u}_c = u_c^+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t + ik_0^c z]. \quad (3.19)$$

Кроме того, вследствие отражения ультразвука от границ кристалла могут возникнуть также отраженная волна на частоте ω_0

$$\mathbf{u}_r = u_r^- \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t + ik_0 z] \quad (3.20)$$

и прошедшая волна на частоте $2\Omega - \omega_0$

$$\mathbf{u}_{c\tau} = u_{c\tau}^+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t - ik_0^c z]. \quad (3.21)$$



Волновые числа в выражениях (3.16), (3.18) — (3.21)

$$k_0 = \omega_0 \sqrt{\frac{\rho^0}{c^0 - i\eta^0 \omega_0}},$$

$$k_0^c = (2\Omega - \omega_0) \sqrt{\frac{\rho^0}{c^0 - i\eta^0 (2\Omega - \omega_0)}}$$

зависят от частот волн, а также от параметров плотности ρ^0 , упругости c^0 и вязкости η^0 среды, граничащей при $z=0$ и $z=L$ с кристаллом, помещенным во вращающееся электрическое поле.

I , отн. ед.

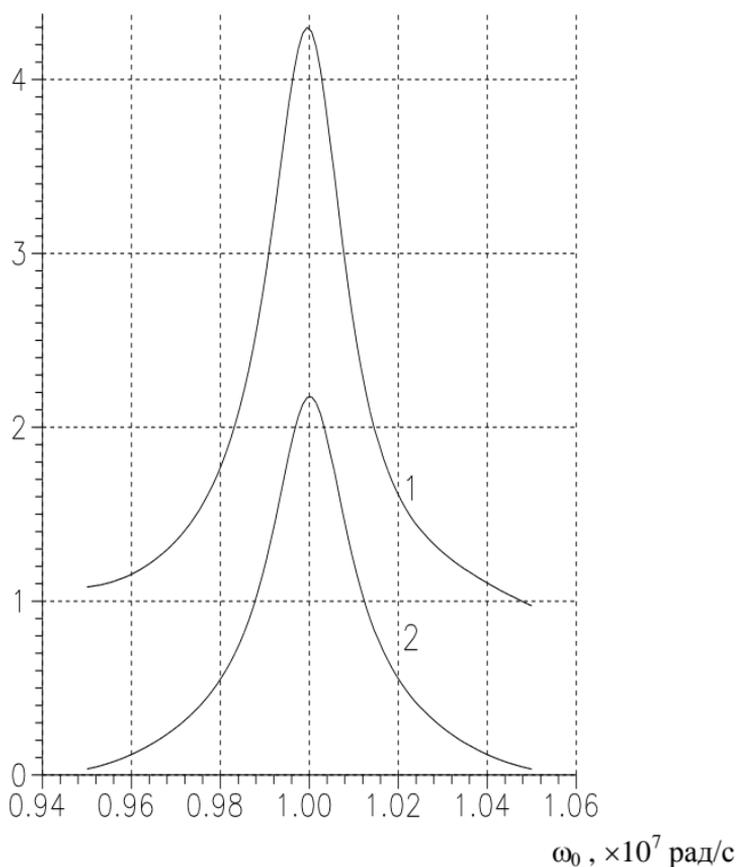


Рис. 3.7. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и отраженной волн от частоты ультразвука ($\Omega=10^7$ рад/с): 1 — I_τ , 2 — I_c

I , отн. ед.

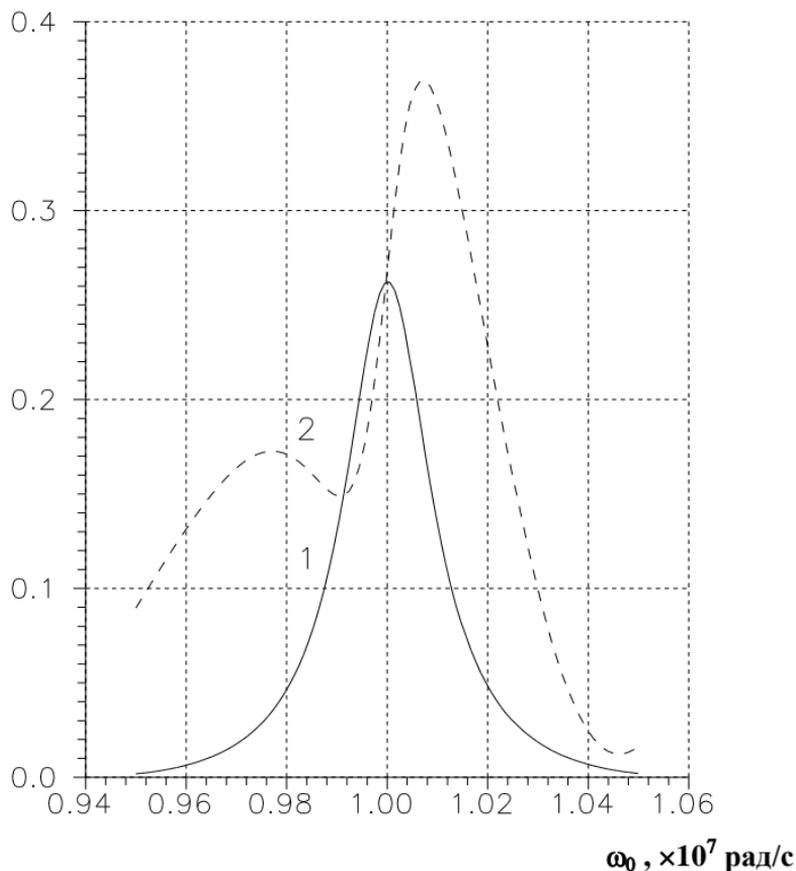


Рис. 3.8. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega = \omega_0$ и отраженной волн от частоты ультразвука ($\Omega = 10^7$ рад/с): 1 — I_{ct} , 2 — I_r

Из условия непрерывности векторов упругого смещения волн (3.16)—(3.21) на границах кристалла получаем четыре уравнения:

$$\sum_{m=1}^4 A_m = u_0 + u_r^-,$$

$$\sum_{m=1}^4 A_m \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega) = u_c^+, \quad (3.22)$$

$$\sum_{m=1}^4 A_m \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = u_{\tau}^{-} \exp[ik_0 L],$$

$$\sum_{m=1}^4 A_m \xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega) \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = u_{\text{с}\tau}^{+} \exp[ik_0^c L].$$

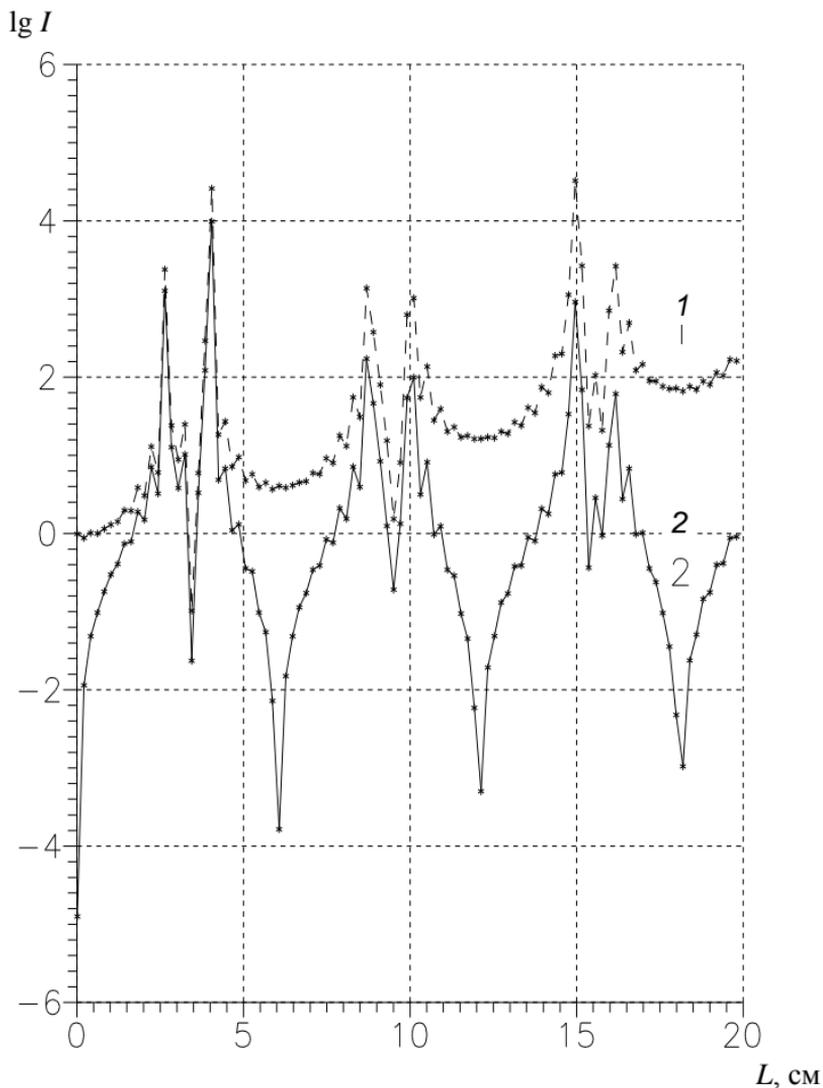


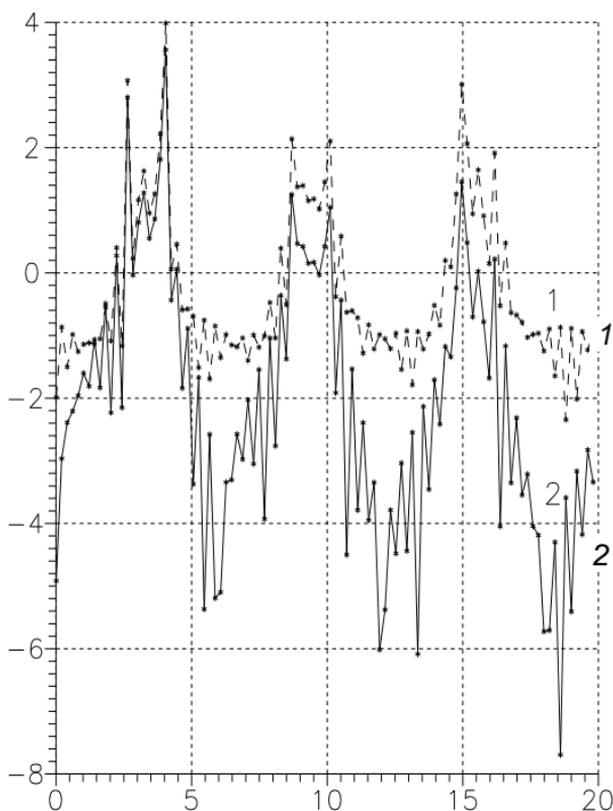
Рис. 3.9. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и отраженной волн от толщины кристалла: 1 — $\lg I_{\tau}$, 2 — $\lg I_c$

С целью получения системы из восьми уравнений с восемью неизвестными необходимо потребовать также непрерывности компонент тензора напряжений σ на границах кристалла [118]. Вычисляя тензор деформаций γ и используя обобщенный закон Гука [119], находим

$$\sigma_{i3} = 2 \Lambda_{ik}(t) \gamma_{k3} + 2B_{ik}(t) \frac{\partial \gamma_{k3}}{\partial t} \quad (i = 1, 2), \quad (3.23)$$

$$\sigma_{33} = 0.$$

$\lg I$



$L, \text{ см}$

Рис. 3.10. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega - \omega_0$ и отраженной волн от толщины кристалла: 1 — $\lg I_{ct}$, 2 — $\lg I_r$

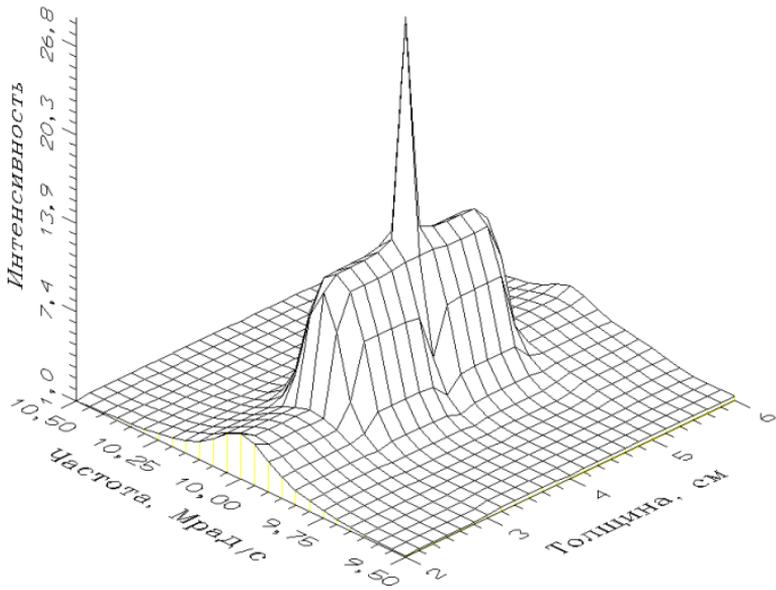


Рис. 3.11. Зависимость интенсивности прошедшей на частоте ω_0 волны от толщины кристалла и частоты ультразвука ($\Omega=10^7$ рад/с)

Из условия непрерывности компонент тензора напряжений σ при $z=0$ и $z=L$ получаем следующие четыре уравнения:

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^4 \{ (i \bar{\Lambda} + \bar{B} \omega_0) + [i\delta + \chi(\omega_0 - 2\Omega)] \xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega) \} k_m(\omega_0 - \Omega) A_m &= \\ &= k_0 (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0 \omega_0) (u_0^- - u_r^-), \\ \sum_{m=1}^4 \{ (i \bar{\Lambda} + \bar{B} (\omega_0 - 2\Omega)) \xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega) + [i\delta + \chi\omega_0] \} k_m(\omega_0 - \Omega) A_m &= \\ &= k_0^c (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0 (\omega_0 - 2\Omega)) u_c^+, \end{aligned} \tag{3.24}$$

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^4 \{ (i \bar{\Lambda} + \bar{B} \omega_0) + [i\delta + \chi(\omega_0 - 2\Omega)] \xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega) \} k_m(\omega_0 - \Omega) A_m \times \\ \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = k_0 (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0 \omega_0) \exp[ik_0 L] u_\tau^-, \end{aligned}$$

$$\sum_{m=1}^4 \{ (i\bar{\Lambda} + \bar{B}(\omega_0 - 2\Omega)) \xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega) + [i\delta + \chi\omega_0] \} k_m(\omega_0 - \Omega) A_m \times \\ \times \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = -k_0^c (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0(\omega_0 - 2\Omega)) \exp[-ik_0^c L] u_{ct}^+,$$

где c_{55}^0 и η_{55}^0 — параметры упругости и вязкости среды, граничащей с кристаллом.

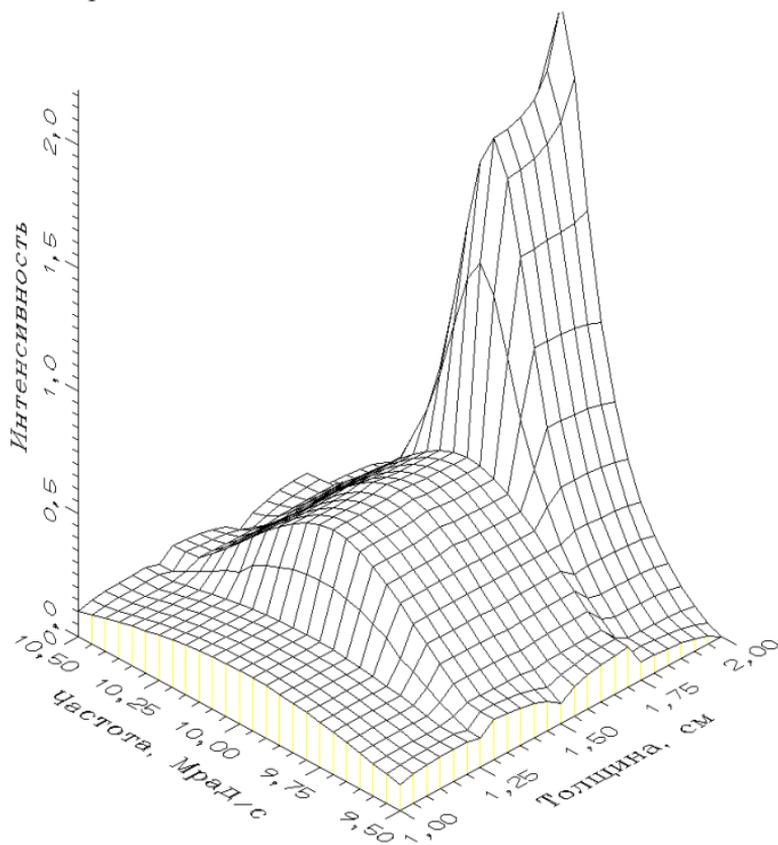


Рис. 3.12. Зависимость интенсивности отраженной волны от толщины кристалла и частоты ультразвука ($\Omega = 10^7$ рад/с)

Амплитуды всех волн можно определить в результате численного решения системы уравнений (3.22), (3.24). Вычисления проводились при следующих численных значениях параметров, характерных для сегнетокерамик на основе титаната бария [121—123]: $\bar{\Lambda} = 10^{12}$ дин/см², $\delta = -4,465 \cdot 10^{10}$ дин/см², $\bar{B} = 1000$ ед.

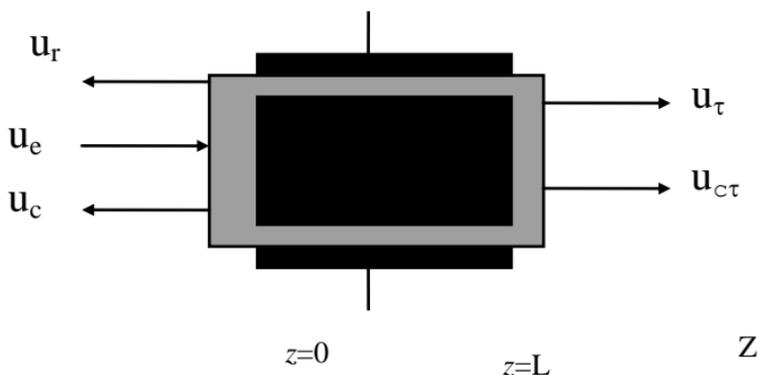
СГС, $\chi = 50$ ед. СГС, $\rho = 5,7$ г/см³, $\Omega = 10^7$ рад/с, $E_0 = 4$ кВ/см, $c_{55}^0 = 6,56 \cdot 10^{11}$ дин/см², $\eta_{55}^0 = 657$ ед. СГС, $L = 2$ см.

На рис. 3.7 и 3.8 приведены графики зависимости нормированных интенсивностей обращенной I_c , отраженной I_r и прошедших I_τ и I_{ct} волн от частоты ультразвука. Как следует из них, частотная зависимость коэффициентов отражения, прохождения и усиления имеет резонансный характер. На рис. 3.9 и 3.10 представлены в логарифмическом масштабе графики зависимости интенсивностей всех волн от толщины кристалла L . Они показывают, что коэффициенты отражения, прохождения и усиления не являются монотонными функциями толщины кристалла. При некоторых критических значениях толщины кристалла интенсивности прошедшей и обращенной волн могут достигать значений порядка 10^4 — 10^5 . Такое гигантское усиление ультразвука является следствием подавления поглощения акустических волн во вращающемся электрическом поле. Для большей наглядности на рис. 3.11 и 3.12 представлены зависимости интенсивностей прошедшей и обращенной волн от частоты падающей волны и толщины кристалла одновременно.

3.5. Усиление и фазовое сопряжение акустических волн в кристаллическом слое с вращающейся анизотропией

Рассмотрим кристалл с сильной деформационной зависимостью диэлектрической проницаемости, центральная область которого помещена во вращающееся электрическое поле. Учитывая, что относительное изменение параметров кристалла под действием электрического поля составляет порядка 10^{-2} [121, 122], можно предположить, что отраженная u_r^- и прошедшая u_{ct}^+ волны и собственные моды с амплитудами A_3, A_4 являются слабыми.

Рассмотрим случай резонансного взаимодействия, когда частоты ультразвука ω_0 и электрического поля Ω совпадают. Преобразовав систему уравнений (3.22), (3.24) и используя указанное приближение, найдем:



$$A_1 = 2\xi_1 G_2 u_0 \{ \xi_1 F_1 G_2 - \xi_2 \exp[i(k_1 - k_2)L] G_1 F_2 \}^{-1},$$

$$A_2 = -A_1 \xi_1^{-1} \xi_2 \exp[i(k_1 - k_2)L] G_1 G_2^{-1},$$

$$u_\tau^- = \frac{1}{2} A_1 \exp[i(k_1 - k_0)L] F_1 + \frac{1}{2} A_2 \exp[i(k_2 - k_0)L] F_2,$$

$$u_c^+ = \frac{1}{2} \xi_1^{-1} A_1 G_1 + \frac{1}{2} A_2 \xi_2^{-1} A_2 G_2,$$

$$A_3 = -\frac{1}{2} \{ \exp[-ik_2 L] - \xi_1 \xi_2^{-1} \exp[-ik_1 L] \}^{-1} \{ A_1 [\exp[ik_1 L] \times \\ \times (2 - F_1) - \exp[-ik_1 L] (2 - G_1)] + A_2 [\exp[ik_2 L] (2 - F_2) - \\ - \xi_1 \xi_2^{-1} \exp[-ik_1 L] (2 - G_2)] \},$$

$$A_4 = \frac{1}{2} \xi_1 \{ \xi_1^{-1} A_1 (2 - G_1) + \xi_2^{-1} A_2 (2 - G_2) + 2\xi_2^{-1} A_3 \},$$

$$u_{ct}^+ = \frac{1}{2} \{ \xi_1^{-1} A_1 \exp[ik_1 L] (2 - G_1) + \xi_2^{-1} A_2 \exp[ik_2 L] (2 - G_2) + \\ + 2 \xi_2^{-1} A_3 \exp[-ik_2 L] + 2\xi_1^{-1} A_4 \exp[-ik_1 L] \} \exp[ik_0 L],$$

$$u_r^- = \frac{1}{2} [A_1 (2 - F_1) + A_2 (2 - F_2)] + A_3 + A_4.$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$F_1 = 1 + k_1 [(i\bar{\Lambda} + \bar{B}\Omega) + \xi_1^{-1} (i\delta - \chi\Omega)] \{ k_0 (ic_{55}^0 + \eta_{55}^0 \Omega) \}^{-1},$$

$$\begin{aligned}
 F_2 &= 1 + k_2[(i\bar{\Lambda} + \bar{B}\Omega) + \xi_2^{-1}(i\delta - \chi\Omega)]\{k_0(ic_{55}^0 + \eta_{55}^0\Omega)\}^{-1}, \\
 G_1 &= 1 + k_1[(i\bar{\Lambda} - \bar{B}\Omega) + \xi_1(i\delta + \chi\Omega)]\{k_0(ic_{55}^0 - \eta_{55}^0\Omega)\}^{-1}, \\
 G_2 &= 1 + k_2[(i\bar{\Lambda} - \bar{B}\Omega) + \xi_2(i\delta + \chi\Omega)]\{k_0(ic_{55}^0 - \eta_{55}^0\Omega)\}^{-1}, \\
 k_1 &= k_1(\omega_0 - \Omega), \quad k_2 = k_2(\omega_0 - \Omega), \quad \xi_1 = \xi_1(\omega_0 - \Omega), \quad \xi_2 = \xi_2(\omega_0 - \Omega).
 \end{aligned}$$

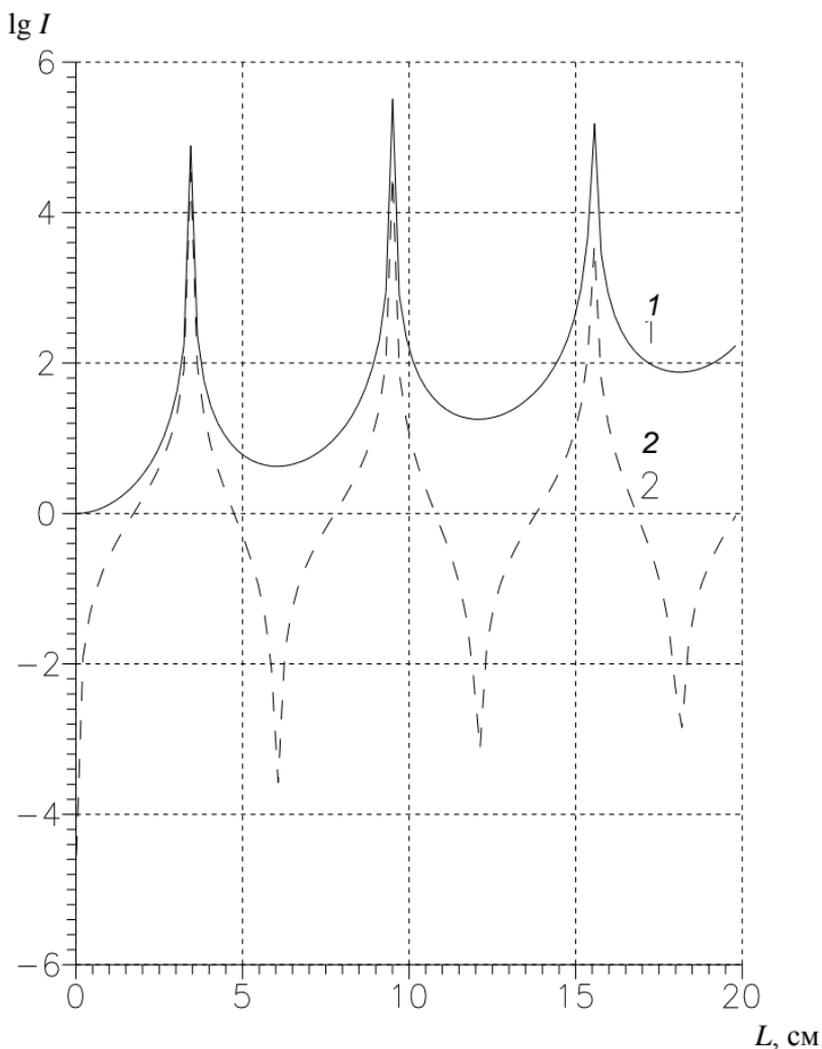


Рис. 3.13. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и обращенной волн от толщины слоя с вращающейся анизотропией (приближенное решение граничной задачи): 1 — $\lg I_t$, 2 — $\lg I_c$

Таким образом, считая отражение от границ слоя слабым, мы получили выражения для комплексных амплитуд обращенной, отраженной и прошедшей волн. На рис. 3.13, 3.14 представлены в логарифмическом масштабе графики зависимости интенсивностей всех волн от толщины слоя с вращающейся анизотропией. Численные параметры те же, что и в разделах 2.2 и 3.4, но $c_{55}^0 = 9,38 \cdot 10^{11}$ дин/см² и $\eta_{55}^0 = 938$ ед. СГС.

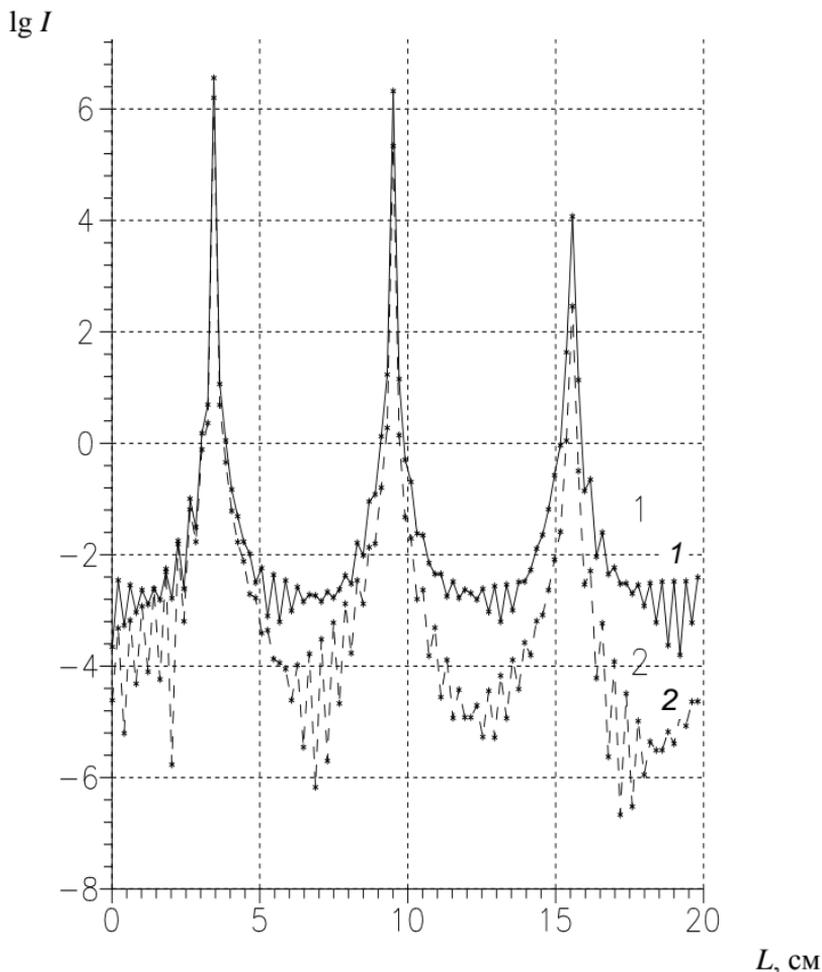


Рис. 3.14. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega - \omega_0$ и отраженной волн от толщины слоя с вращающейся анизотропией (приближенное решение граничной задачи): 1 — $\lg I_{ct}$, 2 — $\lg I_r$

Амплитуды всех волн могут быть определены также в результате численного решения системы (3.22), (3.24). На рис. 3.15 и 3.16 представлены графики зависимости интенсивностей всех волн от толщины слоя с вращающейся анизотропией, полученные в результате решения системы уравнений (3.22), (3.24). Их анализ позволяет определить характер зависимости коэффициентов отражения, прохождения и усиления от толщины области с индуцированной анизотропией.

$\lg I$

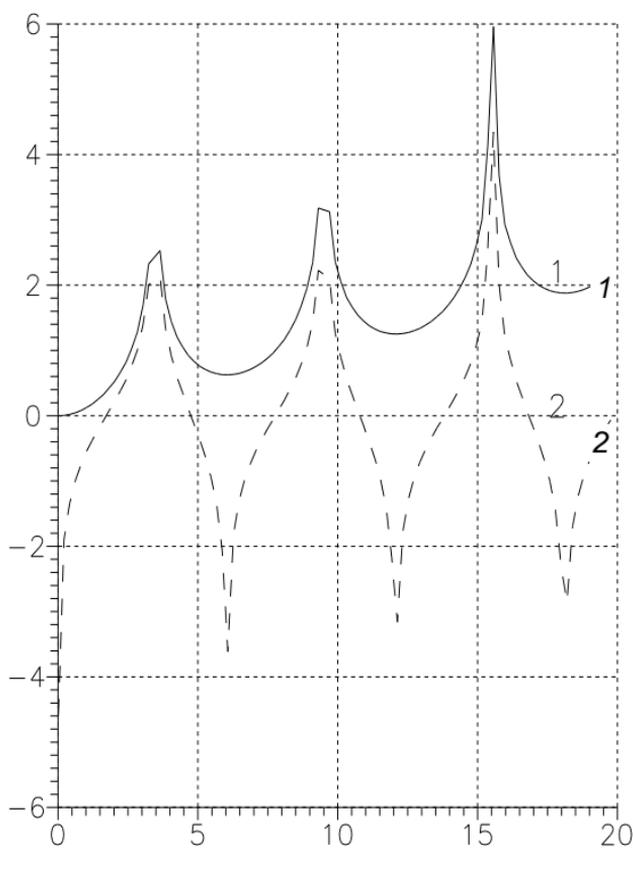


Рис. 3.15. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и отраженной волн от толщины слоя с вращающейся анизотропией (точное решение граничной задачи): 1 — $\lg I_t$, 2 — $\lg I_r$

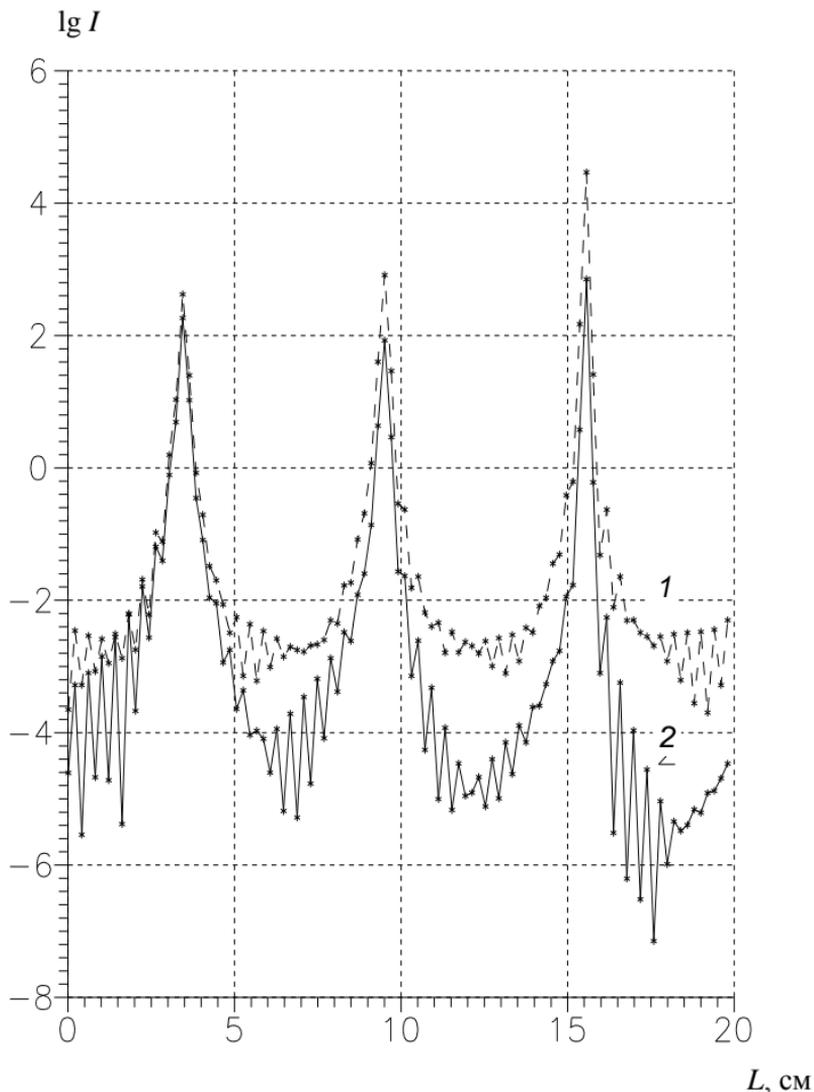


Рис. 3.16. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega - \omega$ и отраженной волн от толщины слоя с вращающейся анизотропией (точное решение граничной задачи): 1 — $\lg I_{\text{ст}}$, 2 — $\lg I_r$

Все графики имеют периодически повторяющиеся резонансы при условии

$$[k_1(\omega_0 - \Omega) - k_2(\omega_0 - \Omega)]L_s = \zeta_1 - \zeta_2 + 2\pi s, \quad (3.25)$$

где ζ_1 и ζ_2 — аргументы комплексных эллиптичностей $\xi_1(\omega_0 - \Omega)$ и $\xi_2(\omega_0 - \Omega)$ (2.12); параметр s принимает значения из множества целых чисел. При выполнении условия (3.25) нормированные интенсивности прошедшей и отраженной волн могут принимать гигантские значения порядка 10^5 . При толщине слоя, удовлетворяющей соотношению

$$[k_1(\omega_0 - \Omega) - k_2(\omega_0 - \Omega)]L_s = 2\pi s, \quad (3.26)$$

интенсивность отраженной волны принимает минимальные значения.

Из сравнения графиков, полученных различными способами, можно сделать вывод, что приближенные выражения достаточно точно описывают поведение интенсивностей отраженной, отраженной и прошедших волн вдали от значений толщины слоя, удовлетворяющих соотношению (3.25). В критических точках слабое отражение ультразвука от границ слоя с вращающейся анизотропией не имеет места и приближенный метод не может быть использован.

Таким образом, в третьей главе, основанной на работах [133—136], решена задача о прохождении акустической волны через кристалл с индуцированной вращающейся акустической анизотропией. Изучен эффект вращения главной оси эллипса поляризации ультразвука. Взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем в веществах с аномально высоким значением диэлектрической проницаемости исследовано в так называемом двухволновом приближении, а также на основе точного решения граничной задачи. При этом учтены все четыре моды акустического поля и, следовательно, принято во внимание отражение ультразвука от границ кристалла. Изучена зависимость интенсивностей прошедшей и отраженной волн от толщины кристалла и частоты падающей волны. Получены условия, определяющие толщины кристалла, при которых интенсивности этих волн принимают максимальные и минимальные значения. Рассмотрено также взаимодействие акустических волн в кристаллическом слое с вращающейся анизотропией.

Г л а в а 4

АКУСТОЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

4.1. Формирование вращающейся акустической анизотропии в пьезополупроводниках

В предыдущих разделах рассматривался диэлектрический кристалл, помещаемый во вращающееся электрическое поле. Для полупроводников такое рассмотрение не может считаться достаточно полным, поскольку не учитывает взаимодействия ультразвука с электронами проводимости. В данной главе решена граничная задача для поперечных акустических волн в проводящей сегнетокерамике с нестационарной анизотропией, индуцированной вращающимся электрическим полем.

Свойства сегнетокерамики на основе титаната бария будем описывать с помощью материальных уравнений, учитывающих пьезоэффект:

$$\sigma = c\gamma + \varepsilon_0 \varepsilon g \mathbf{E}_0 \mathbf{E}, \quad (4.1)$$

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} - \varepsilon_0 \varepsilon g \mathbf{E}_0 \gamma, \quad (4.2)$$

где σ , γ , c — тензоры напряжений, деформаций и упругих постоянных; g — тензор четвертого ранга; $g \mathbf{E}_0$ — тензор третьего ранга, описывающий индуцированный вращающимся электрическим полем пьезоэффект; ε — относительная диэлектрическая проницаемость; ε_0 — электрическая постоянная, при этом используется международная система единиц.

Отметим, что представляет интерес возможность формирования акустической анизотропии не только в изотропных керамиках, но и в кристаллах различных классов симметрии. В разделах 2.1 и 2.2 рассматривались такие механизмы наведения вращающейся структуры, как линейный и квадратичный электроакустические эффекты. В этих случаях учитывалось линейное либо квадратичное воздействие вращающегося электриче-

ского поля непосредственно на упругие модули среды. В пьезоэлектрических кристаллах возможен еще один механизм формирования вращающейся анизотропии за счет индуцированного пьезоэффекта, описываемого уравнениями (4.1), (4.2). Эффективный тензор упругих постоянных с учетом влияния внешнего электрического поля можно представить в виде

$$\Lambda(\varphi) = \begin{pmatrix} \Lambda & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + U(\varphi) \begin{pmatrix} \delta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{U}(\varphi),$$

где $U(\varphi)$ — матрица поворота вокруг оси Z на угол $\varphi = \Omega t$ [21]; $\Lambda = c_{44}$ — невозмущенное значение упругой постоянной, тильда означает транспонирование; $\delta = \varepsilon_0 \varepsilon g^2 E_0^2 / 2\rho v_t^2$ — относительное изменение скорости ультразвука под действием внешнего поля, $v_t = \sqrt{c/\rho}$ — скорость поперечных акустических волн в отсутствие электрического поля, ρ — плотность кристалла.

В табл. 4.1 приведены классы кристаллов, симметрия которых допускает формирование вращающейся акустической анизотропии, и необходимые соотношения между компонентами тензоров g и c . При этом электрическое поле вращается вокруг главной оси симметрии, ориентированной вдоль оси Z .

Таблица 4.1. Классы симметрии кристаллов с индуцированным пьезоэффектом, допускающих формирование вращающейся акустической анизотропии

Класс симметрии кристаллов	Соотношение между компонентами тензора g	Соотношение между компонентами тензора c
$32, 3m, 422, 4mm,$	$g_{45} = g_{54} = 0$	$c_{45} = c_{54} = 0$
$\bar{4} 2m, 23, 432, \bar{4} 3m$	$g_{44} = g_{55}$	$c_{44} = c_{55}$

4.2. Влияние проводимости на волновые числа и эллиптичности собственных акустических волн

В дальнейшем будем рассматривать случай, когда образец керамики помещен в электрическое поле с компонентами

$$E_{01} = 0, E_{02} = -E_0 \sin \Omega t, E_{03} = E_0 \cos \Omega t, \quad (4.3)$$

вращающееся с частотой Ω вокруг оси X (единичного вектора \mathbf{a}), акустическая волна распространяется вдоль оси X . Задача решается для поперечных акустических волн, зависящих от x , поэтому в уравнении движения

$$\frac{\partial \sigma_{ki}}{\partial x_k} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (4.4)$$

индексы принимают значения $i = 2, 3$ и $k = 1$. Материальные уравнения можно переписать следующим образом:

$$\sigma_{21} = c_{66} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \varepsilon_0 \varepsilon g_{66} E_{02} E_1,$$

$$\sigma_{31} = c_{55} \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \varepsilon_0 \varepsilon g_{55} E_{02} E_1,$$

$$D_1 = \varepsilon_0 \varepsilon E_1 - \varepsilon_0 \varepsilon \left[g_{66} E_{02} \frac{\ddot{u}_2}{\ddot{a}x_1} + g_{55} E_{03} \frac{\ddot{u}_3}{\ddot{a}x_1} \right]. \quad (4.5)$$

Здесь учтено, что для изотропной керамики $c_{65}=0$, $g_{65}=0$. В дальнейшем будем обозначать $c_{66}=c_{55}=c$ и $g_{66}=g_{55}=g$.

Воздействие акустической волны на свободные носители заряда в сегнетокерамике можно описать с помощью уравнения Пуассона

$$\frac{\partial D}{\partial x} = -en, \quad (4.6)$$

где n — изменение концентрации электронов, вызванное акустической волной; e — элементарный заряд.

Перемещение электронов, увлекаемых продольным электрическим полем E_1 , которое создается акустической волной вследствие пьезоэффекта, можно характеризовать уравнениями непрерывности

$$\frac{\partial j}{\partial x} = e \frac{\partial n}{\partial t} \quad (4.7)$$

и движения электрона

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = - \frac{e}{m^*} E_1 - \nu \mathbf{v} - \frac{k_B T}{m^* N_0} \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (4.8)$$

Здесь $\mathbf{j} = -eN_0\mathbf{v}$ — плотность тока, \mathbf{v} — скорость электрона, m^* — его эффективная масса; ν — частота столкновений, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, N_0 — равновесная концентрация носителей.

Последнее слагаемое в уравнении (4.8) описывает эффективную силу, связанную с градиентом концентрации и вызывающую диффузию электронов ($D_1 = D/\nu = k_B T/m^* \nu$ — коэффициент диффузии).

Воздействие ультразвука на электроны проводимости и влияние вращающегося электрического поля на упругие модули вещества приводят к существенному изменению акустических свойств сегнетокерамики, в результате чего уравнение распространения упругой волны принимает вид

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + k^2 \frac{c}{\rho} [1 + U(2\delta \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}) \mathbf{U}] \mathbf{u} + \frac{eng}{\rho} \mathbf{E}_0 = 0, \quad (4.9)$$

где

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Omega t & -\sin \Omega t \\ 0 & \sin \Omega t & \cos \Omega t \end{pmatrix} = \exp(\Omega t \mathbf{a}^\times)$$

— матрица поворота вокруг оси X на угол Ωt [21]. Подставив в (4.8) выражение для скорости электрона

$$\mathbf{v} = i \frac{1}{kN_0} \frac{\partial n}{\partial t},$$

полученное из формул для плотности тока и уравнения непрерывности (4.7), и определив из (4.5) и (4.6) продольное поле E_1 , создаваемое пьезоэффектом:

$$E_1 = \frac{ie}{k\varepsilon_0\varepsilon} n + igk(\mathbf{E}_0 \mathbf{u}),$$

мы можем записать уравнение для концентрации электронов

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \nu \frac{\partial n}{\partial t} + Dk^2 n + \omega_p^2 n + \frac{eN_0 g}{m^*} k^2 (E_0 u) = 0, \quad (4.10)$$

где $\omega_p = \sqrt{e^2 N_0 / \epsilon_0 \epsilon m^*}$ — плазменная частота.

Re k , $\times 10^6 \text{ м}^{-1}$

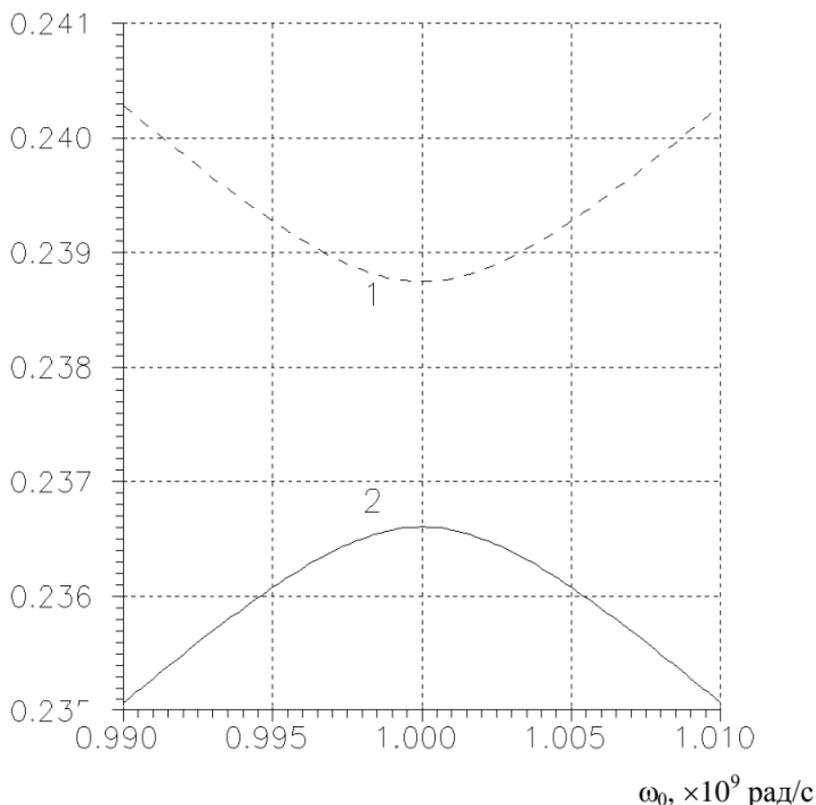


Рис. 4.1. Зависимость действительных частей волновых чисел собственных мод акустического поля от частоты падающей волны ($\Omega=10^9$ рад/с):

1 — Re k_1 , 2 — Re k_2

Решения уравнения распространения упругой волны, как и прежде, будем искать в виде связанных между собой плоских монохроматических волн

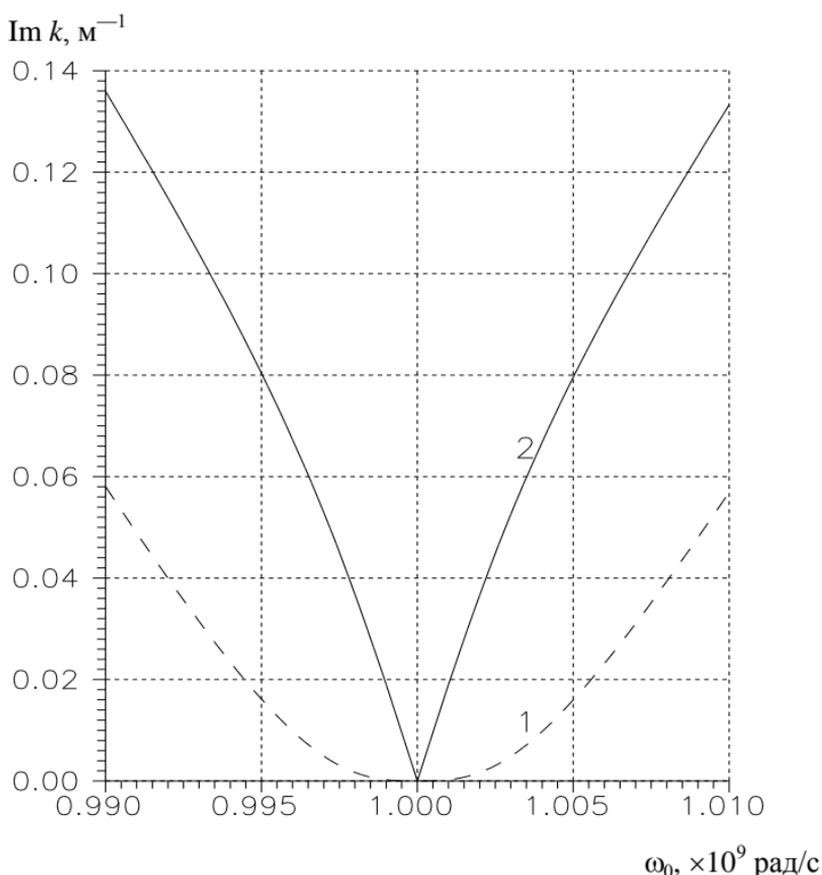


Рис. 4.2. Зависимость мнимых частей волновых чисел собственных мод акустического поля от частоты падающей волны ($\Omega=10^9$ рад/с): 1 — $\text{Im } k_1$, 2 — $\text{Im } k_2$

$$\mathbf{u} = \{A_+ \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega + \Omega)t] + A_- \mathbf{n}_- \exp[-i(\omega - \Omega)t]\} \exp[ik(\omega)x], \tag{4.11}$$

имеющих одинаковые волновые числа $k(\omega)$, различные частоты $\omega \pm \Omega$ и противоположные циркулярные поляризации, задаваемые векторами $\mathbf{n}_\pm = (\mathbf{b} \times \mathbf{ic}) / \sqrt{2}$.

Решая уравнение распространения упругой волны (4.9) и полученное затем дисперсионное уравнение, определяем волновые числа

Re ξ , отн. ед.

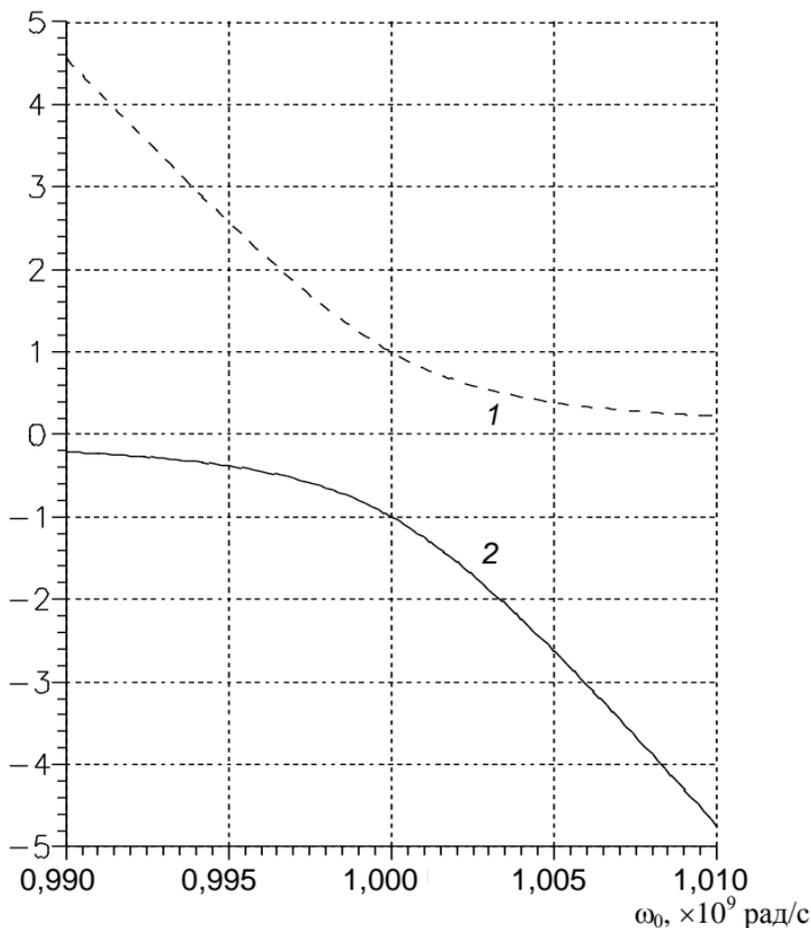


Рис. 4.3. Зависимость действительных частей эллиптичностей собственных мод акустического поля от частоты падающей волны ($\Omega=10^9$ рад/с):

1 — Re ξ_1 , 2 — Re ξ_2

$$k_{1,2}(\omega) = \sqrt{\frac{(1 + \delta^*)(\omega^2 + \Omega^2) \pm \sqrt{4(1 + 2\delta^*)\omega^2\Omega^2 + \delta^{*2}(\omega^2 + \Omega^2)^2}}{v_t^2(1 + 2\delta^*)}}, \quad (4.12)$$

$$k_{3,4}(\omega) = -k_{2,1}(\omega)$$

и эллиптичности

$$\xi_m(\omega) = \frac{k_m^2(\omega)(1 + \delta^*) - \frac{(\omega + \Omega)^2}{v_t^2}}{k_m^2(\omega)\delta^*} \quad (4.13)$$

собственных мод (4.11) акустического поля.

Im ξ , $\times 10^{-4}$ отн. ед.

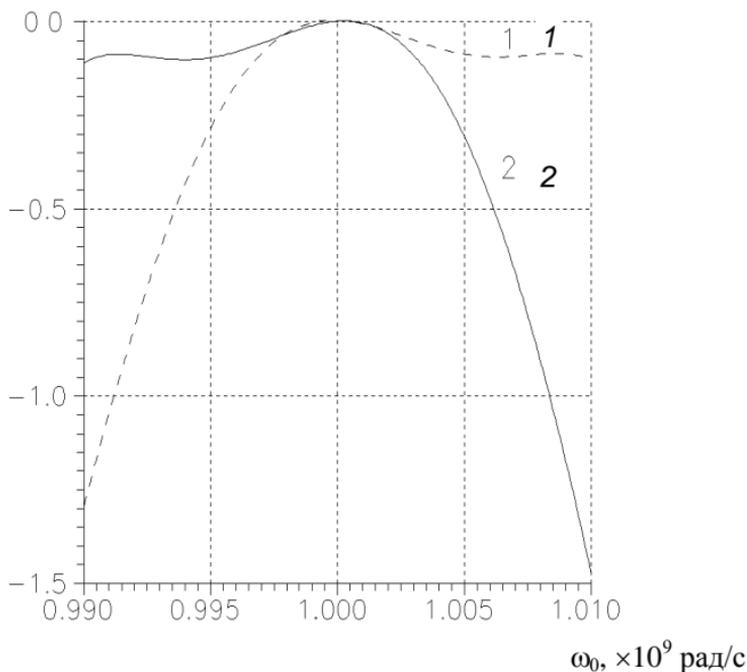


Рис. 4.4. Зависимость мнимых частей эллиптичностей собственных мод акустического поля от частоты падающей волны ($\Omega=10^9$ рад/с): 1 — Im ξ_1 ,

2 — Im ξ_2

В выражениях для волновых чисел и эллиптичностей использованы обозначения:

$$\omega = \omega_0 - \Omega,$$

$$\delta^* = \delta (1 - \omega_p / Q(\omega)),$$

$$Q(\omega) = -\omega^2 - i|\omega|v + \omega_p^2 (\Lambda_D k^2(\omega) + 1), \quad (4.14)$$

$\Lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon k_B T / e^2 N_0}$ — дебаевский радиус экранирования. Отметим, что в выражении (4.14) величина ω взята по модулю с учетом физического смысла полученных решений.

На рис. 4.1 — 4.4 представлены графики зависимости действительных и мнимых частей волновых чисел и эллиптичностей собственных акустических волн от частоты ультразвука. Вычисления проводились при следующих численных значениях параметров, характерных для керамик на основе титаната бария [10,51,121—123]: $m^* = 0,0145 m_e$, m_e — масса электрона, $\Omega = 10^9$ рад/с, $v = 10^{13}$ с⁻¹, $T = 300$ К, $c = 10^{12}$ дин/см², $\rho = 5,7$ г/см³, $\delta = 10^{-2}$.

4.3. Решение граничной задачи для ультразвука в пьезополюпроводнике при взаимодействии с вращающимся электрическим полем

Рассмотрим случай, когда на границе образца при $x=0$ возбуждается циркулярно поляризованная акустическая волна, вектор упругого смещения которой имеет такое же направление вращения, как и внешнее электрическое поле.

В результате взаимодействия распространяющегося в керамике ультразвука с вращающимся электрическим полем и свободными носителями заряда могут произойти усиление прошедшей волны на частоте ω_0 и генерация обращенной волны на частоте $2\Omega - \omega_0$.

Вследствие отражения ультразвука от границ образца могут возникнуть также отраженная волна на частоте ω_0 и прошедшая волна на частоте $2\Omega - \omega_0$.

Представляя, согласно [133], акустическое поле в сегнетокерамике в виде суперпозиции всех четырех собственных мод с амплитудами A_m , из условий непрерывности векторов упругого смещения всех волн и непрерывности компонент тензора напряжений σ на границах образца [118] получаем систему восьми уравнений:

$$\sum_{m=1}^4 A_m = u_0 + u_r^-,$$

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=1}^4 A_m \xi_m (\omega_0 - \Omega) = u_c^+, \\
& \sum_{m=1}^4 A_m \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] = u_\tau^- \exp[ik_\tau (\omega_0)L], \\
& \sum_{m=1}^4 A_m \xi_m (\omega_0 - \Omega) \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] = u_{c\tau}^+ \exp[-ik_\tau (|\omega_0 - 2\Omega|)L]. \\
c \sum_{m=1}^4 k_m (\omega_0 - \Omega) A_m - & \left(\frac{\omega_p^2}{Q(\omega_0 - \Omega)} - 1 \right) \frac{\delta}{\rho v_t^2} \sum_{m=1}^4 k_m (\omega_0 - \Omega) \times \\
& \times A_m (1 - \xi_m (\omega_0 - \Omega)) = c_e k_e (\omega_0) (u_0 - u_r^-), \\
& (4.15) \\
c \sum_{m=1}^4 k_m (\omega_0 - \Omega) A_m \xi_m (\omega_0 - \Omega) + & \left(\frac{\omega_p^2}{Q(\omega_0 - \Omega)} - 1 \right) \frac{\delta}{\rho v_t^2} \times \\
& \times \sum_{m=1}^4 k_m (\omega_0 - \Omega) A_m (1 - \xi_m (\omega_0 - \Omega)) = c_e k_e (|\omega_0 - 2\Omega|) u_c^+, \\
c \sum_{m=1}^4 k_m (\omega_0 - \Omega) A_m \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] - & \left(\frac{\omega_p^2}{Q(\omega_0 - \Omega)} - 1 \right) \times \\
& \times \frac{\delta}{\rho v_t^2} \sum_{m=1}^4 k_m (\omega_0 - \Omega) A_m (1 - \xi_m (\omega_0 - \Omega)) \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] = \\
& = c_\tau k_\tau (\omega_0) \exp[ik_\tau (\omega_0)L] u_\tau^-, \\
c \sum_{m=1}^4 k_m (\omega_0 - \Omega) A_m \xi_m (\omega_0 - \Omega) \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] - & \\
- \left(\frac{\omega_p^2}{Q(\omega_0 - \Omega)} - 1 \right) \frac{\delta}{\rho v_t^2} \sum_{m=1}^4 k_m (\omega_0 - \Omega) A_m (1 - \xi_m (\omega_0 - \Omega)) \times & \\
& \times \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega)L] = -c_\tau k_\tau (|\omega_0 - 2\Omega|) \exp[-ik_\tau (|\omega_0 - 2\Omega|)L] u_{c\tau}^+.
\end{aligned}$$

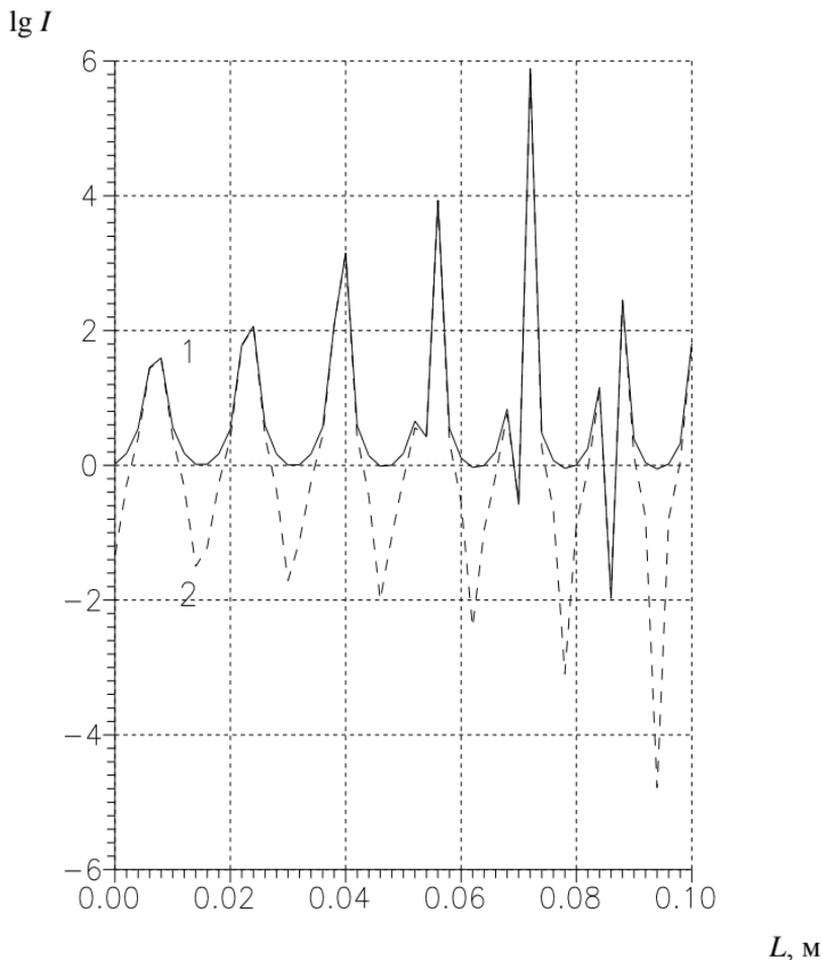


Рис. 4.5. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и отраженной волн от толщины кристалла: 1 — $\lg I_t$, 2 — $\lg I_e$

Здесь k_e и k_τ — волновые числа ультразвука в средах, граничащих с образцом керамики при $x = 0$ и $x = L$, c_e и c_τ — упругие модули этих сред; ρ_e и ρ_τ — их плотности;

$$k_e(\omega_0) = \omega_0 \sqrt{\frac{\rho_e}{c_e}},$$

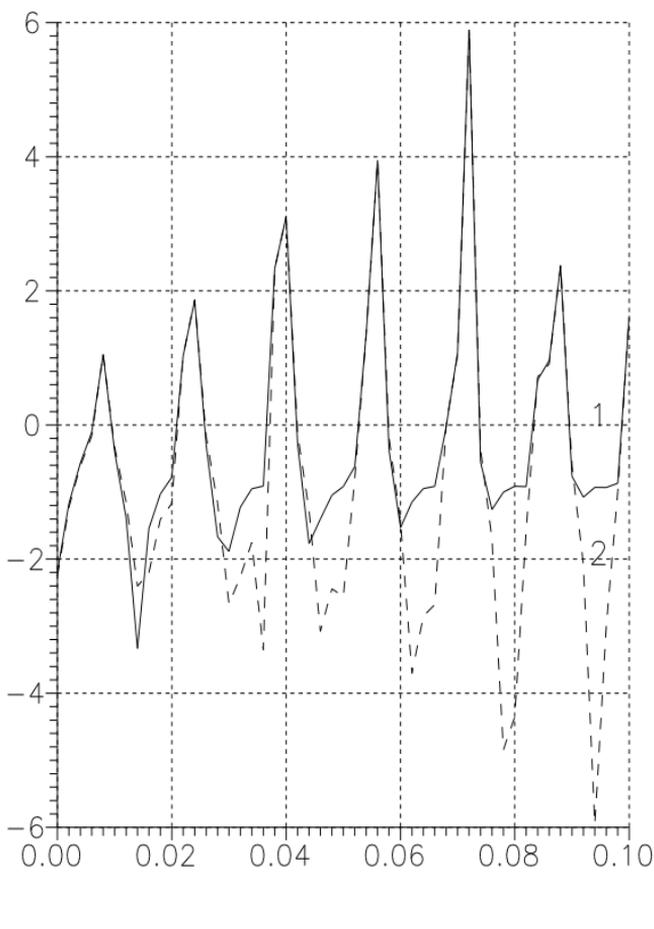
$\lg I$ 

Рис. 4.6. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega - \omega_0$ и отраженной волн от толщины кристалла: 1 — $\lg I_{ct}$, 2 — $\lg I_r$

$$k_e(2\Omega - \omega_0) = (2\Omega - \omega_0) \sqrt{\frac{\rho_e}{c_e}},$$

$$k_\tau(\omega_0) = \omega_0 \sqrt{\frac{\rho_\tau}{c_\tau}},$$

$$k_{\tau}(2\Omega - \omega_0) = (2\Omega - \omega_0) \sqrt{\frac{\rho_{\tau}}{c_{\tau}}}.$$

I , отн. ед.

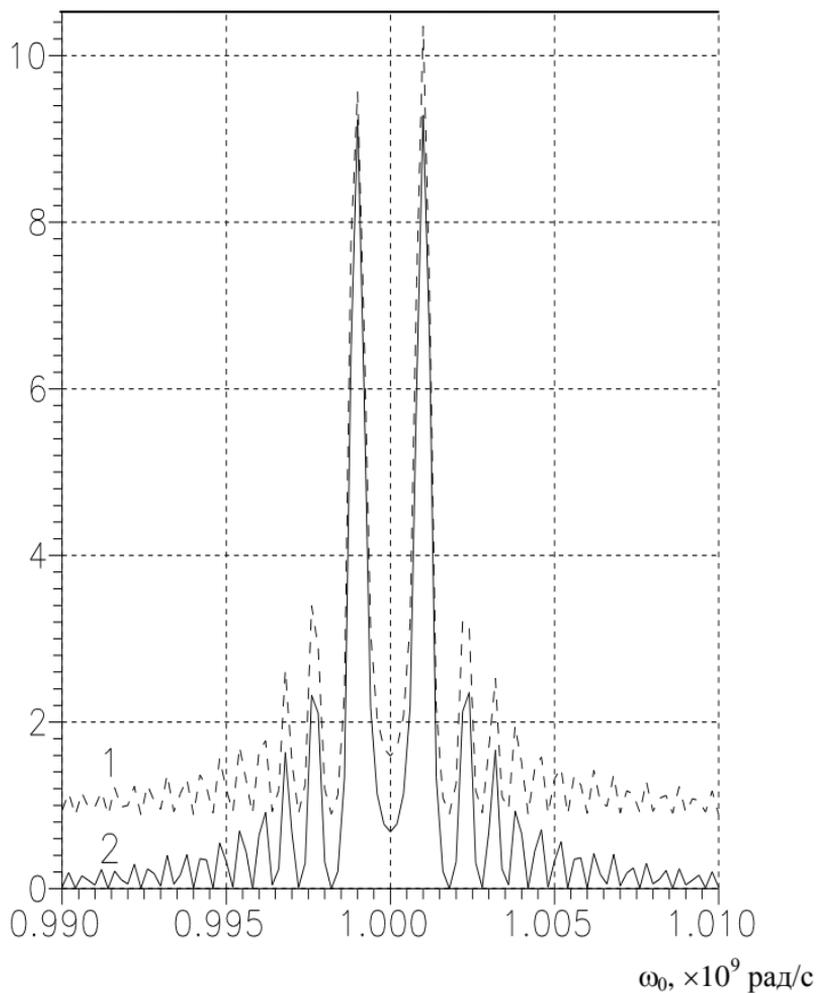


Рис. 4.7. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и отраженной волн от частоты ультразвука ($\Omega=10^9$ рад/с): 1 — I_t ; 2 — I_c

Амплитуды всех волн могут быть определены в результате численного решения системы уравнений. Вычисления проводились при тех же численных значениях параметров, что и в разделе 4.2, а

также использованы обозначения $c_e = c_t = 0,595 \cdot 10^{12}$ дин/см² и $\rho_e = \rho_t = 4,628$ г/см³.

I , отн. ед.

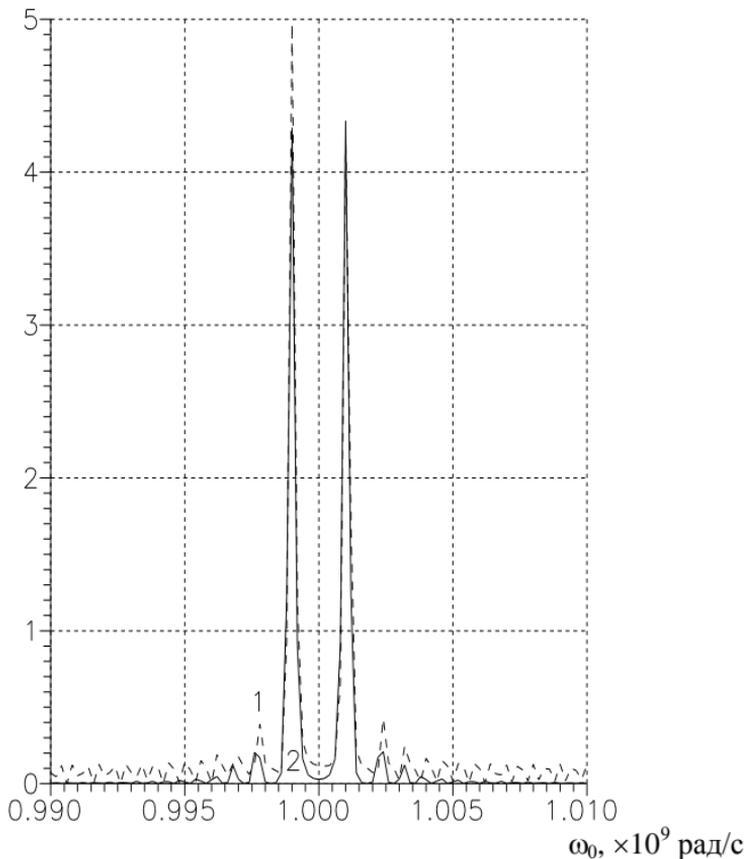


Рис. 4.8. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega - \omega_0$ и отраженной волн от частоты ультразвука ($\Omega = 10^9$ рад/с): 1 — I_{ct} , 2 — I_r

На рис. 4.5 и 4.6 представлены в логарифмическом масштабе графики зависимости интенсивностей всех волн от толщины образца в случае резонансного взаимодействия, когда частота ультразвука совпадает с частотой вращающегося электрического поля ($\omega_0 = \Omega$). Как следует из графиков, имеют место периодически повторяющиеся резонансы при условии

$$[k_1(\omega_0 - \Omega) - k_2(\omega_0 - \Omega)]L_s = \pi(2s+1), \quad (4.16)$$

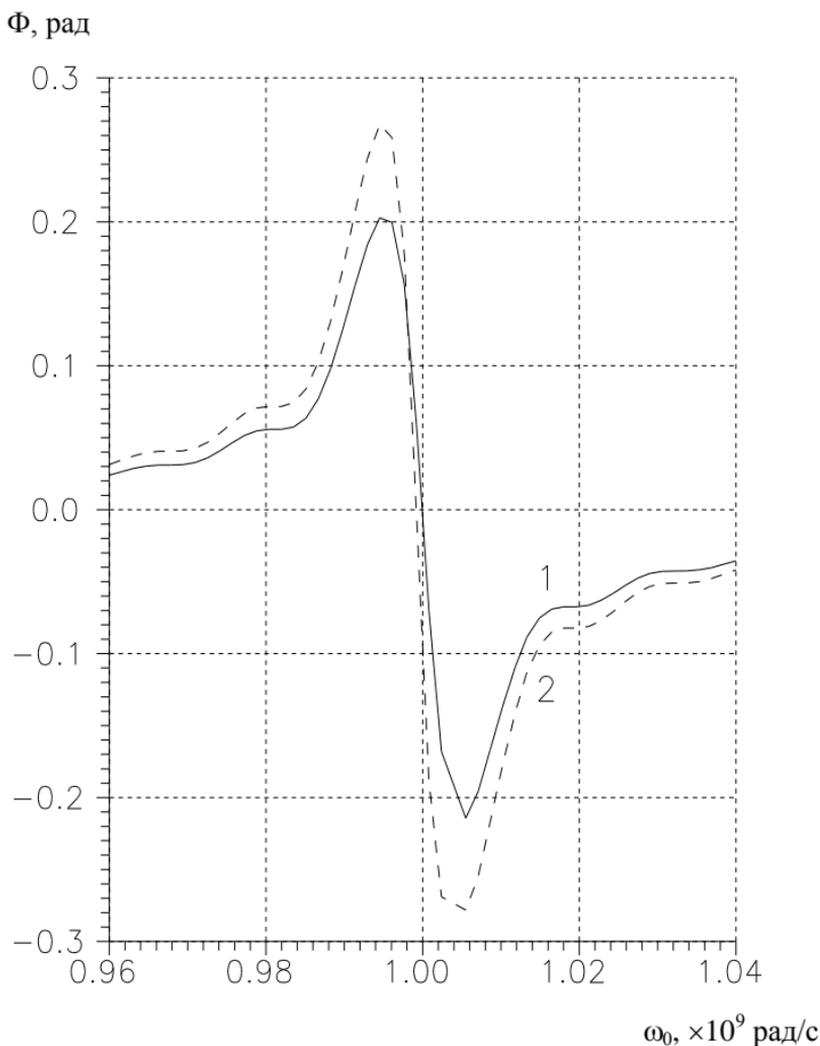


Рис. 4.9. Зависимость угла поворота главной оси эллипса поляризации от частоты падающей волны ($L = 10^{-3}$ м, $\Omega = 10^9$ рад/с): 1, 2 — с учетом и без учета проводимости соответственно

где параметр s принимает значения из множества целых чисел. Это условие отличается от (3.25), так как эллиптичности (4.13) в данном случае в условиях резонанса являются чисто действительными величинами.

При значениях толщины образца, удовлетворяющих соотношению (3.26), интенсивность обращенной волны становится минимальной. Экстремальные значения коэффициентов отражения, прохождения и усиления при условиях (4.16) и (3.26) являются результатом интерференции собственных мод акустического поля.

Рассмотрим также зависимости коэффициентов усиления, прохождения и отражения от частоты акустической волны вблизи резонанса (рис. 4.7 и рис. 4.8. для $L = 0,03$ м).

Анализ графиков позволяет сделать заключение об уменьшении интенсивностей волн в случае совпадения частоты акустической волны ω_0 с частотой вращающегося электрического поля Ω . Такой характер зависимости можно объяснить экранированием внешнего электрического поля электронами проводимости. Экранирование очень эффективно в условиях частотного резонанса, так как в этом случае собственные моды акустического поля имеют вид стоячих волн [131].

Экранированием внешнего электрического поля носителями заряда в полупроводнике можно объяснить также уменьшение угла поворота главной оси эллипса поляризации ультразвука. Зависимость угла поворота Φ от частоты ультразвука иллюстрируется рис. 4.9.

4.4. Влияние дрейфа носителей заряда на акустоэлектронное взаимодействие в условиях резонанса

Наличие носителей заряда в полупроводниках позволяет влиять на характер взаимодействия акустических волн с внешними полями [54]. Вследствие пьезоэффекта ультразвуковая волна, возбуждаемая в полупроводниковом кристалле, может сопровождаться продольным электрическим полем, распространяющимся с той же скоростью и в том же направлении. Носители заряда (в частности, электроны проводимости) в кристалле взаимодействуют с электрическим полем волны [52]. Характер этого взаимодействия зависит от относительного движения волны и электронов и на него можно влиять путем изменения скорости электронов, приложив к кристаллу внешнее постоянное электрическое поле с напряженностью E' . Под действием этого поля начнется усред-

ненное движение электронов в определенном направлении — дрейф электронов со скоростью $v_0 = -\mu E$, где μ — подвижность электронов в кристалле [53, 55].

Преобразовав материальные уравнения (4.1) и (4.2) с учетом того, что

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}'$$

(\mathbf{E}_1 — продольное электрическое поле, создаваемое пьезоэффектом; \mathbf{E}' — внешнее приложенное постоянное продольное электрическое поле), запишем

$$\sigma_{21} = c_{66} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \varepsilon_0 \varepsilon g_{66} E_{02} E_1 + \varepsilon_0 \varepsilon g_{66} E_{02} E',$$

$$\sigma_{31} = c_{55} \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \varepsilon_0 \varepsilon g_{55} E_{02} E_1 + \varepsilon_0 \varepsilon g_{55} E_{02} E',$$

$$D_1 = \varepsilon_0 \varepsilon E_1 + \varepsilon_0 \varepsilon E' - \varepsilon_0 \varepsilon \left[g_{66} E_{02} \frac{\ddot{u}_2}{\ddot{a}x_1} + g_{55} E_{02} \frac{\ddot{u}_3}{\ddot{a}x_1} \right].$$

Уравнение для скорости движения электронов будет иметь вид

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{e}{m^*} E_1 - \frac{e}{m^*} E' - v v - \frac{k_B T}{m^* N_0} \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (4.17)$$

В уравнении для плотности тока необходимо учесть слагаемые, описывающие эффект взаимодействия с внешним продольным электрическим полем

$$\mathbf{j} = -e(N_0 + n)(\mathbf{v} + \mathbf{v}_0) \approx -eN_0 \mathbf{v} - eN_0 \mathbf{v}_0 - en\mathbf{v}_0.$$

Подставляя в (4.17) выражение для скорости электронов

$$v = i \frac{1}{kN_0} \frac{\partial n}{\partial t} - v_0 (1 + n/N_0),$$

мы можем записать модифицированное уравнение для концентрации электронов

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + (v + ikv_0) \frac{\partial n}{\partial t} + (Dk^2 + \omega_p^2 - ikv_0 v) n + \frac{eN_0 g}{m^*} k^2 (\mathbf{E}_0 \mathbf{u}) -$$

$$-kv_0 \nu N_0 = 0. \quad (4.18)$$

Решения уравнения распространения упругой волны (4.9) будем, как и прежде, искать в виде (4.11). В результате получаем следующую систему уравнений:

$$[k^2(1+\delta) - (\omega + \Omega)^2/v_t^2] A_+ - k^2 \delta A_- - \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{en_0 g}{\rho v_t^2} E_0 = 0,$$

$$-k^2 \delta A_+ + [k^2(1+\delta) - (\omega - \Omega)^2/v_t^2] A_- + \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{en_0 g}{\rho v_t^2} E_0 = 0.$$

Здесь n_0 — амплитуда концентрации n , которую можно определить из уравнения (4.18):

$$n_0 = \left[-\frac{ieN_0 g}{\sqrt{2}m^*} E_0 (A_+ - A_-) k^2 \right] Q^{-1}(\omega),$$

где

$$Q(\omega) = -\omega^2 - i|\omega|\nu + \omega kv_0 + \omega_p^2 + Dk^2(\omega) + ikv_0\nu. \quad (4.19)$$

В случае резонансного взаимодействия, когда частота ультразвука ω_0 совпадает с частотой вращающегося электрического поля Ω , волновые числа (4.12) принимают вид

$$k_1 = \frac{\Omega}{v_t}, k_2 = \frac{\Omega}{v_t \sqrt{1 + 2\delta^*}}.$$

Волновое число k_1 является чисто действительной величиной и не зависит от направления и напряженности приложенного продольного электрического поля. Графики зависимостей действительной и мнимой частей волнового числа k_2 в случае резонансного взаимодействия от направления и величины внешнего поля, а следовательно, от направления и скорости дрейфа электронов представлены на рис. 4.10 и 4.11 для $\omega_d/\omega_c = 0,1$ и 10 , где $\omega_d = \nu v_t^2/D_1$ — диффузионная частота, $\omega_c = \omega_p^2/\nu$ — максвелловская релаксационная частота.

$$\text{Re } k_2, \times 10^6 \text{ м}^{-1}$$

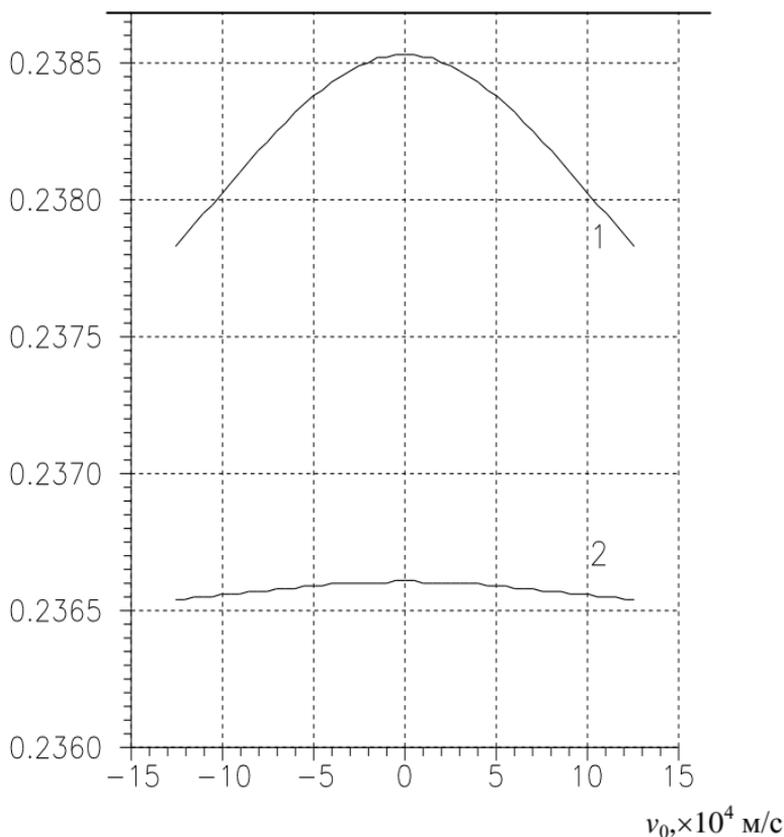


Рис. 4.10. Зависимость действительной части волнового числа k_2 от направления и скорости дрейфа электронов: 1, 2 — $\omega_d/\omega_c = 10; 0,1$ соответственно

Амплитуды всех волн могут быть определены в результате численного решения системы уравнений (4.15) с учетом дрейфа электронов. Вычисления проводились при тех же численных значениях параметров, что и в разделе 4.3.

На рис. 4.12 и 4.13 представлены в логарифмическом масштабе графики зависимостей интенсивностей прошедшей и отраженной волн от толщины образца в случае резонансного взаимодействия, когда частота ультразвука совпадает с частотой вращающегося электрического поля ($\omega_0 = \Omega$). Как следует из них, периодически повторяющиеся резонансы при условии (4.16) быстро затухают по мере увеличения толщины образца.

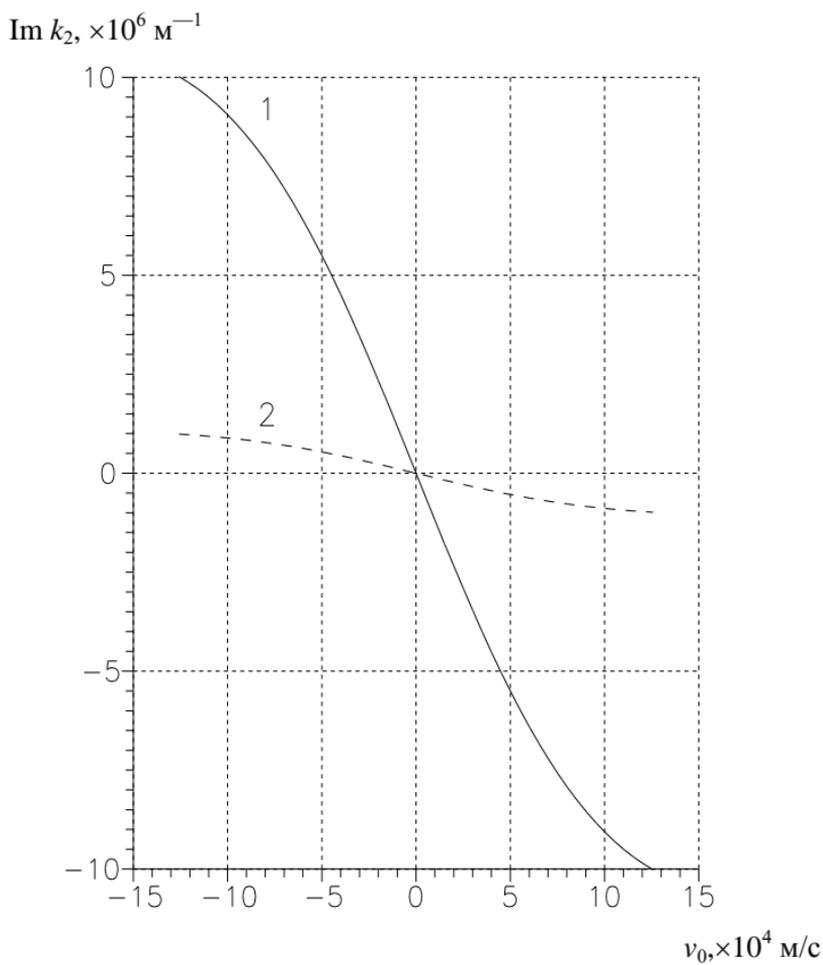


Рис. 4.11. Зависимость мнимой части волнового числа k_2 от направления и скорости дрейфа электронов: 1, 2 — $\omega_d/\omega_c = 10; 0,1$ соответственно

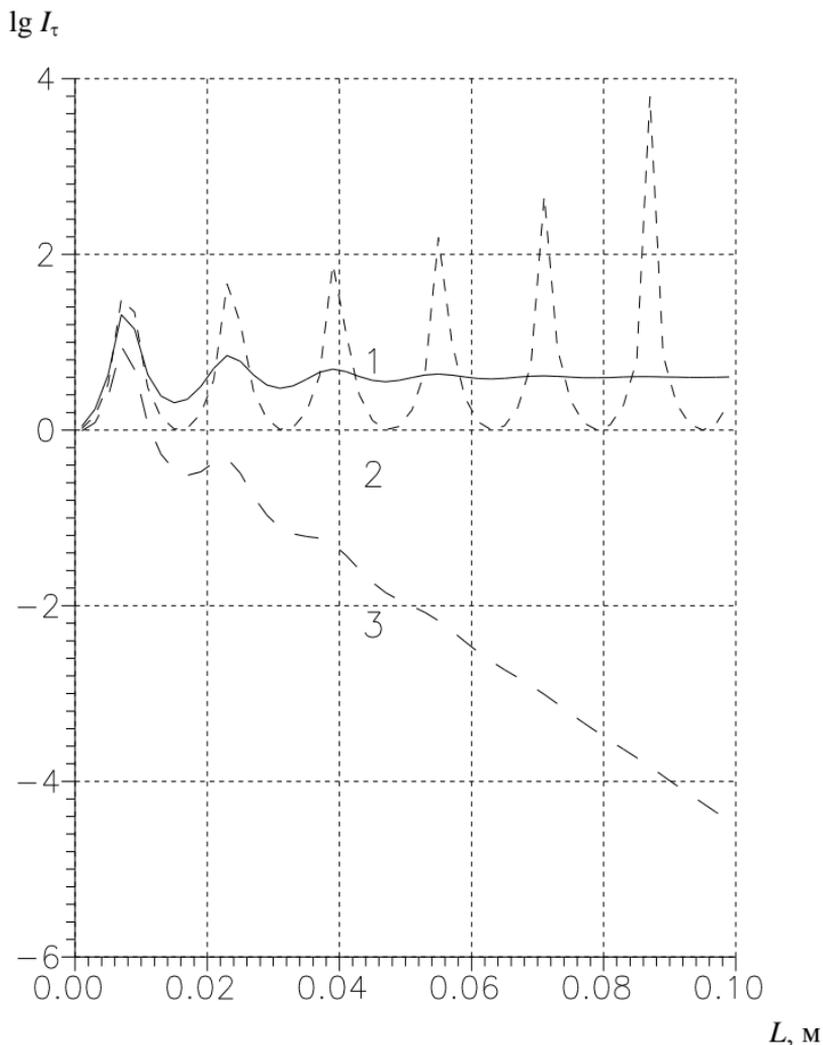


Рис. 4.12. Зависимость интенсивности прошедшей на частоте ω_0 волны от толщины кристалла: 1 — $v_0 = v_t$; 2 — $v_0 = 0$; 3 — $v_0 = -v_t$

На рис. 4.14 представлены графики зависимостей интенсивностей прошедшей и отраженной волн от направления и скорости дрейфа электронов в случае резонансного взаимодействия. Поскольку точные аналитические выражения для амплитуд прошедшей и отраженной волн отсутствуют, данный случай более

сложен для анализа, то воспользуемся двухволновым приближением.

$\lg I_c$

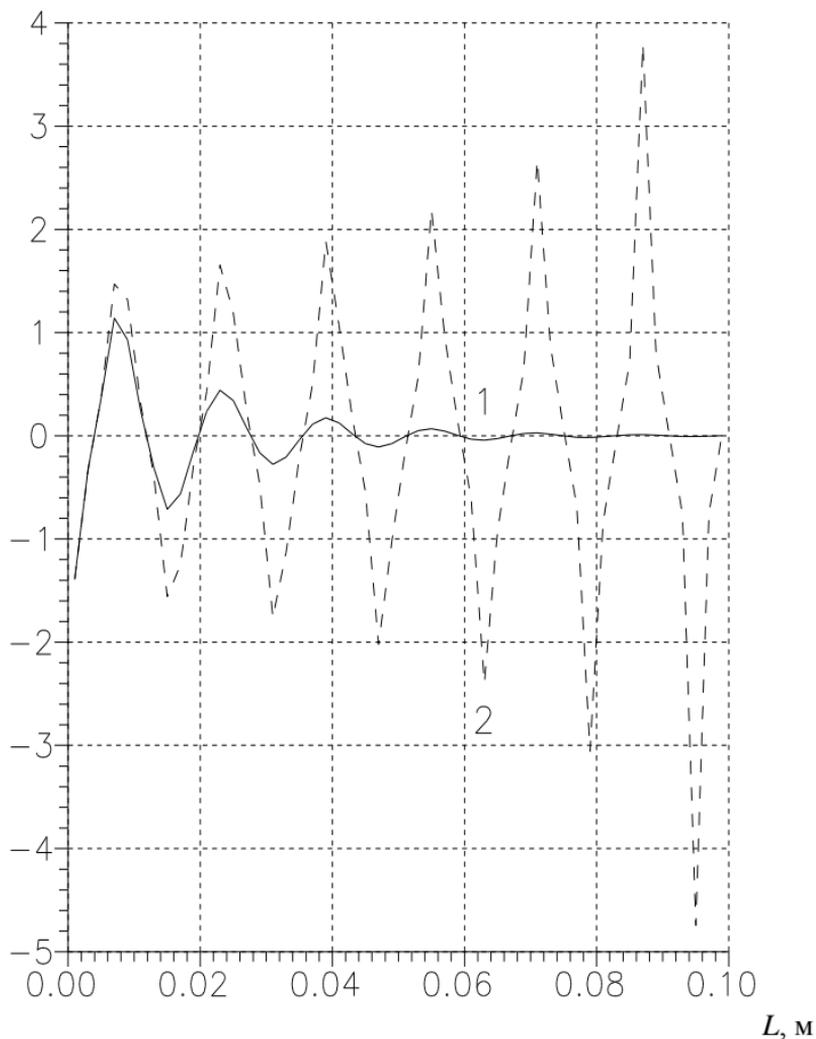


Рис. 4.13. Зависимость интенсивности отраженной волны от толщины кристалла: 1 — $\nu_0 = \pm \nu$; 2 — $\nu_0 = 0$

Аналитические выражения (3.4), которые определяют амплитуды прошедшей и отраженной волн можно записать в виде

$$u_{\tau} = 2u_0 \exp[ik_0 L] / \{ \exp[-ik_1 L] + \exp[-ik_2 L] \}, \quad (4.20)$$

$$u_c = u_0 \{ \exp[ik_1 L] - \exp[ik_2 L] \} / \{ -\exp[ik_1 L] - \exp[ik_2 L] \}. \quad (4.21)$$

I , отн. ед.

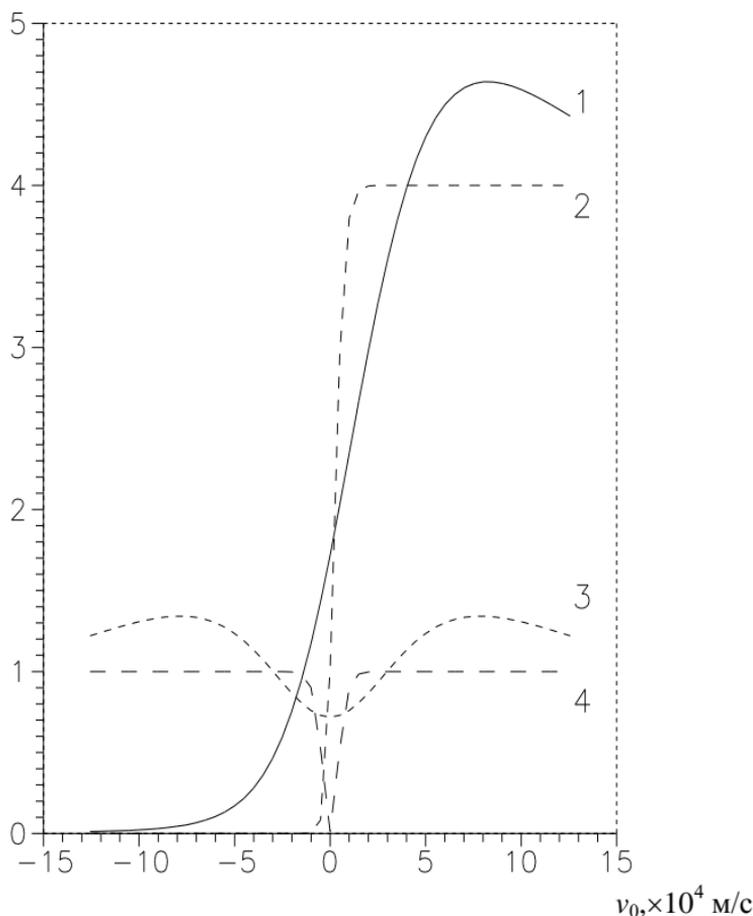


Рис. 4.14. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и обращенной волн от направления и скорости дрейфа электронов: 1, 2 — I_i ;

3, 4 — I_c для $\omega_d/\omega_c = 0,1$; 10 соответственно

В выражениях (4.20) и (4.21) учтено, что в условиях резонанса ($\omega_0 = \Omega$) эллиптичности принимают значения $\xi_{1,2} = \pm 1$. Из графика для мнимой части волнового числа k_2 (см. рис. 4.11) можно видеть,

что когда направление дрейфа электронов противоположно скорости акустической волны, в формуле (4.21) становятся пренебрежимо малыми вторые слагаемые в числителе и знаменателе. Если носители под действием электрического поля движутся в направлении распространения ультразвука, пренебрежимо малыми становятся первые слагаемые в выражении (4.21). В обоих случаях интенсивность $I_c \sim |u_c|^2/|u_0|^2=1$. Из тех же рассуждений следует, что в случае противонаправленного дрейфа и скорости ультразвука $I_\tau \sim |u_\tau|^2/|u_0|^2 = 0$, а при совпадении направлений дрейфа и скорости ультразвука $I_\tau \approx 4$. Если эффекты диффузии преобладают над эффектами проводимости, коэффициенты отражения и прохождения имеют вид, представленный на рис. 4.14 для $\omega_d/\omega_c=0,1$.

Приближенные аналитические выражения соответствуют численным расчетам и достаточно точно описывают поведение прошедшей и обращенной волн.

Как следует из графиков, в пьезополупроводнике возможны усиление ультразвука вращающимся электрическим полем, а также обмен энергией между акустическими волнами и дрейфующими носителями заряда. В случае отсутствия вращающегося электрического поля усиление ультразвука дрейфующими электронами возможно только при условии, что скорость дрейфа превышает пороговое значение, равное скорости ультразвука [52—54]. В рассматриваемом случае эффект обмена энергией между ультразвуком и электронами проводимости является беспороговым, поскольку собственные акустические моды кристалла под действием вращающегося электрического поля принимают вид стоячих волн [131, 138]. При совпадении направления дрейфа электронов и скорости волны прошедшая акустическая волна усиливается как вращающимся электрическим полем, так и электронами проводимости (правые ветви кривых 1, 2 на рис. 4.14). При изменении направления внешнего продольного электрического поля на противоположное ультразвук приобретает энергию у вращающегося электрического поля, однако отдает ее электронному потоку (левые ветви кривых 1, 2 на рис. 4.14). В отличие от прошедшей волны обращенная акустическая волна, генерируемая вращающимся электрическим полем, усиливается электронами проводимости при любом направлении внешнего

продольного электрического поля (кривые 3, 4 на рис. 4.14). Характерной особенностью является также быстрое насыщение интенсивностей прошедшей и отраженной волн при увеличении скорости дрейфа электронов, если эффекты проводимости преобладают над эффектами диффузии (горизонтальные участки кривых 2, 4 на рис. 4.14 для $\omega_d/\omega_c = 10$).

4.5. Различные режимы акустоэлектронного взаимодействия с учетом дрейфа электронов

Если частота ω_0 акустической волны, падающей на кристалл, удовлетворяет неравенству

$$|\delta^{*2}|((\omega_0 - \Omega)^2 + \Omega^2)^2 \ll 4\Omega^2(\omega_0 - \Omega)^2,$$

то собственные моды являются циркулярно поляризованными, и в этом случае имеет место поворот плоскости поляризации ультразвука на угол

$$\Phi = \operatorname{Re} \frac{k_1(\omega + \Omega) - k_2(\omega - \Omega)}{2} = -\operatorname{Re} \frac{\omega^4 \delta^{*2} L}{8v\Omega(\omega^2 - \Omega^2)},$$

где L — толщина кристалла. После формальной замены $\delta^* \rightarrow \delta/\bar{\Lambda}$ и $v \rightarrow \sqrt{\bar{\Lambda}/\rho}$ полученное выражение переходит в формулу (2.14).

Так как $\delta^* = \delta(1 - \omega_p^2/Q(\omega))$, может быть получено аналитическое выражение для кругового дихроизма

$$\begin{aligned} D &= \operatorname{Im} \frac{k_1(\omega + \Omega) - k_2(\omega - \Omega)}{2} = \\ &= \frac{-\omega^4 \delta^2 \omega_p^2 \operatorname{Im}(Q(\omega))L}{4v\Omega(\omega^2 - \Omega^2) [\operatorname{Re}^2(Q(\omega)) + \operatorname{Im}^2(Q(\omega))]} \end{aligned}$$

Кривые кругового дихроизма приведены на рис. 4.15. На рис. 4.16 для сравнения приведены кривые дихроизма для диэлектрического кристалла с учетом поглощения среды за счет вязкости.

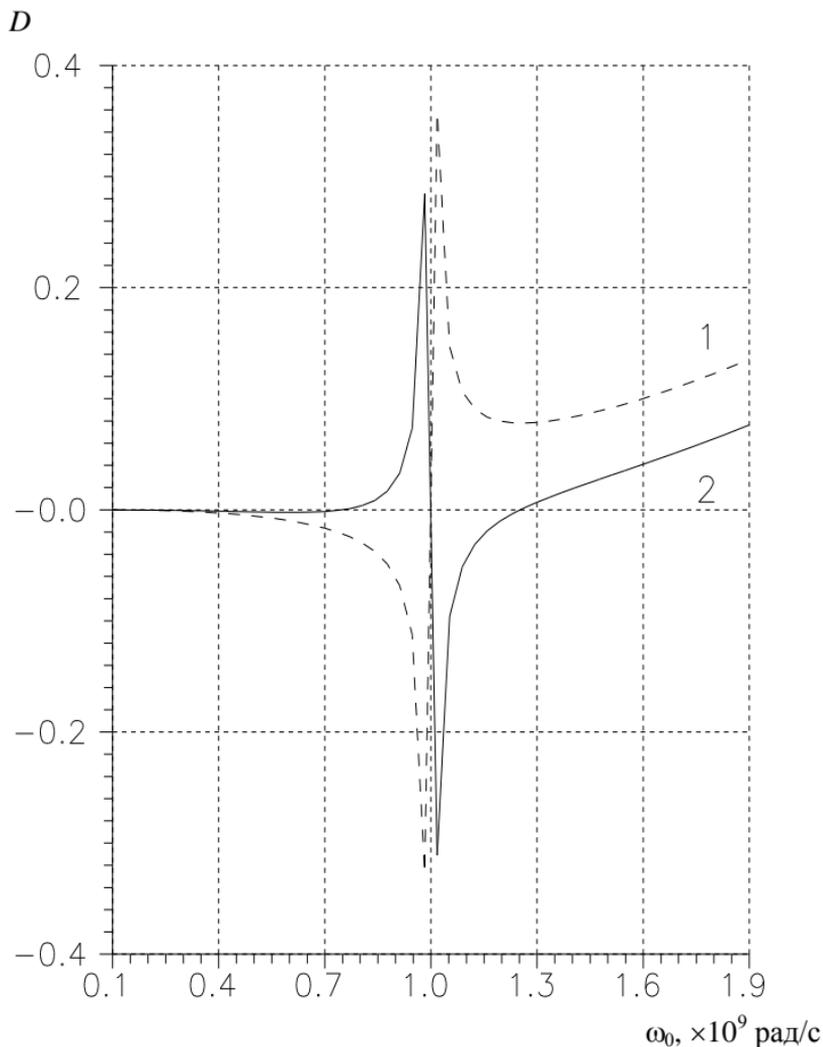


Рис. 4.15. Кривые кругового дихроизма в пьезополупроводнике с учетом дрейфа электронов ($L = 10^{-3}$ м, $\Omega = 10^9$ рад/с): 1, 2 — соответственно $v_0 = -v_t, v_t$

Как следует из графиков, для диэлектрического кристалла дихроизм имеет максимум на резонансной частоте Ω и является четной функцией частотной расстройки $\omega_0 - \Omega$. Для пьезополупроводника зависимость дихроизма от частоты качественно изменяется. Дихроизм становится нечетной функцией разности частот $\omega_0 - \Omega$ и

обращается в нуль на резонансной частоте Ω . Кроме того, дихроизм меняет знак при изменении направления дрейфа электронов проводимости на противоположное. Это свидетельствует о преобладании поглощения право- или левозакрученной компоненты при противоположных направлениях внешнего продольного поля.

D

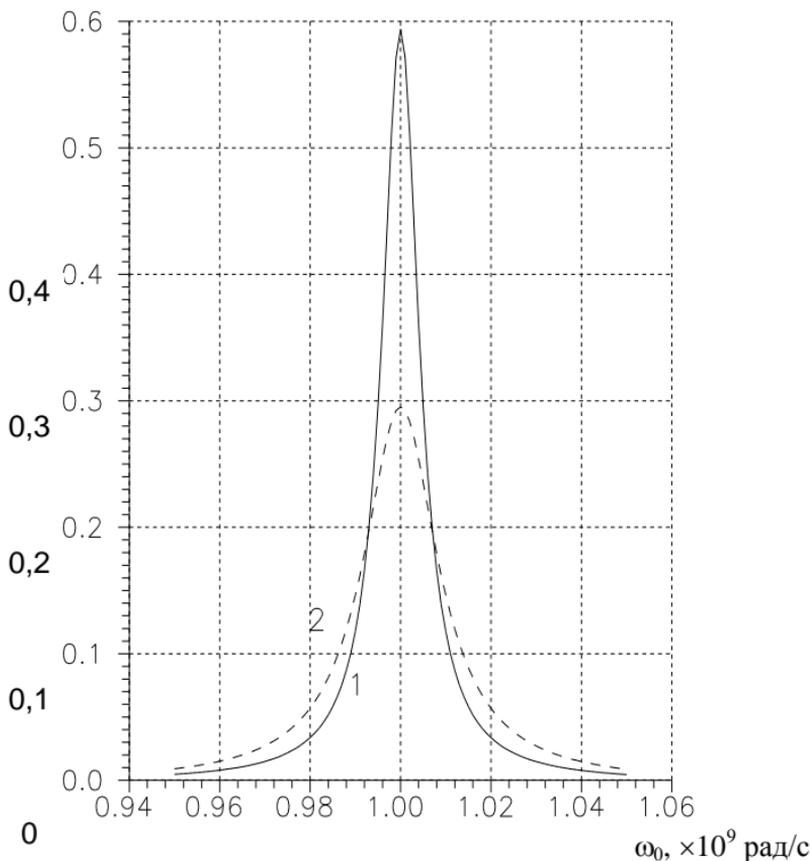


Рис. 4.16. Кривые кругового дихроизма в диэлектрике с учетом вязкости ($L = 0,02$ м, $\Omega = 10^9$ рад/с): 1, 2 — $B = 1000$ и 2000 ед. СГС соответственно

В случае выполнения условия

$$4 \Omega^2 \ll |\delta^{*2}| \omega_0^2$$

возможен еще один режим взаимодействия, при котором акустическое поле в кристалле представляет собой две взаимодействующие волны с противоположными круговыми поляризациями и различными частотами [5, 137]:

$$\mathbf{u} = (u_0^\pm / 2) \mathbf{n}_\pm \{ \exp[ik_1(\omega_0 \pm \Omega)z] + \exp[ik_2(\omega_0 \pm \Omega)z] \} \exp[-i\omega_0 t] - \\ - (u_0^\mp / 2) \mathbf{n}_\mp \{ \exp[ik_1(\omega_0 \pm \Omega)z] - \exp[ik_2(\omega_0 \pm \Omega)z] \} \exp[- \\ (\omega_0 \pm 2\Omega)t].$$

Распространение ультразвука сопровождается взаимным обменом энергией между этими волнами. При длине кристалла

$$z_0 = \frac{\pi V_t}{\omega \delta \left[1 - \frac{\omega^2 \operatorname{Re}(Q(\omega))}{\rho \operatorname{Re}^2(Q(\omega)) + \operatorname{Im}^2(Q(\omega))} \right]}$$

происходит практически полное преобразование возбуждаемой на границе волны

$$\mathbf{u}_0^\pm = u_0^\pm \mathbf{n}_\pm \exp[ik(\omega_0)z - i\omega_0 t]$$

в волну с противоположной круговой поляризацией и частотой $\omega_0 \pm 2\Omega$. Согласно [121, 122], относительное изменение скорости упругих волн в сегнетокерамике при напряженности электрического поля порядка десяти киловатт на сантиметр составляет несколько процентов. Тогда для керамики на основе BaTiO_3 полное преобразование произойдет при $z_0 \approx 0,2$ см. Вычисления проводились при тех же численных значениях параметров, что и в разделе 4.3. Приложив к кристаллу продольное электрическое поле, можно изменять величину z_0 . Зависимость толщины кристалла z_0 , на которой происходит полное преобразование возбуждаемой волны, от направления и скорости дрейфа электронов приведена на рис. 4.17. На рис. 4.18 представлены графики зависимостей относительной амплитуды преобразованной волны

$$A = u_t^\mp / u_0^\pm = \exp[-\operatorname{Im}(k_1(\omega_0 \pm \Omega))z_0] - \exp[-\operatorname{Im}(k_2(\omega_0 \pm \Omega))z_0]$$

от направления и скорости дрейфа электронов. Как следует из них, усиление преобразованной волны возможно при совпадении

направления дрейфа электронов и скорости падающей волны, когда эффекты проводимости сравнимы или преобладают над эффектами диффузии (кривые 2, 3 на рис. 4.18).

В случае противонаправленного дрейфа и скорости волны, а также если эффекты диффузии преобладают над эффектами проводимости, усиления преобразованной волны не происходит (кривая 1 на рис. 4.18).

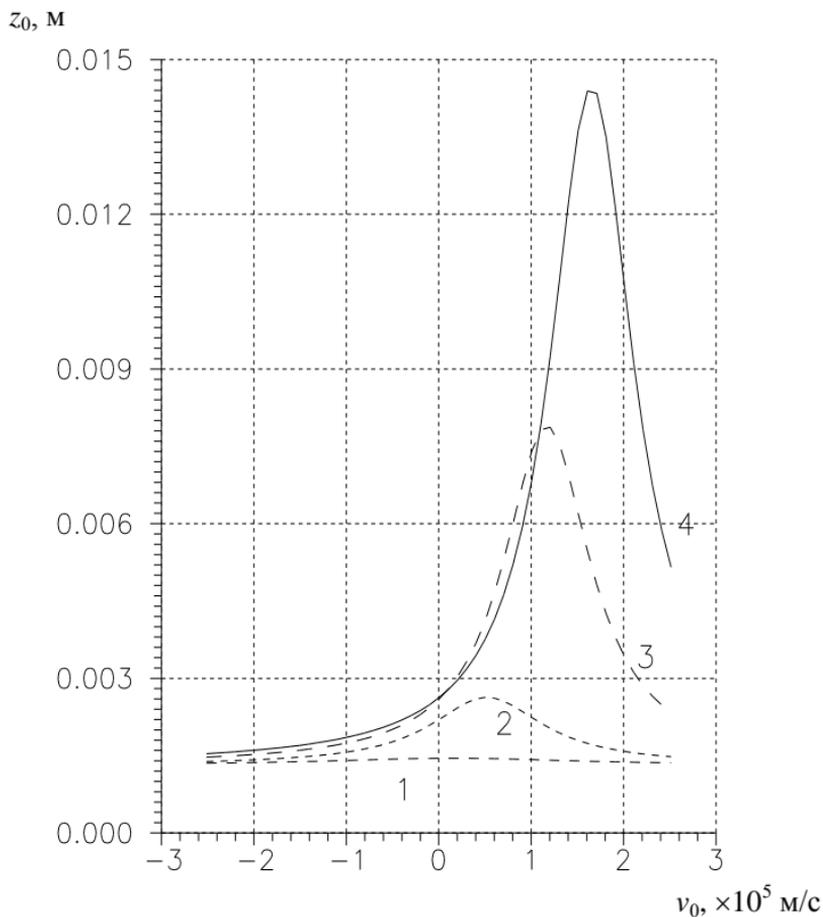


Рис. 4.17. Зависимость эффективной толщины кристалла от направления и скорости дрейфа электронов: 1, 2, 3, 4 — $\omega_d/\omega_c = 0,1; 1; 5; 10$ соответственно

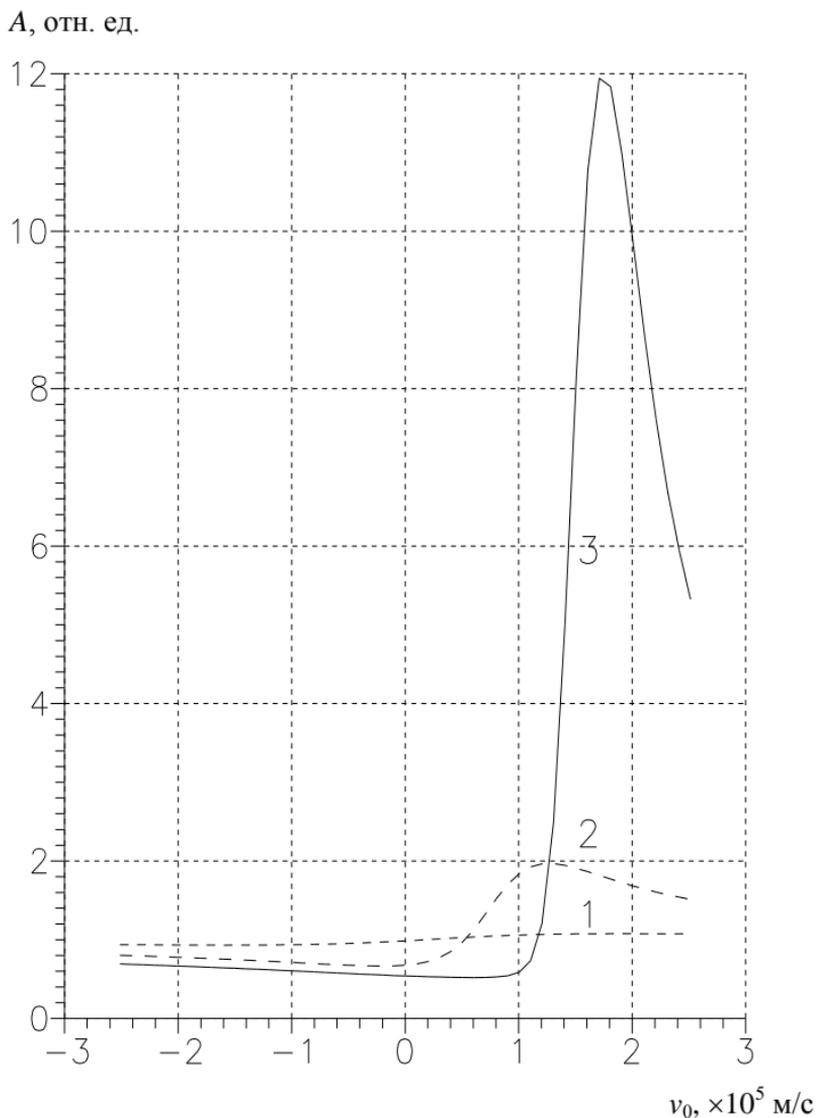


Рис. 4.18. Зависимость относительной амплитуды преобразованной волны от направления и скорости дрейфа электронов ($L = 0,03 \text{ м}$): 1, 2, 3 — соответственно $\omega_d/\omega_c = 0,1; 1; 5$

Таким образом, четвертая глава, основанная на работах [138—144], посвящена теоретическому исследованию влияния проводимости среды на распространение акустической волны в

сегнетокерамике в присутствии вращающегося электрического поля. Рассмотрена возможность формирования анизотропии упругих свойств под действием внешнего вращающегося электрического поля. Определены классы пьезоэлектриков, симметрия которых допускает формирование вращающейся акустической анизотропии. Решена граничная задача для поперечных акустических волн в проводящей сегнетокерамике с нестационарной анизотропией, индуцированной внешним электрическим полем. Волновые числа, эллиптичности и амплитуды собственных волн акустического поля определены с учетом взаимодействия ультразвука с электронами проводимости. Исследована зависимость интенсивностей обращенной и прошедшей волн от толщины образца в случае резонансного взаимодействия, когда частота ультразвука совпадает с частотой вращающегося электрического поля, и от частоты ультразвука вблизи резонанса. Получены условия, при которых интенсивности этих волн достигают экстремальных значений.

Исследовано влияние дрейфа носителей заряда на акустоэлектронное взаимодействие в полупроводнике в присутствии вращающегося электрического поля. Волновые числа, эллиптичности и амплитуды собственных волн акустического поля определены с учетом дрейфа электронов проводимости. Исследованы зависимости интенсивностей обращенной и прошедшей волн от направления и напряженности приложенного продольного электрического поля, а следовательно, от направления и скорости дрейфа электронов, а также от толщины образца в случае резонансного взаимодействия. Рассмотрено взаимодействие ультразвуковой волны с вращающимся электрическим полем в пьезополупроводнике с учетом дрейфа электронов в различных частотных диапазонах. Установлены следующие особенности акустоэлектронного взаимодействия: сглаживание максимумов интенсивностей прошедшей и обращенной волн при увеличении толщины кристалла; насыщение интенсивностей прошедшей и обращенной волн при возрастании скорости дрейфа носителей заряда; изменение знака циркулярного дихроизма при изменении направления внешнего продольного поля. Исследован режим взаимодействия, при котором происходит практически полное преобразование возбуждаемой на границе волны в волну с противоположной круговой поляризацией и частотой $\omega_0 \pm 2\Omega$. Показано, что толщина кристалла,

на которой происходит полное преобразование, зависит от параметров дрейфа. Установлено, что возможно усиление преобразованной волны при совпадении направления дрейфа электронов и скорости падающей волны в случае преобладания эффектов проводимости над эффектами диффузии.

Г л а в а 5

УПРУГИЕ ВОЛНЫ В АКУСТИЧЕСКИ ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

5.1. Влияние пространственной дисперсии на распространение акустических волн в диэлектриках во вращающемся электрическом поле без учета отражения от границ

При рассмотрении распространения волн в кристаллах часто не принимается во внимание дискретная структура кристаллической решетки. Так можно поступать до тех пор, пока длина акустической волны λ остается много большей, чем постоянная решетки a . Ниже этого предела дисперсионные кривые, получаемые из уравнений классической теории упругости, уже плохо согласуются с микроскопическими расчетами, базирующимися на уравнениях динамики решетки. Уравнения состояния кристалла необходимо модернизировать для учета дискретности среды, макроскопически проявляющейся в нелокальности ее реакции на приложение переменного в пространстве внешнего воздействия. Таким образом, во всех конденсированных средах, в том числе в кристаллах, имеет место пространственная дисперсия: тензор напряжений $\sigma_{ij}(r, t)$ определяется не только величиной тензора деформаций γ_{kl} в той же точке r , но и его значениями в окрестности этой точки. Поэтому пространственную дисперсию можно трактовать как зависимость тензора напряжений $\sigma_{ij}(r, t)$ не только от самого тензора деформаций γ_{kl} , но и от его пространственных производных.

Если не учитывать временную нелокальность (которая, в частности, ответственна за диссипацию энергии в среде), а также ограничиться первыми членами разложения, то для твердого тела можно получить следующее уравнение состояния (нелокальный закон Гука):

$$\sigma_{ik} = c_{ijkl} \gamma_{kl} + b_{ijkln} \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial x_n} + d_{ijklmn} \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial x_n \partial x_m}.$$

Несмотря на то что при обычно используемых ультразвуковых и гиперзвуковых частотах члены с высшими производными от γ_{kl} довольно малы, они приводят к качественно новым эффектам при распространении волн в кристаллах, которые вполне наблюдаемы и могут быть использованы для уточнения феноменологических уравнений состояния кристалла.

Одним из таких эффектов является акустическая активность [145, 146] (акустический аналог оптической активности), заключающаяся в возникновении эллиптической поляризации плоских волн при их распространении в кристаллах без центра симметрии. В последних материальные тензоры нечетных рангов отличны от нуля, в частности $b_{ijkln} \neq 0$. Для описания эффекта акустической активности в уравнении состояния, приведенном выше, в случае нецентросимметричных кристаллов (их также называют акустически активными или гиротропными) достаточно ограничиться двумя первыми членами.

Акустические свойства нецентросимметричного кристалла можно описать с помощью обобщенного закона Гука, который при учете пространственной дисперсии в первом приближении принимает вид [118]

$$\sigma_{ik} = c_{ijkl} \gamma_{kl} + b_{ijkln} \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial x_n}. \quad (5.1)$$

Здесь σ_{ik} , γ_{kl} и c_{ijkl} — тензоры напряжений, деформаций и упругих постоянных; b_{ijkln} — тензор акустической гирации, симметричный по первой и второй паре индексов, как и тензор упругих постоянных c_{ijkl} . Симметрия тензоров позволяет записать уравнение (5.1) в форме

$$\sigma_{ik} = c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + b_{ijkln} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_n}. \quad (5.2)$$

При помещении кристалла в электрическое поле с амплитудой E и компонентами

$$E_1 = E_0 \cos \Omega t, \quad E_2 = E_0 \sin \Omega t, \quad E_3 = 0, \quad (5.3)$$

вращающееся с частотой Ω вокруг оси Z (единичного вектора \mathbf{e}), может произойти изменение акустических свойств кристалла. При этом распространение упругой волны с вектором смещения \mathbf{u} в направлении оси Z будет описываться уравнением движения

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \Lambda(t) \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} + b \frac{\partial^3 u_i}{\partial z^3}. \quad (5.4)$$

Здесь ρ — плотность среды; тензор упругих постоянных $\Lambda(t)$ учитывает нестационарное воздействие внешнего электрического поля (5.3), влияние электрического поля на тензор акустической гирации не учитывается.

В кристаллах различных классов симметрии при разных механизмах взаимодействия внешним полем может быть сформирована анизотропия двух типов: структура, вращающаяся с частотой $\Omega/2$ в направлении, противоположном направлению вращения электрического поля (5.3) (см. раздел 2.1 настоящей работы), а также структура, вращающаяся с частотой Ω в направлении вращения электрического поля (см. раздел 2.1). Вид тензора $\Lambda(t)$ с учетом влияния внешнего электрического поля для различных классов кристаллов и механизмов взаимодействия (электрострикция, линейный электроакустический эффект, индуцированный пьезоэффект) приведен в разделах 2.2, 2.1, 4.1, там же представлены параметры δ , характеризующие анизотропию.

Используя прежние методы, решения уравнения движения (5.4) будем искать в виде связанных между собой плоских монохроматических волн (2.9).

Подставляя выражение (2.9) в уравнение (5.4) и учитывая явный вид тензора $\Lambda(t)$, получаем следующую систему линейных однородных уравнений:

$$\begin{aligned} \{\rho(\omega - \Omega)^2 - k^2[\bar{\Lambda} - bk]\}A_+ - k^2\delta A_- &= 0, \\ -k^2\delta_+ + \{\rho(\omega + \Omega)^2 - k^2[\bar{\Lambda} + bk]\}A_- &= 0, \end{aligned} \quad (5.5)$$

из которой можно определить отношения амплитуд циркулярных компонент собственных мод (2.9) акустического поля

$$\xi(\omega) = \frac{A_-}{A_+} = \frac{\rho(\omega - \Omega)^2 - k^2[\bar{\Lambda} - bk]}{k^2\delta}. \quad (5.6)$$

Во вращающейся системе координат, сопровождающей внешнее электрическое поле, собственные моды (2.9) представляют собой плоские монохроматические волны с частотой ω , волновыми числами $k(\omega)$ и эллиптичностью $\xi(\omega)$.

Приравнивая нулю определитель системы (5.5), получаем дисперсионное уравнение шестой степени относительно k :

$$bk^6 + [\bar{\Lambda}^2 - \delta^2]k^4 + [\rho b[(\omega - \Omega)^2 - (\omega + \Omega)^2]]k^3 - [\bar{\Lambda} \rho[(\omega - \Omega)^2 + (\omega + \Omega)^2]]k^2 + \rho^2(\omega - \Omega)^2(\omega + \Omega)^2 = 0, \quad (5.7)$$

решения которого определяют волновые числа собственных мод акустического поля (2.9).

Рассмотрим случай, когда на границе кристалла при $z=0$ возбуждается циркулярно поляризованная акустическая волна

$$\mathbf{u}_e = u_0^+ \mathbf{n}_+ \exp[-i\omega_0 t], \quad (5.8)$$

с частотой $\omega_0 \approx \Omega/2$ и амплитудой u_0 , вектор упругого смещения которой имеет противоположное относительно поля (5.3) направление вращения. Она может испытывать резонансное взаимодействие с вращающимся электрическим полем, поскольку ее частота близка к частоте вращения сформированной полем структуры.

На рис. 5.1 и 5.2 представлены графики зависимости волновых чисел и эллиптичностей (5.6) собственных мод акустического поля от частоты падающей волны при следующих значениях параметров, характерных для кристалла а-кварца (кл. 32) [56, 98, 100, 101, 118]:

$$\bar{\Lambda} = \Lambda_{44} \sim 10^{11} \text{ дин/см}^2, \quad b = b_{31233} = 1,44 \cdot 10^4 \text{ дин/см},$$

$$L = 2 \text{ см}, \quad \delta \sim 10^8 \text{ дин/см}^2, \quad \rho = 2,65 \text{ г/см}^3, \quad \Omega = 2 \cdot 10^9 \text{ рад/с}.$$

Как показывают рис. 5.1, 5.2, влияние пространственной дисперсии кристалла приводит к сдвигу графиков волновых чисел и эллиптичностей относительно резонансной частоты.

В результате взаимодействия акустической волны, распространяющейся в кристалле, с вращающимся электрическим полем, напряженность которого превышает пороговое значение, мо-

гут произойти усиление прошедшей волны и генерация обращенной волны. Векторы упругого смещения этих волн можно записать на границах кристалла (соответственно при $z=L$ и $z=0$) в следующем виде:

$$\mathbf{u}_\tau = u_\tau^+ \mathbf{n}_+ \exp[-i\omega_0 t + ik_0 L], \quad \mathbf{u}_c = u_c^- \mathbf{n}_- \exp[-i(\omega_0 - \Omega)t]. \quad (5.9)$$

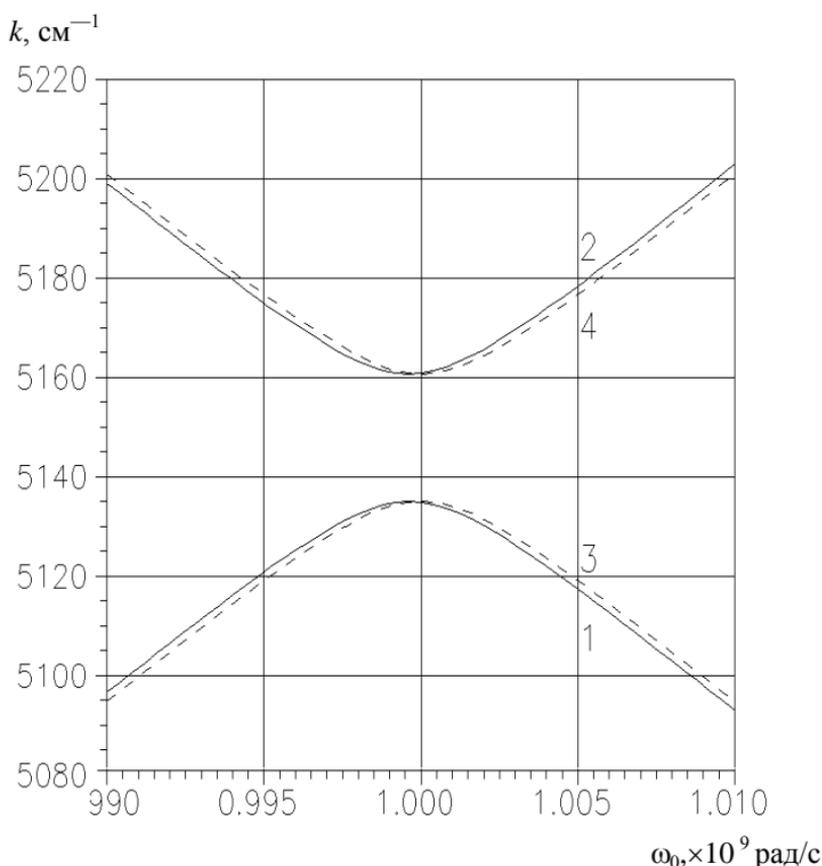


Рис.5.1. Зависимость волновых чисел от частоты падающей волны ($\Omega=10^9$ рад/с): 1, 3 — k_1 ; 2, 4 — k_2 с учетом и без учета пространственной дисперсии соответственно

Пренебрегая отражением ультразвука от границ, запишем акустическое поле внутри кристалла в виде суммы двух собственных мод:

$$\mathbf{u} = \sum_{m=1}^2 A_m \mathbf{n}_m \exp[-i\omega_0 t] + \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega/2) \mathbf{n}_m \exp[-i(\omega_0 - \Omega/2)t] \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega/2) z]. \quad (5.10)$$

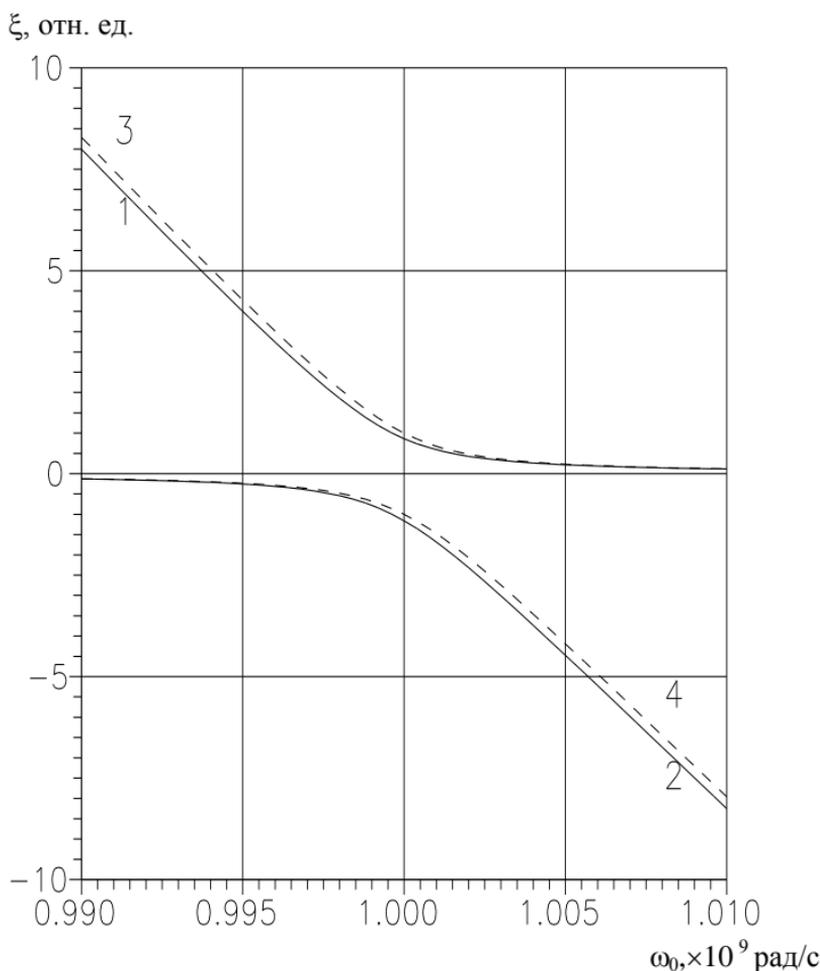


Рис.5.2. Зависимость эллиптичностей от частоты падающей волны ($\Omega=10^9$ рад/с): 1 — ξ_1 , 2 — ξ_2 с учетом пространственной дисперсии; 3 — ξ_1 , 4 — ξ_2 без учета пространственной дисперсии

Из условия непрерывности векторов упругого смещения (5.8), (5.9), (5.10) на границах кристалла можно получить систему уравнений:

$$\sum_{m=1}^2 A_m = u_0^+,$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega/2) \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega/2)L] = 0, \quad (5.11)$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega/2)L] = u_\tau^+ \exp[ik_0 L],$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega/2) = u_c^-,$$

T, R , отн. ед.

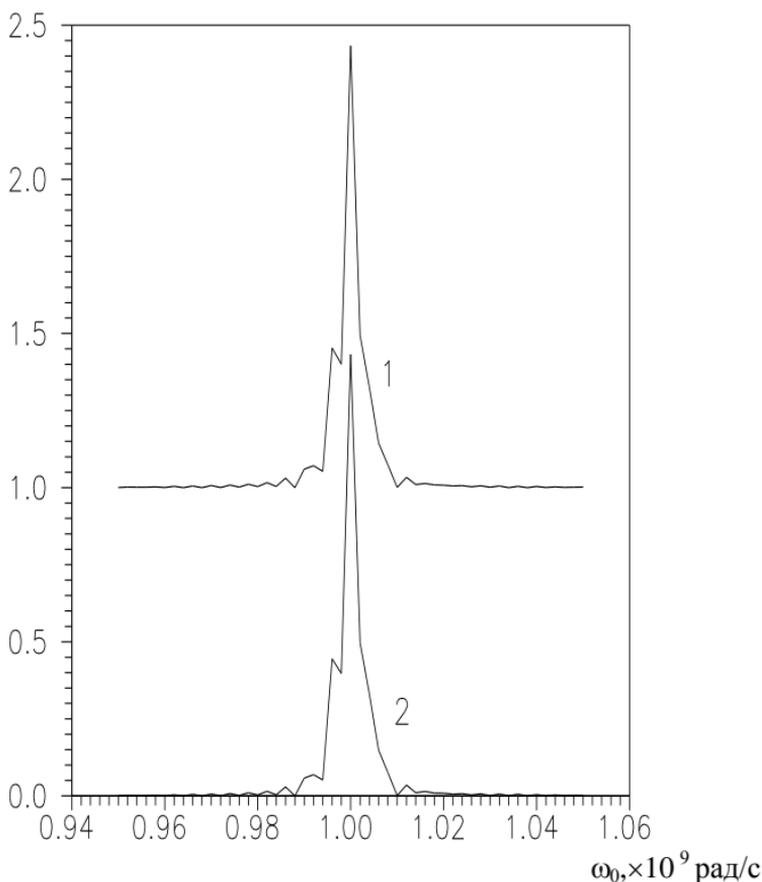


Рис. 5.3. Зависимость коэффициентов прохождения T и отражения R от частоты падающей волны ($\Omega=10^9$ рад/с): 1 — T ; 2 — R

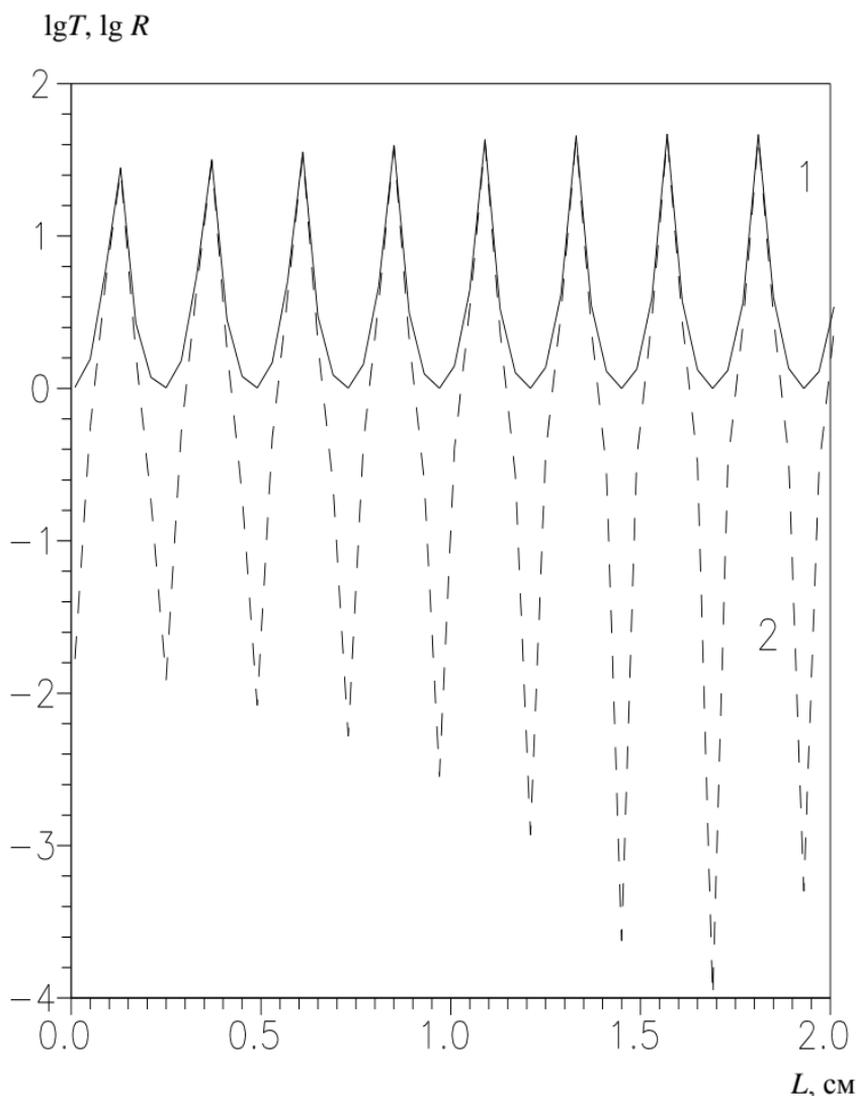


Рис. 5.4 Зависимость коэффициентов прохождения T и отражения R от толщины кристалла: 1 — $\lg T$, 2 — $\lg R$

Решения данной системы определяют амплитуды прошедшей и отраженной волн

$$u_{\tau} = \Delta^{-1} u_0 \exp[ik_0 L] \{ \xi_1(\omega_0 - \Omega/2) - \xi_2(\omega_0 - \Omega/2) \} \exp[i(k_1(\omega_0 -$$

$$-\Omega/2) + k_2(\omega_0 - \Omega/2))L],$$

$$u_c = \Delta^{-1} u_0 \{ \exp[ik_2(\omega_0 - \Omega/2)L] - \exp[ik_1(\omega_0 - \Omega/2)L] \},$$

где

$$\Delta = \xi_1(\omega_0 - \Omega/2) \exp[ik_2(\omega_0 - \Omega/2)L] - \\ - \xi_2(\omega_0 - \Omega/2) \exp[ik_1(\omega_0 - \Omega/2)L].$$

На рис. 5.3, 5.4 приведены графики коэффициентов прохождения $T = |u_t|^2 / |u_0|^2$ и отражения $R = |u_c|^2 / |u_0|^2$ акустической волны в зависимости от частоты вблизи резонанса и от толщины кристалла L в случае резонансного взаимодействия ($\omega_0 = \Omega/2$). Коэффициенты прохождения и отражения имеют периодически повторяющиеся максимумы при условии

$$[k_1(\omega_0 - \Omega/2) - k_2(\omega_0 - \Omega/2)]L_s = \pi(2s+1), \quad (5.12)$$

параметр s принимает значения из множества целых чисел. При выполнении условия (5.12) нормированные интенсивности прошедшей и отраженной волн могут принимать значения порядка 10^2 . При толщине кристалла, удовлетворяющей соотношению

$$[k_1(\omega_0 - \Omega/2) - k_2(\omega_0 - \Omega/2)]L_s = 2\pi s, \quad (5.13)$$

интенсивность отраженной волны принимает минимальные значения.

Как показывают численные расчеты, пространственная дисперсия может привести к сдвигу кривых $T(\omega_0)$ и $R(\omega_0)$ в область более высоких или более низких частот в зависимости от знака параметра b . При параметре $b \sim 10^4 - 10^6$ дин/см относительное смещение максимума зависимостей $T(\omega_0)$ и $R(\omega_0)$ составляет порядка $10^{-4} - 10^{-2}$ по сравнению со случаем отсутствия пространственной дисперсии. Пространственная дисперсия может привести также к уменьшению критической толщины кристалла L_s , которой соответствуют максимумы и минимумы интенсивностей прошедшей и отраженной волн. Такое уменьшение критических значений L_s имеет место независимо от знака параметра пространственной дисперсии. Относительное изменение $\Delta L_s / L_s$ по сравнению со случаем $b=0$ составляет $10^{-4} - 10^{-2}$.

Рассмотрим также влияние пространственной дисперсии на гиротропные свойства кристалла во вращающемся электрическом

поле. Зависимость угла поворота Φ главной оси эллипса поляризации от частоты ультразвука иллюстрируется рис. 5.5. В отсутствие пространственной дисперсии угол поворота главной оси эллипса поляризации обращается в нуль при равенстве частоты ω_0 падающей волны половине частоты $\Omega/2$ вращающегося электрического поля и функция $\Phi(\omega_0)$ является нечетной относительно резонансной частоты $\Omega/2$.

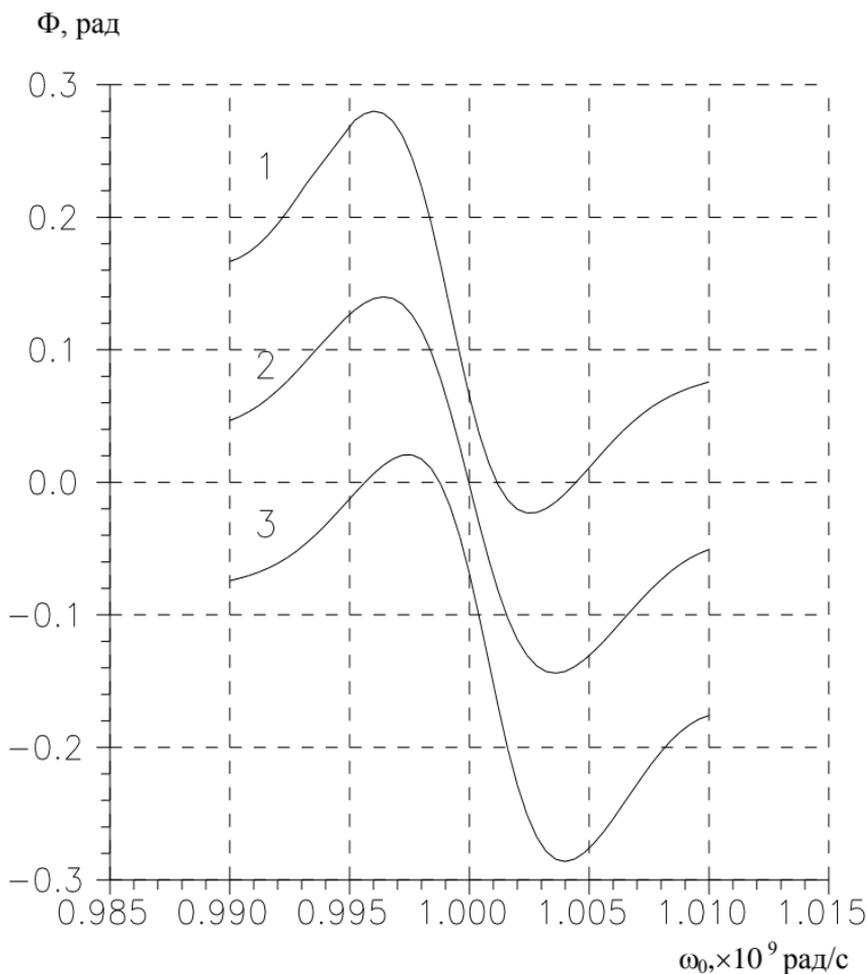


Рис.5.5 Зависимость поворота главной оси эллипса поляризации от частоты падающей волны ($L=7 \cdot 10^{-2}$ см, $\Omega=10^9$ рад/с): 1 — $b < 0$; 2 — $b = 0$; 3 — $b > 0$

Влияние пространственной дисперсии приводит к смещению графика в зависимости от знака параметра, характеризующего пространственную дисперсию, и угол поворота становится отличным от нуля на резонансной частоте. Относительное изменение максимальной вращательной способности может достигать значений примерно 1. Таким образом, естественная акустическая активность сравнима по величине с гиротропными свойствами кристалла, индуцированными вращающимся электрическим полем.

5.2. Распространение упругих волн в акустически гиротропных диэлектрических кристаллах с учетом отражения от границ среды во вращающемся электрическом поле

В предыдущем разделе были определены волновые числа и эллиптичности собственных акустических волн кристалла с вращающейся анизотропией с учетом пространственной дисперсии среды, исследованы гиротропные свойства кристалла, найдены интенсивности прошедшей и отраженной волн. Расчеты были выполнены в рамках двухволнового приближения.

В настоящем разделе взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем в веществах с пространственной дисперсией исследуется на основе точного решения граничной задачи.

Акустическое поле в кристалле можно представить в виде суперпозиции четырех собственных мод с волновыми числами, определяемыми из (5.7), и эллиптичностями (5.6):

$$\mathbf{u} = \sum_{m=1}^4 A_m \{ \mathbf{n}_- \exp[-i\omega_0 t] + \xi_m^{-1} (\omega_0 - \Omega/2) \mathbf{n}_+ \exp[-i(\omega_0 - \Omega)t] \} \exp[ik_m (\omega_0 - \Omega/2)z]. \quad (5.14)$$

В результате взаимодействия возбуждаемого в кристалле ультразвука (5.8) с вращающимся электрическим полем (5.3), напряженность которого превышает пороговое значение, могут произойти усиление прошедшей волны на частоте ω_0 и генерация обра-

щенной волны на частоте $\Omega - \omega_0$. Векторы упругого смещения этих волн имеют вид (5.9) и (5.10).

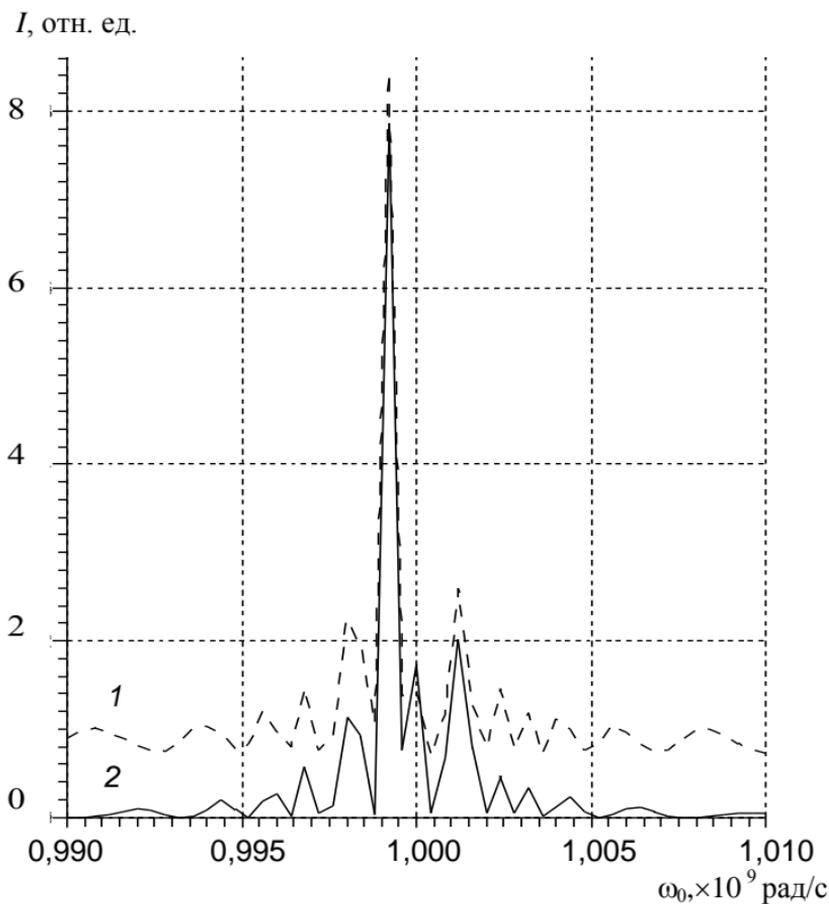


Рис.5.6. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и отраженной волн от частоты ультразвука ($\Omega=10^9$ рад/с): 1 — I_τ , 2 — I_c

Кроме того, вследствие отражения ультразвука от границ кристалла могут возникнуть также отраженная волна на частоте ω_0

$$\mathbf{u}_r = u_r^+ \mathbf{n}_+ \exp[-i\omega_0 t] \quad (5.15)$$

и прошедшая волна на частоте $\Omega - \omega_0$

$$\mathbf{u}_{ct} = u_{ct}^- \mathbf{n}_- \exp[-i(\omega_0 - 2\Omega)t]. \quad (5.16)$$

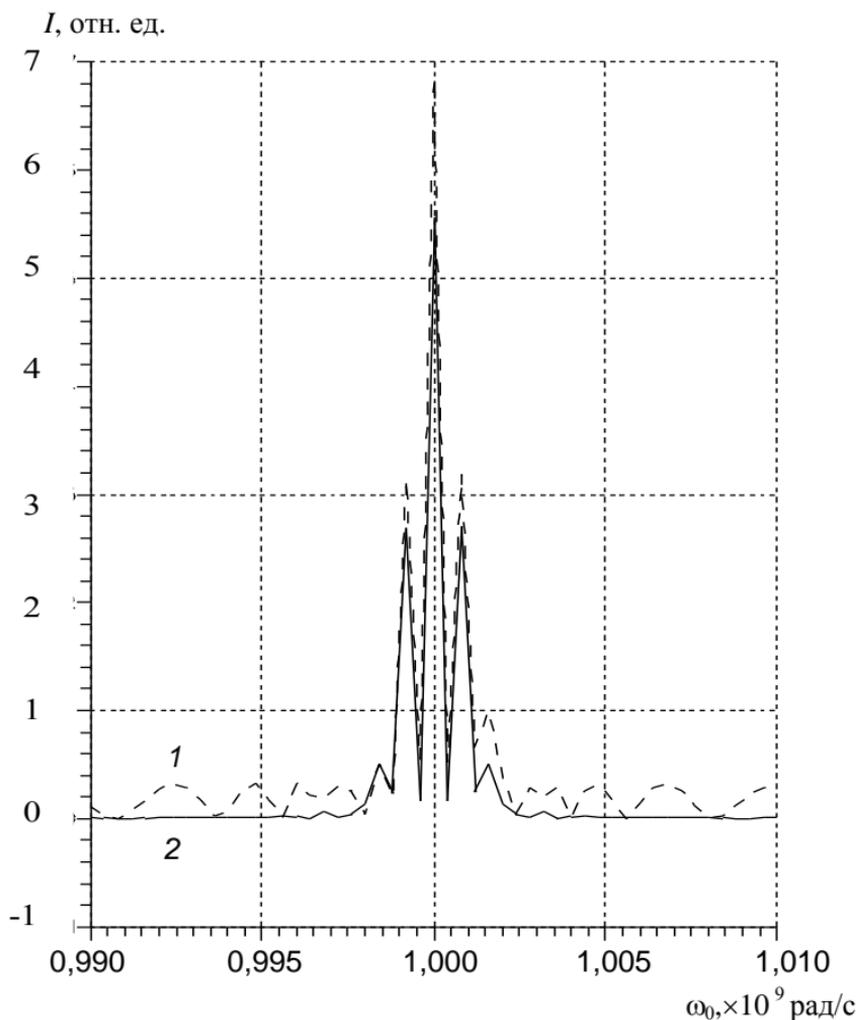


Рис. 5.7. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $\Omega = \omega_0$ и отраженной волн от частоты ультразвука ($\Omega = 10^9$ рад/с): 1 — I_{ct} ; 2 — I_r

Из условия непрерывности векторов упругого смещения волн (5.9), (5.10), (5.14) — (5.16) на границах кристалла получаем четыре уравнения (5.11).

С целью получения системы из восьми уравнений с восемью неизвестными необходимо также потребовать непрерывности компонент тензора напряжений σ на границах кристалла. Вычис-

ляя тензор деформаций γ и используя обобщенный закон Гука, с учетом пространственной дисперсии находим

$$\begin{pmatrix} \sigma_{13} \\ \sigma_{23} \end{pmatrix} = 2U(t) \begin{pmatrix} \bar{\Lambda} + \delta & 0 \\ 0 & \bar{\Lambda} - \delta \end{pmatrix} U(t) \begin{pmatrix} \gamma_{13} \\ \gamma_{23} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & b \\ -b & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \gamma_{13}}{\partial z} \\ \frac{\partial \gamma_{23}}{\partial z} \end{pmatrix}$$

$$\sigma_{33} = 0,$$

где U — матрица поворота вокруг оси Z на угол Ωt .

Из условия непрерывности компонент тензора напряжений σ при $z=0$ и $z=L$ получаем дополнительно следующие четыре уравнения:

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^4 \{k_m(\omega_0 - \Omega/2)(i\bar{\Lambda} + i\delta\xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega/2) - ib^0 k_m(\omega_0 - \Omega/2))\} A_m = \\ = k_0(ic_{55}^0 - ib^0 k_0)(u_0^+ - u_r^+), \\ \sum_{m=1}^4 \{k_m(\omega_0 - \Omega/2)((i\bar{\Lambda} - ib^0 k_m(\omega_0 - \Omega/2)\xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega/2) + i\delta)\} \times \\ \times A_m = k_0(ic_{55}^0 + ib^0 k_0)u_c^-, \quad (5.17) \\ \sum_{m=1}^4 \{k_m(\omega_0 - \Omega/2)(i\bar{\Lambda} + i\delta\xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega/2) - ib^0 k_m(\omega_0 - \Omega/2))\} A_m \times \\ \times \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega/2)L] = k_0(ic_{55}^0 - ib^0 k_0) \exp[ik_0 L] u_\tau^+, \\ \sum_{m=1}^4 \{k_m(\omega_0 - \Omega/2)((i\bar{\Lambda} - ib^0 k_m(\omega_0 - \Omega/2)\xi_m^{-1}(\omega_0 - \Omega/2) + i\delta)\} A_m \times \\ \times \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega/2)L] = -k_0^c(ic_{55}^0 - ib^0 k_0^c) \exp[-ik_0^c L] u_{\tau^c}^-, \end{aligned}$$

Волновые числа всех волн зависят от частот, а также от параметров плотности ρ^0 , упругости c^0 и пространственной дисперсии b^0 среды, граничащей при $z=0$ и $z=L$ с кристаллом, помещенным во вращающееся электрическое поле. Амплитуды всех волн можно определить в результате численного решения системы уравнений (5.11), (5.17). Вычисления проводились при численных значениях параметров, указанных выше.

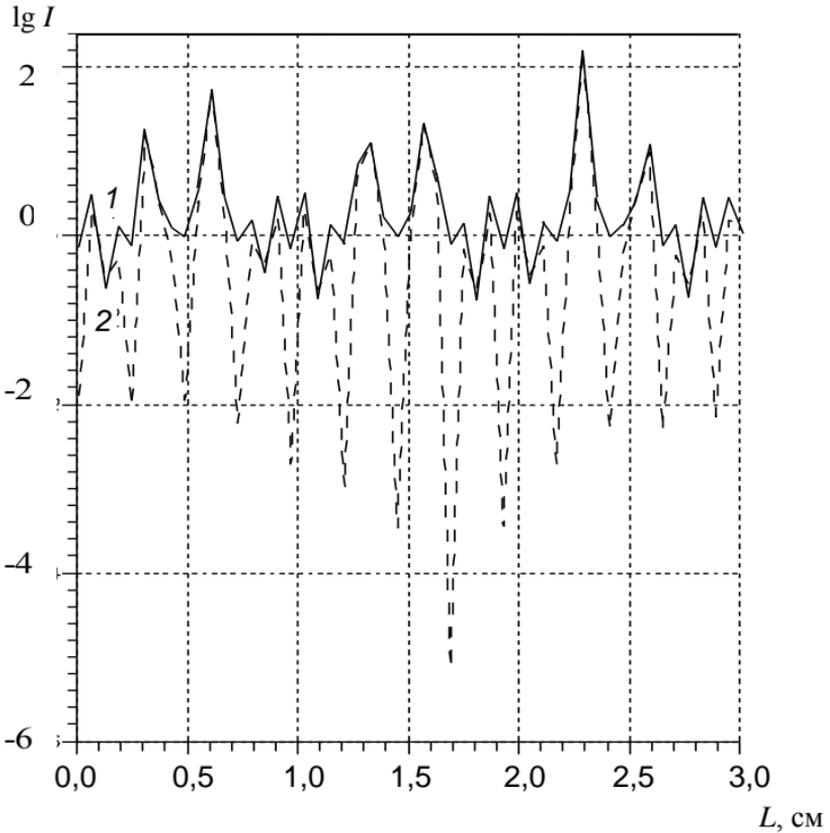


Рис. 5.8. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте ω_0 и отраженной волн от толщины кристалла: 1 — $\lg I_\tau$; 2 — $\lg I_c$

На рис. 5.6 и 5.7 приведены графики зависимостей нормированных интенсивностей отраженной $I_c = |u_c^-|^2 / |u_0^+|^2$, отраженной $I_r = |u_r^+|^2 / |u_0^+|^2$ и прошедших волн $I_\tau = |u_\tau^+|^2 / |u_0^+|^2$, $I_{c\tau} = |u_{c\tau}^-|^2 / |u_0^+|^2$ от частоты ультразвука. Как следует из них, частотная зависимость коэффициентов отражения, прохождения и усиления имеет резонансный характер. На рис. 5.8 и 5.9 представлены в логарифмическом масштабе графики зависимостей интенсивностей всех волн от толщины кристалла L . Как видно из них, коэффициенты отражения, прохождения и усиления не являются монотонными функциями толщины кристалла.

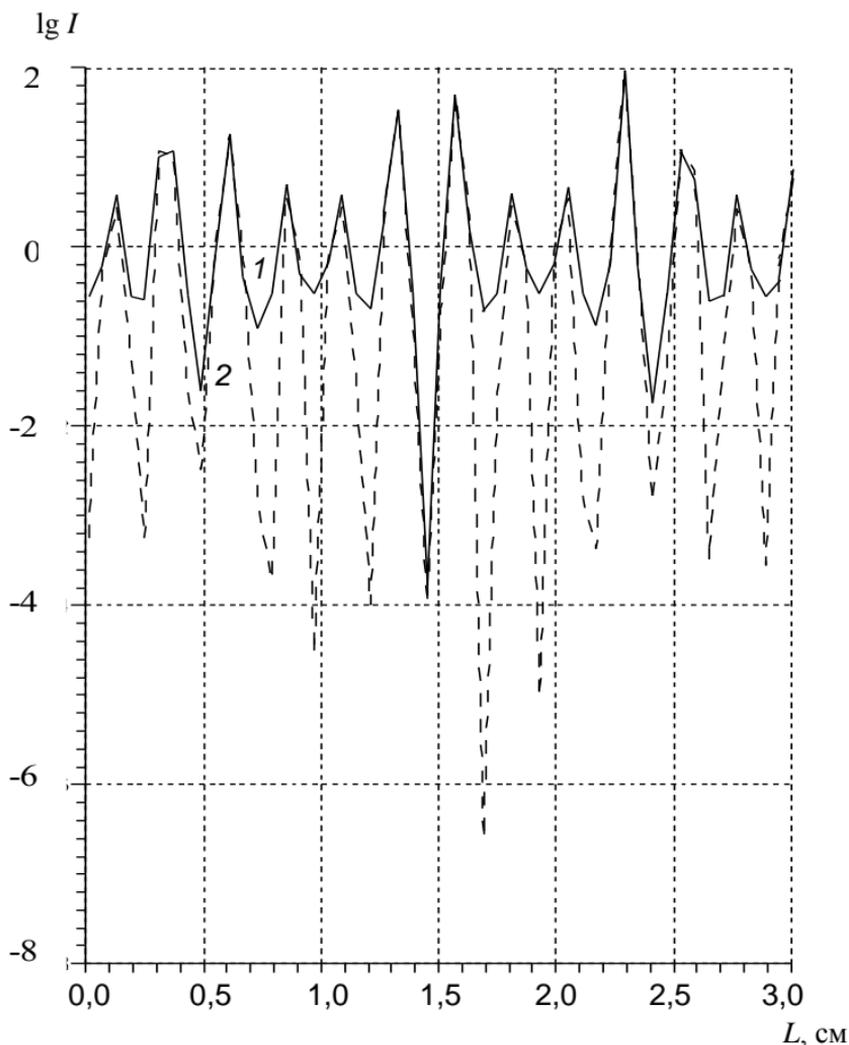


Рис. 5.9. Зависимость интенсивностей прошедшей на частоте $2\Omega - \omega_0$ и отраженной волн от толщины кристалла: 1 — $\lg I_{ct}$, 2 — $\lg I_r$

Из сравнения графиков, полученных различными способами, можно сделать вывод, что двухволновое приближение достаточно точно описывает поведение интенсивностей отраженной и прошедшей волн вдали от значений толщины кристалла, удовлетворяющих соотношениям (5.12), (5.13). В критических точках необ-

ходимо принимать во внимание отражение ультразвука от границ гиротропного кристалла с индуцированной анизотропией.

5.3. Влияние пространственной дисперсии на распространение акустических волн в полупроводниках во вращающемся электрическом поле

Акустические свойства полупроводникового кристалла можно описать с помощью феноменологических уравнений связи (4.1) и (4.2). Учет пространственной дисперсии среды уравнение (4.1) приводит к виду

$$\sigma = c\gamma + b \frac{\partial \gamma}{\partial x} + \varepsilon_0 \varepsilon g \mathbf{E}_0 \mathbf{E}. \quad (5.18)$$

Как и прежде, для полупроводниковых кристаллов, задача решается для поперечных акустических волн, зависящих от x , электрическое поле вращается с частотой Ω вокруг оси X (единичного вектора \mathbf{a}), акустическая волна распространяется вдоль оси X . Поэтому в уравнении движения (4.4) индексы принимают значения $i = 2, 3$ и $k = 1$.

Для кубической сингонии, включающей более 22% всех изученных веществ (полупроводники со структурой сфалерита, в том числе GaAs, ZnS, ZnTe, InSb, CaP и др.), материальные уравнения (5.18), (4.2) можно переписать следующим образом:

$$\sigma_{21} = c_{66} \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + b_{21311} \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} + \varepsilon_0 \varepsilon g_{66} E_{02} E_1,$$

$$\sigma_{31} = c_{55} \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + b_{31211} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} + \varepsilon_0 \varepsilon g_{55} E_{02} E_1,$$

$$D_1 = \varepsilon_0 \varepsilon E_1 - \varepsilon_0 \varepsilon \left[g_{66} E_{02} \frac{\ddot{u}_2}{\ddot{a}x_1} + g_{55} E_{03} \frac{\ddot{u}_3}{\ddot{a}x_1} \right]. \quad (5.19)$$

Воздействие ультразвука на электроны проводимости и влияние вращающегося электрического поля на упругие модули вещества приводят к существенному изменению акустических свойств кри-

сталла, в результате чего уравнение распространения упругой волны принимает вид

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + k^2 \frac{c}{\rho} [1 + U(2\delta \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}) \mathcal{U}] \mathbf{u} + \begin{pmatrix} 0 & \frac{b}{\rho} k^3 \\ \frac{b}{\rho} k^3 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{u} + \frac{\text{eng}}{\rho} \mathbf{E}_0 = 0. \quad (5.20)$$

Решения уравнения распространения упругой волны будем искать в виде связанных между собой плоских монохроматических волн (4.11). После подстановки (4.11) в уравнение (5.20) можно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} & \left(k^2 \left[1 + \delta \left(1 - \frac{\omega^2 \rho}{Q_0} \right) \right] - \frac{(\omega + \Omega)^2}{v_t^2} - \frac{bk^3}{\rho v_t^2} \right) A_+ - k^2 \delta \left(1 - \frac{\omega^2 \rho}{Q_0} \right) A_- = 0 \\ & - k^2 \delta \left(1 - \frac{\omega^2 \rho}{Q_0} \right) A_+ + \left(k^2 \left[1 + \delta \left(1 - \frac{\omega^2 \rho}{Q_0} \right) \right] - \frac{(\omega - \Omega)^2}{v_t^2} + \frac{bk^3}{\rho v_t^2} \right) A_- = 0, \end{aligned} \quad (5.21)$$

которая позволяет определить эллиптичности собственных волн

$$\xi(\omega) = \frac{A_-}{A_+} = \frac{k^2 \left[1 + \delta \left(1 - \frac{\omega^2 \rho}{Q_0} \right) \right] - \frac{(\omega + \Omega)^2}{v_t^2} - \frac{bk^3}{\rho v_t^2}}{k^2 \delta \left(1 - \frac{\omega^2 \rho}{Q_0} \right)}. \quad (5.22)$$

Приравнявая нулю определитель системы уравнений (5.21), можно получить дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} & k^6 + k^4 \frac{1 + 2\delta^*}{s} - k^3 \frac{4\omega\Omega b}{\rho v_t^4 s} - k^2 \frac{2(1 + \delta^*)(\omega^2 + \Omega^2)}{v_t^2 s} + \\ & + \frac{(\omega^2 - \Omega^2)^2}{v_t^4 s} = 0, \end{aligned} \quad (5.23)$$

где $s = -b^2/\rho^2 v_t^4$. Решая дисперсионное уравнение (5.23), можно определить волновые числа собственных мод акустического поля. Как показывают расчеты, аналогично случаю диэлектрического кристалла влияние пространственной дисперсии среды приводит к сдвигу графиков волновых чисел и эллиптичностей относительно резонансной частоты.

Пренебрегая отражением ультразвука от границ, т.е. представляя акустическое поле в кристалле в виде суперпозиции двух собственных мод с амплитудами A_m , из условий непрерывности векторов упругого смещения волн (3.16), (3.18), (3.19) на границах кристалла получаем систему четырех уравнений:

$$\sum_{m=1}^2 A_m = u_0,$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \xi_m(\omega_0 - \Omega) = u_c^+, \quad (5.24)$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = u_\tau^- \exp[ik_\tau(\omega_0)L],$$

$$\sum_{m=1}^2 A_m \xi_m(\omega_0 - \Omega) \exp[ik_m(\omega_0 - \Omega)L] = 0.$$

Ее решения определяют амплитуды прошедшей и отраженной волн.

Как показывают численные расчеты, выполненные при тех же значениях параметров, что и в разделе 4.2, пространственная дисперсия аналогично случаю диэлектрического кристалла может привести к сдвигу кривых коэффициентов прохождения $T(\omega_0)$ и отражения $R(\omega_0)$ в область более высоких или более низких частот в зависимости от знака параметра b . При значениях параметра $b \sim 10^4 - 10^6$ дин/см относительное смещение максимума зависимостей $T(\omega_0)$ и $R(\omega_0)$ составляет порядка $10^{-3} - 10^{-2}$ по сравнению со случаем отсутствия пространственной дисперсии. На рис. 5.10 приведены графики зависимости коэффициентов прохождения T и отражения R акустической волны от частоты вблизи резонанса.

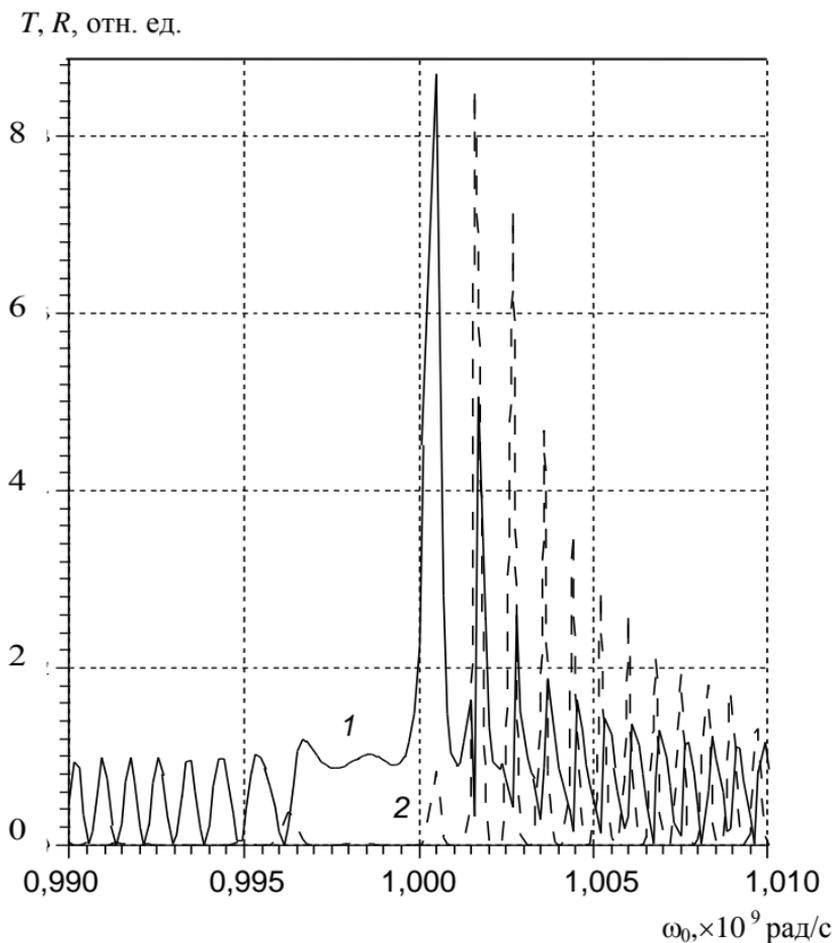


Рис. 5.10. Зависимость коэффициентов прохождения T и отражения R от частоты падающей волны ($\Omega=10^9$ рад/с, $b>0$); 1 — T ; 2 — R

Пространственная дисперсия может привести также к уменьшению критических значений толщины кристалла L_s , которым соответствуют максимумы и минимумы интенсивностей прошедшей и отраженной волн. Относительное изменение максимальной вращательной способности может достигать значений порядка 3. Следовательно, гиротропные свойства кристалла, индуцированные вращающимся электрическим полем, могут превышать естественную акустическую активность.

Таким образом, в пятой главе, основанной на работах [147—149], исследовано распространение циркулярно поляризованной акустической волны в кристалле с пространственной дисперсией, помещенном во вращающееся электрическое поле. С учетом влияния пространственной дисперсии определены волновые числа и эллиптичности собственных мод акустического поля в кристалле. В рамках двухволнового приближения, а также на основе точного решения граничной задачи определены коэффициенты прохождения и отражения, изучены гиротропные свойства кристалла. В качестве примера исследовано взаимодействие акустической волны с внешним полем в кристалле α -кварца (кл. 32). Рассмотрено также влияние пространственной дисперсии на распространение акустических волн в полупроводниках с вращающейся структурой.

ЗАКЛУЧЕНИЕ

Подводя итоги проделанной работы, сформулируем основные выводы и результаты.

Установлено, что в диэлектрических кристаллах классов симметрии $3m$, 32 , 6 , 622 , 432 , $6mm$ и пьезополупроводниках классов симметрии 32 , $3m$, 422 , $4mm$, $\bar{4}2m$, 23 , 432 , $\bar{4}3m$ при различных механизмах взаимодействия внешнее электрическое поле может сформировать вращающуюся акустическую анизотропию.

С учетом влияния поля на вязкость среды определено пороговое значение напряженности электрического поля, начиная с которого может иметь место эффект подавления поглощения ультразвука. Для кристаллов с аномально высокой диэлектрической проницаемостью выполнение порогового условия достигается при напряженности электрического поля порядка $2\text{--}4$ кВ/см. Установлено, что эффект подавления поглощения обусловлен структурой акустического поля, собственные моды которого имеют вид стоячих волн во вращающейся системе координат, сопровождающей электрическое поле.

Показано, что кристалл с акустической анизотропией, индуцированной вращающимся электрическим полем, проявляет гиротропные свойства, которые аналогичны свойствам кристалла со стационарной спиральной структурой.

Решена граничная задача для акустических волн в кристаллах во вращающемся электрическом поле с учетом отражения волн от границ кристалла, усиления ультразвука, а также генерации обращенной волны. Получены условия, определяющие толщины кристалла с вращающейся анизотропией, при которых интенсивности обращенной и прошедшей волн принимают экстремальные значения. При выполнении этих условий нормированные интен-

сивности прошедшей и обращенной волн могут принимать значения порядка 10^4 .

Разработанный метод применен к пьезоэлектрическим кристаллам, в которых с учетом проводимости среды определены волновые числа и эллиптичности собственных акустических волн. Решена граничная задача для ультразвука с учетом влияния дрейфа носителей заряда на акустоэлектронное взаимодействие в полупроводнике во вращающемся электрическом поле. Предсказан беспороговый эффект усиления ультразвука дрейфующими носителями заряда, а также эффект усиления обращенной волны при обоих направлениях внешнего продольного поля.

Показано, что пространственная дисперсия может привести к уменьшению критических значений толщины кристалла, которым соответствуют максимумы и минимумы интенсивностей прошедшей и обращенной волн, а естественная акустическая активность сравнима по величине с гиротропными свойствами кристалла, индуцированными вращающимся электрическим полем.

Основные результаты работы могут быть использованы при теоретических и экспериментальных исследованиях сред со структурой, периодически изменяющейся с течением времени. Разработанная методика может быть использована для определения влияния внешних воздействий на свойства упругих волн в кристаллах различных точечных групп симметрии. Рассмотренные электроакустические эффекты, возникающие в кристалле во внешнем поле, могут найти применение для создания электрически управляемых устройств обработки сигналов, усилителей и частотных модуляторов ультразвука. Результаты, полученные при исследовании распространения ультразвука в сегнетокерамиках, могут быть использованы при разработке практических устройств на основе этих материалов, при решении широкого круга теоретических и экспериментальных задач физики твердого тела и ультразвуковой акустики, связанных с управлением характеристиками акустических волн (амплитудой, частотой, поляризацией) путем изменения напряженности и (или) частоты внешнего поля.

Полученные результаты могут быть применены для измерения параметров кристаллов, в том числе акустической вращательной способности, управления плоскостью поляризации ульт-

тразвука, обращения волнового фронта, преобразования частоты, усиления и генерации акустических волн.

При использовании электроакустических эффектов, возникающих в кристаллах во внешнем поле, могут быть значительно улучшены параметры электрически управляемых устройств обработки сигналов, усилителей и частотных модуляторов ультразвука.

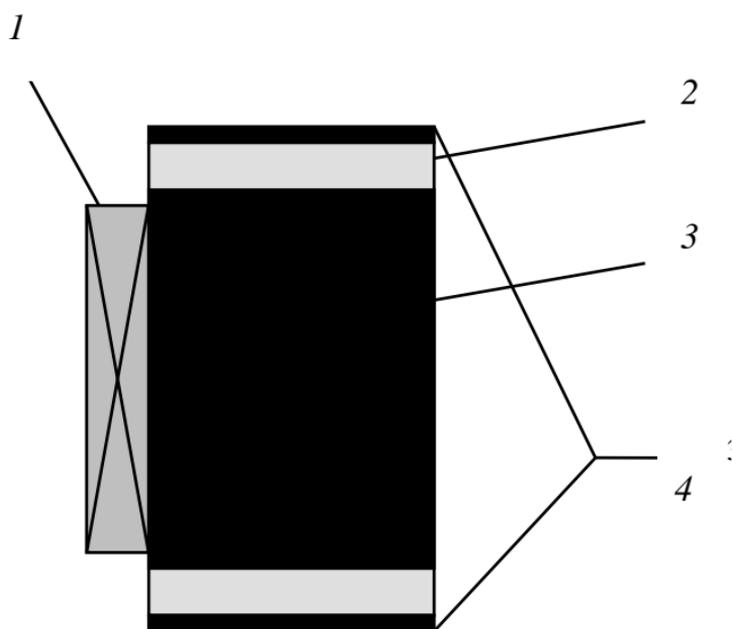


Рис. 3.1. Схема устройства для поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны (вид сбоку): 1 — пьезопреобразователь; 2 — звукопровод; 3, 4 — электроды

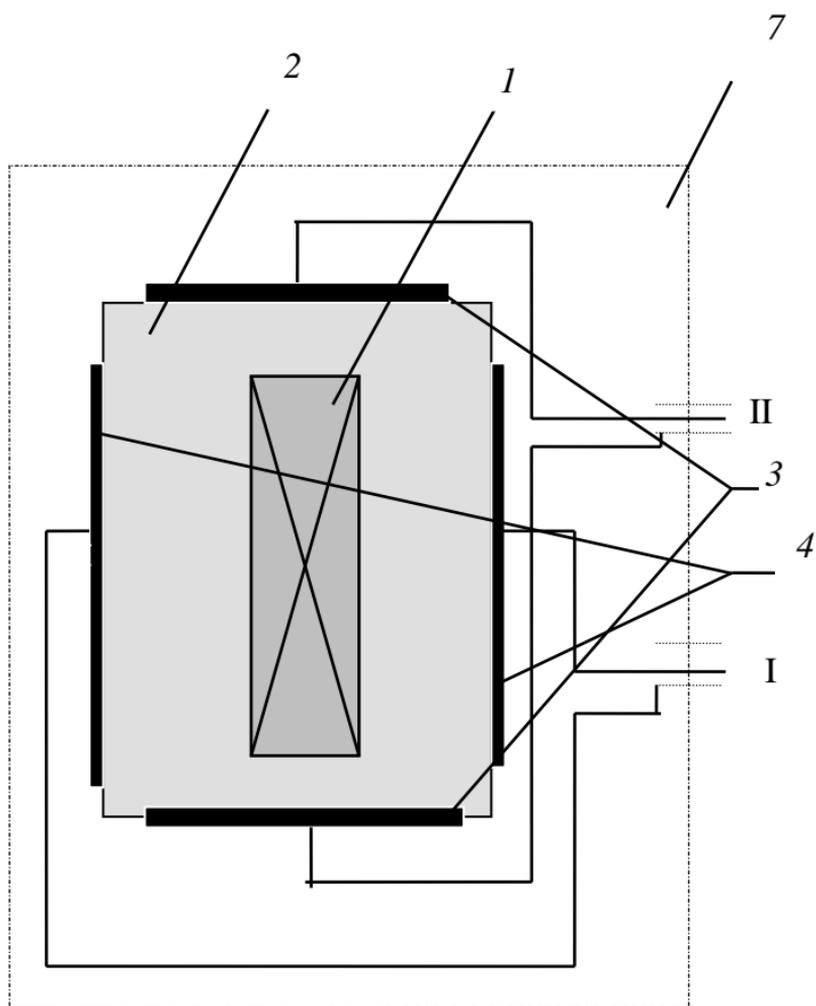


Рис. 3.2. Схема устройства для поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны: 1 — пьезопреобразователь; 2 — звукопровод; 3, 4 — электроды

На рис. 3.1—3.3 представлена принципиальная схема устройства для поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны [150].

Преобразователь 1 служит для возбуждения в управляемом звукопроводе 2 линейно поляризованной сдвиговой волны. Пары электродов 3 и 4 подключаются к генератору переменного напряжения 5 и фазовращателю 6 таким образом, что электрическое напряжение, подаваемое на одну пару пластин, отличается по фазе на $\pi/2$ от напряжения, подаваемого на другую пару пластин. При этом в результате суперпозиции взаимно перпендикулярных электрических полей, изменяющихся во времени по гармоническому закону с относительным сдвигом фаз, равным $\pi/2$, внутри звукопровода возникает нестационарное электрическое поле. Его вектор напряженности вращается с течением времени вокруг оси звукопровода с частотой Ω , равной частоте напряжения, вырабатываемого генератором.

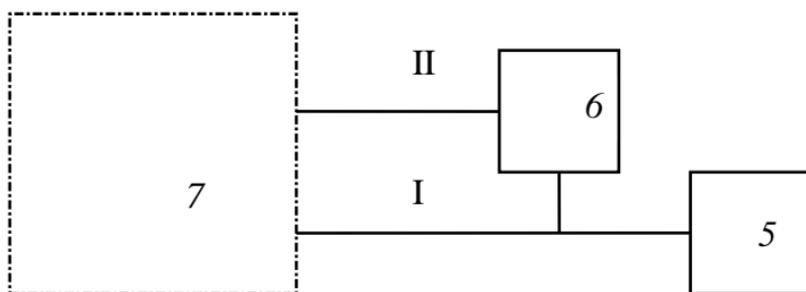


Рис.3.3. Принципиальная схема устройства для поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны: 5 — генератор; 6 — фазовращатель; 7 — звукопровод с пьезопреобразователем и электродами (см. рис. 3.2)

Поскольку звукопровод выполнен из неполяризованной сегнетокерамики, внешнее электрическое поле оказывает влияние на скорость упругой волны.

Если частота Ω переменного напряжения близка к частоте ультразвуковой волны ω_0 и удовлетворяет неравенству (2.22), то ультразвук в управляемом звукопроводе 2 распространяется в виде суперпозиции двух циркулярно поляризованных волн, имеющих одинаковую амплитуду смещений, но противоположные направления обращения. Это приводит к появлению разности фаз

между право- и левоциркулярной компонентами упругих смещений, благодаря чему распространение упругой волны в звукопроводе сопровождается поворотом ее плоскости поляризации. Угол поворота плоскости поляризации ультразвука на выходной грани звукопровода определяется выражением (2.23).

При использовании данного способа поворота плоскости поляризации акустических волн значительно облегчается перенастройка устройства вращения плоскости поляризации для ультразвука другой частоты, так как акустическая волна на выходе из звукопровода остается линейно поляризованной, а не становится эллиптической, как в ранее предложенном устройстве [151]. Поэтому отпадает необходимость расположения на выходе из звукопровода плоскопараллельной пластинки из ниобата лития. Ее толщина однозначно определяется частотой ультразвука, его скоростью в направлении акустической оси и углом поворота плоскости поляризации. Отказ от использования пластинки из кристалла ниобата лития облегчает перенастройку устройства для ультразвука другой частоты. Что касается ранее предложенного устройства, то указанная перенастройка для него может быть осуществлена только путем замены пластинки из кристалла на новую, толщина которой соответствует изменившимся параметрам ультразвука.

Могут быть использованы также результаты, касающиеся возможности разработки усилителей и генераторов ультразвука, которые основаны на использовании электроакустических эффектов, возникающих в кристаллах во вращающемся электрическом поле. Коэффициент усиления акустических волн при соответствующих толщинах кристалла может достигать значений порядка 10^4 — 10^5 .

Упомянутые в настоящей работе результаты частично опубликованы в [152, 153].

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ч а б а н А. А. Неустойчивость упругих колебаний в пьезоэлектриках в переменном электрическом поле // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6, ¹ 7. С. 967—969.

[2] T h o m p s o n R. B., Q u a t e C. F. Nonlinear interaction of microwave electric fields and sound in LiNbO_3 // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42, N 3. P. 907—919.

[3] К р а й н и к Н. Н., П о п о в С. Н., С м о л е н с к и й Г. А. Фононное (электроакустическое) эхо в кристаллах // Акустич. журн. 1976. Т. 22, № 1. С. 146—148.

[4] Б у р л а к Г. Н., К о ц а р е н к о Н. Я. Об одном типе параметрической неустойчивости акустических волн в твердых телах // Физ. тверд. тела. 1981. Т. 23, № 2. С. 641—643.

[5] Б е л ы й В. Н., С е в р у к Б. Б. Параметрические электроакустические эффекты в кристаллах с индуцированной внешним электрическим полем вращающейся акустической анизотропией // Журн. техн. физики. 1987. Т. 57, № 2. С. 336—340.

[6] Л а н ж е в е н П. Избранные произведения. М., 1949. 438 с.

[7] J a s q u e s L. Paul Langevin and the birth of ultrasonics // Jap. J. Appl. Pt. 1. 1991. Vol. 30, N 1. P. 5—11.

[8] Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. М., 1969. Т. 4. 375 с.

[9] Т р у э л л Р., Э л ь б а у м И., Ч и к Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М., 1972. 308 с.

[10] Б е р г м а н Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., 1956. 726 с.

[11] З а р е м б о Л. К., К р а с и л ь н и к о в В. А. Введение в нелинейную акустику. М., 1966. 519 с.

[12] Р у д е н к о О. В., С о л у я н С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975. 287 с.

[13] У и з е м Дж. Линейные и нелинейные волны. М., 1977. 622 с.

[14] Х о х л о в Р. В. К теории ударных радиоволн в нелинейных линиях // Радиоэлектроника. 1961. Т. 6, № 6. С. 917—925.

[15] С о л у я н С. И., Х о х л о в Р. В. Распространение акустических волн конечной амплитуды в диссипативной среде // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 1961. 13. С. 52—61.

[16] K h o k h l o v R. V., S o l u y a n S. I. Propagation of acoustic waves of moderate amplitude through dissipative and relaxing media // Acoustica. 1964. Vol. 14, N 5. P. 242—247.

[17] K h o k h l o v R. V., N a u g o l n y k h K. A., S o l u y a n S. I. Waves of moderate amplitude absorpbtion media // Ibid. 1964. Vol. 14, N 5. P. 248—253.

[18] Ф е д о р о в Ф. И. Оптика анизотропных сред. Мн., 1958. 380 с.

[19] Ф е д о р о в Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах. М., 1965. 386 с.

[20] Ф е д о р о в Ф. И., Ф и л и п п о в В. В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами. Мн., 1976. 224 с.

[21] Ф е д о р о в Ф. И. Теория гиротропии. Мн., 1976. 456 с.

[22] Б е л ы й В. Н., С е р д ю к о в А. Н. К теории распространения электромагнитных волн в закрученных кристаллах // Докл. АН БССР. 1974. Т. 18, № 5. С. 402—404.

[23] С е м ч е н к о И. В., С е р д ю к о в А. Н. Синхронная генерация второй гармоники в холестерических жидких кристаллах. Приближение связанных волн // Журн. прикл. спектроскопии. 1983. Т. 39, № 5. С. 768—772.

[24] С е м ч е н к о И. В., С е р д ю к о в А. Н. Нелинейная гиротропия жидких кристаллов // Журн. прикл. спектроскопии. 1983. Т. 38, № 2. С. 292—296.

[25] С е м ч е н к о И. В. Распространение и взаимодействие электромагнитных волн в средах со спиральной структурой: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Гомель, 1984. 121 с.

[26] Б о р з д о в Г. Н., Б а р к о в с к и й Л. М., Ф е д о р о в Ф. И. Обобщенный тензор диэлектрической проницаемости // Журн. прикл. спектроскопии. 1985. Т. 43, № 3. С. 488—495.

[27] Б а р к о в с к и й Л. М., Б о р з д о в Г. Н., Ф е д о р о в Ф. И. Волновые операторы в оптике. Мн., 1983. (Препринт / Ин-т физики АН БССР.)

[28] Б а р к о в с к и й Л. М., Б о р з д о в А. Н., Б о р з д о в Г. Н. Операторы частот, волновых чисел и фазовых скоростей плоских волн в диспергирующих анизотропных средах // Сб.: Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. Мн., 1991. С. 29—36.

[29] Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 620 с.

- [30] Ж е л у д е в И. С. Физика кристаллических диэлектриков. М., 1968. 463 с.
- [31] Н а й Дж. Физические свойства кристаллов. М., 1967. 385 с.
- [32] К и т т е л ь Ч. Квантовая теория твердых тел. М., 1967. 491 с.
- [33] З а й м а н Дж. Электроны и фононы. Теория явлений переноса в твердых телах. М., 1962. 488 с.
- [34] Функциональные акустические устройства обработки сигналов / Пирогов Б. Н., Рогачев В. И., Сиротин Г. Ф., Ульянов Г. К. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1976. Т. 19, № 3. С. 3—14.
- [35] D i x o n R. W. Acoustooptic interaction and devices // IEEE Trans. 1970. ED-17, N 13. P. 229—233.
- [36] S m i t h R. C. Communications systems benefit from monolithic crystal filters // Electronics. 1972. Vol. 45, N 3. P. 48—54.
- [37] К о р ш а к Б. А., Л я м о в В. Е., С о л о д о в И. Ю. Акусто-электрическое «последствие» при взаимодействии поверхностных акустических волн в слоистой структуре пьезоэлектрик—полупроводник // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23, № 8. С. 438—431.
- [38] К а р и н с к и й С. С. Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах. М., 1975. 176 с.
- [39] M o r g a n D. P. Surface acoustic wave devices: signal processing using programmable nonlinear convolvers // Ultrasonics. 1974. Vol. 19, N 2. P. 74—78.
- [40] R u k h l e n k o A. S. Optimal and suboptimal design of SAW bandpass filters using the Remez exchange algorithm // IEEE Trans. 1992. Vol. UFFC-40, N 5. P. 453—458.
- [41] R u k h l e n k o A. S. Charge distribution and capacitance calculation for generalized periodic SAW transducers using Floquets technique // Proc. of IEEE Ultrasonic Symposium. 1994. P. 325—329.
- [42] R u k h l e n k o A. S. Closed-form admittance calculation for generalized periodic SAW transducers // Proc. of Ultrasonic World Congress. 1995. P. 379—382.
- [43] S v a s a n d L. O. Interaction between elastic surface waves in piezoelectric materials // Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 15. P. 300—303.
- [44] B e r s A., C a f a r e l l a J. H. Surface state memory in surface acoustoelectric correlator // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25, N 3. P. 133—135.
- [45] И. В. Седук, И. В. Халкоян, Н. К. Ино. Storage of acoustic signals in surface states in silicon // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25, N 4. P. 178—180.
- [46] Б а б и н Л. В., Г у р е в и ч С. Б. Акустическая голография // Акустич. журн. 1971. Т. 17, № 4. С. 489—512.
- [47] Г у л я е в Ю. В., П р о к л о в В. В., Ш к е р д и н Г. Н. Дифракция света на ультразвуке в твердых телах // Успехи физ. наук. 1978. Т. 124, № 1. С. 61—111.

[48] Леманов В. В., Шакин О. В. Особенности рассеяния звука на гиперзвуковых волнах в одноосных кристаллах // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13, ¹ 10. С. 549—553.

[49] Klein W. R., Cook B. D. Unified approach to ultrasonic light diffraction // Trans. IEEE Sonics and Ultrasonics. 1967. Vol. 14, N 3. P. 123—134.

[50] Walder J., Tang C. L. Photoelastic amplification of light and the generation of hypersound by the stimulated Brillouin process // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 623—626.

[51] Такер Дж., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М., 1975. 455 с.

[52] Гуревич В. Л. Теория акустических свойств пьезоэлектрических полупроводников // Физ. и техн. полупроводн. 1968. Т. 2, № 11. С. 1557—1592.

[53] Пекар С. И. Электрон–фононное взаимодействие, пропорциональное внешнему приложенному полю и усиление звука в полупроводниках // Журн. эксперим. и теор. физики. 1965. Т. 49, № 2. С. 621—669.

[54] Пустовойт В. И. Взаимодействие электронных потоков с упругими волнами решетки // Успехи физ. наук. 1969. Т. 97, № 2. С. 257—276.

[55] Гуляев Ю. В. К вопросу об электрон–фононном взаимодействии, пропорциональном внешнему приложенному полю // Физ. тверд. тела. 1967. Т. 9, № 6. С. 1816—1818.

[56] Акустические кристаллы: Справочник / Блистанов А. А., Бондаренко В. С., Чкалова В. В. и др.: Под ред. М. П. Шаскольской. М., 1982. 632 с.

[57] Коробов А. И., Лямов В. Е. Нелинейные пьезоэлектрические коэффициенты LiNbO_3 // Физ. тверд. тела. 1975. Т. 17, № 5. С. 1448—1450.

[58] Лямов В. Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М., 223 с.

[59] Cho Y., Yamanouchi K. Nonlinear, elastic, piezoelectric, electrostrictive and dielectric constants of lithium niobate // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61, N 3. P. 875—887.

[60] Анизотропия управления скоростью объемных акустических волн электрическим полем в пьезоэлектриках со структурой силленита / Бурков С. И., Зайцева М. П., Кокорин Ю. И. и др. // Акустич. журн. 1986. Т. 32, № 5. С. 664—666.

[61] Партон В. З., Кудрявцев Б. А. Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных тел. М., 1988. 472 с.

[62] Анизотропия акустических характеристик монокристаллов PbCl_2 и PbBr_2 / Александров К. С., Бурков С. И., Сорокин Б. П. и др. // Физ. тверд. тела. 1988. Т. 30, № 1. С. 227—230.

[63] Веневцев С. Ю., Плужников В. М., Копцик В. А. Уточненные матрицы нелинейных пьезоэлектрических констант для кристаллов точечных групп симметрии 32 и $3m$ // Кристаллография. 1985. Т. 30, № 2. С. 388—391.

[64] Нелинейные электромеханические свойства ацентричных кристаллов / Зайцева М. П., Кокорин Ю. И., Сандлер Ю. М. и др. Новосибирск, 1986. 177 с.

[65] Нелинейные акустические устройства обработки сигнальной информации / Коршак Б. А., Лямов В. Е., Солодов Ю. И., Еленский В. Г. // За рубежомная радиоэлектроника. 1981. № 1. С. 58—77.

[66] Влияние тепловых расстройек на условия возникновения стрикционной параметрической генерации звука / Белокопытов Г. В., Иванов Н. В., Семенов В. Н., Студенникова Г. В. // Журн. техн. физики. 1989. Т. 59, № 4. С. 182—184.

[67] Белокопытов Г. В., Иванов Н. В., Чистяев В. А. Параметрическое стрикционное возбуждение ультразвука в диэлектрических резонаторах СВЧ-диапазона // Акустич. журн. 1989. Т. 35, ¹ 2. С. 218—222.

[68] Reshetzky V. I. Phase conjugate reflection and amplification of a bulk acoustic wave in piezoelectric crystals // J. Phys. C. 1984. Vol. 15. P. 5887—893.

[69] Экспериментальная реализация модели параметрического об-ращающего фазу усилителя звука (ПОФУЗ) на ниобате лития / Брысев А. П., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Казаров Ю. Е. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, № 9. С. 546—549.

[70] Экспериментальное наблюдение явления обращения волнового фронта звука на поверхности жидкости / Андреева Н. Л., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Каршиев К. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, № 2. С. 104—108.

[71] Бункин Ф. В., Кравцов Ю. А., Ляхов Г. А. Акустические аналоги нелинейных оптических явлений // Успехи физ. наук. 1986. Т. 149, № 3. С. 391—411.

[72] Заболотская Е. А. Обращение волнового фронта звуковых пучков при четырехфононном взаимодействии в жидкости с газовыми пузырьками // Акустич. журн. 1984. Т. 30, № 6. С. 777—780.

[73] В л а с о в Д. В., З а б о л о т с к а я Е. А., К р а в ц о в Ю. А. Обращение волнового фронта в воде с пузырьками // Акустич. журн. 1983. Т. 29, № 1. С. 118—120.

[74] К у с т о в Л. М., Н а з а р о в В. Е., С у т и н А. М. Обращение волнового фронта акустической волны на пузырьковом слое // Акустич. журн. 1985. Т. 31, № 6. С. 837—839.

[75] Обращение волнового фронта звуковых пучков при четырехфтонном взаимодействии с температурными волнами / Бункин Ф. В., Власов Д. В., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А. // Акустич. журн. 1982. Т. 28, ¹ 6. С. 743—745.

[76] Ultrasonic phase conjugation using micro particle suspended cell and its application / Sato T., Kataoka H., Nakayama T., Yamakoshi Y. // Acoustical Imaging. 1989. Vol. 17. P. 361—365.

[77] Б у н к и н Ф. В., В л а с о в Д. В., К р а в ц о в Ю. А. К вопросу об обращении волнового фронта звука с усилением обращенной волны // Квант. электроника. 1981. Т. 8, ¹ 5. С. 1144 — 1145.

[78] J o f f r i n J., L e v e l u t A. Boson echoes: a new tool to study phonon interaction // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29, N 19. P. 1325—327.

[79] Echo phenomena in piezoelectric crystals / Shiren N. S., Melcher R. L., Garrod D. K., Kazyaka T. G. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31, N 13. P. 819—822.

[80] L u k k a l a M., S u r a k k a J. Acoustic convolution and correlation and the associated nonlinearity parameters in LiNbO₃ // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43, N 6. P. 2510—2518.

[81] B a j a k I. L. Nonlinear interaction of acoustic vibrations and high frequency electric field // Wiss. Beitr. M. Luther — Univ., Halle — Wittenberg. O. 1989. N 26. P. 83—90.

[82] O h n o M. Generation of acoustic phase conjugate waves using nonlinear electroacoustic interaction in LiNbO₃ // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54, N 20. P. 1979—1980.

[83] O h n o M. Wave front reversal in acoustic phase conjugation by nonlinear electroacoustic interaction in LiNbO₃ // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55, N 9. P. 832—833.

[84] O h n o M., T a k a g i K. Schlieren visualization of acoustic phase generated by nonlinear electroacoustic interaction in LiNbO₃ // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 60, N 1. P. 29—31.

[85] O h n o M. Acoustic phase conjugation using nonlinear electroacoustic interaction and its application to scanning acoustic imaging systems // Acoustical Imaging. 1991. Vol. 18. P. 65—71.

[86] O h n o M. Generation of acoustic phase conjugate waves in nonlinear piezoelectric media // *Adv. Nonlinear Acoust: 13th Int. Symp. Nonlinear Acoust.*, Bergen, June 28 — July 2, 1993. Singapore etc., 1993. P. 484—489.

[87] O h n o M., T a k a g i K. High-efficiency generation of acoustic phase generate waves by piezoelectricity of PZT ceramics / *Proc. of Ultrasonics International'93*. Austria: Vienna, 1993. P. 97.

[88] Зависимость скорости упругих волн от направления распространения для некоторых кристаллов в электрическом поле / Переломова Н. В., Чижикова С. И., Клименко Б. Н., Любимов В. Н. // *Кристаллография*. 1974. Т. 19, № 6. С. 1220—1224.

[89] Влияние электрических полей на упругие свойства кристаллов KN_2PO_4 и LiNbO_3 / Петраков В. С., Сорокин Н. Г., Чижиков С. И. и др. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1975. Т. 39, № 5. С. 974—977.

[90] Влияние электрических полей на распространение гиперзвуковых волн в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 / Петраков В. С., Сорокин Н. Г., Чижиков С. И. и др. // *Кристаллография*. 1979. Т. 24, № 4. С. 860—863.

[91] Нелинейное упругоэлектрическое взаимодействие в нецентросимметричных кристаллах / Блистанов А. А., Петраков В. С., Сорокин Н. Г. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 1977. Т. 26, № 3. С. 141—144.

[92] Электроакустическое взаимодействие в пьезоэлектриках / Агисhev Б. А., Дерюгин И. А., Леманов В. В., Юшин Н. К. // *Физ. тверд. тела*. 1976. Т. 18, № 4. С. 1117—1120.

[93] Б е л ы й В. Н., С е в р у к Б. Б. Особенности наведенной электрическим полем акустической анизотропии в центросимметричных кристаллах с большой диэлектрической проницаемостью // *Кристаллография*. 1983. Т. 28, № 5. С. 925—931.

[94] Александров К. С., Бурков С. И., Сорокин Б. П. Влияние внешнего электрического поля на распространение поверхностных акустических волн в пьезокристаллах. Красноярск, 1988. (Препринт / *Ин-т физики СО АН СССР*: №)

[95] В о л о ц к и й А. Е., З а й ц е в Б. Д., Н е й м а н В. И. Влияние внешних статических электрических полей на характеристики объемных упругих волн в LiNbO_3 // *Акустич. журн.* 1990. Т. 36, № 5. С. 840—846.

[96] В о л о ц к и й А. Е., З а й ц е в Б. Д., Ф е д о р е н к о В. А. К вопросу о несимметричности тензора Грина—Кристоффеля в нелинейных электроакустических кристаллах // *Акустич. журн.* 1992. Т. 38, № 5. С. 951—952.

[97] Б е л ы й В. Н., С е в р у к Б. Б., Х а т к е в и ч А. Г. Воздействие внешнего электрического поля на акустические оси в центросим-

метричных кубических кристаллах // Кристаллография. 1986. Т. 31, ¹ 1. С. 5—11.

[98] Hruska K., Janik L. Change in elastic coefficients and moduli of α -quartz in electric field // Czechosl. J. Phys. 1968. Vol. 18, N 1. P. 112—116.

[99] Hruska Carl K., Ng Peggy. Material nonlinearities in quartz determined by the transit-time method using direct current field interactions // J. Acoust. Soc. Amer. 1993. Vol. 93, N 3. P. 1426—1430.

[100] Julian C. L., Lane F. O. Calculation of the piezoelectric constants of α -quartz on Born's theory // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, N 5. P. 2316—2324.

[101] Kittinger E., Reider G., Tichy J. Dependence of ultrasonic propagation velocities and transit times on an electric biasing field in alpha quartz // J. Acoust. Soc. Am. 1983. Vol. 73, N 6. P. 1995—1999.

[102] Kittinger E., Tichy J. Symmetry of effective electroelastic tensor for point group 32 // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 28, N 12. P. 7321—7322.

[103] Бурков С. И. Влияние постоянного электрического поля на распространение упругих волн в пьезокристаллах: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Красноярск, 1989. 16 с.

[104] Линейные и нелинейные электрические свойства кристаллов силикосилленита / Бурков С. И., Сорокин Б. П., Кокорин Ю. И., Александров К. С. Красноярск, 1987. (Препринт / Ин-т физики СО АН СССР: №).

[105] Акустооптические свойства кристаллов $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{LiBi}(\text{MoO}_4)_2$ / Александров К. С., Бурков С. И., Замков А. В. и др. // Физ. тверд. тела. 1988. Т. 30, № 2. С. 609—612.

[106] Изменение акустических свойств кубического пьезоэлектрического кристалла постоянным электрическим полем / Сорокин Б. П., Кокорин Ю. И., Бурков С. И., Александров К. С. // Кристаллография. 1986. Т. 31, ¹ 4. С. 706—709.

[107] Aleksandrov K. S., Burkov S. I., Sorokin B. P. The SAW propagation in piezoelectric crystals under the bias DC field // Proc. of ISSWAS'89 and AE'89. Bulgaria: Varna, 1989. P. 69—71.

[108] Deу (Bose) M., Ghosii S. Amplification of acoustic waves in magnetised high resistivity piezoelectric semiconductors. Effect of nonuniform electric field intensity and carrier concentration // Phys. status solidi. 1990. Vol. 157, N 1. P. 159—166.

[109] Ермилин К. Н., Лямов В. Е., Прохоров Б. М. Поляризационные эффекты в линейной и нелинейной кристаллоакустике // Акустич. журн. 1979. Т. 25, № 2. С. 161—179.

[110] Гузь Л. Н., Махорт Ф. Г., Гуща О. И. Введение в акустоупругость. Киев, 1977. 243 с.

[111] Барышников Л. Ф., Лямов В. Е. Исследование эллиптической поляризации акустических волн в пьезокристаллах, возникающей под действием электрического поля // Акустич. журн. 1980. Т. 26, № 6. С. 824—827.

[112] Грищенко Е. К. Искусственная акустическая анизотропия управляемого пьезоэлемента // Акустич. журн. 1976. Т. 22. С. 693—697.

[113] Белый В. Н., Севрук Б. Б. Управление поляризацией упругих волн электрическим полем, создающим спиральную анизотропию // Акустич. журн. 1983. Т. 29, № 2. С. 157—161.

[114] Хаткевич А. Г. Кривизна поверхности волновых векторов и анизотропная дифракция ультразвуковых пучков в кристаллах // Акустич. журн. 1985. Т. 31. № 3. С. 404—406.

[115] Хаткевич А. Г. Распространение и коническая рефракция пучков ультразвукового излучения // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 1. С. 629—634.

[116] Курилкина С. Н., Хаткевич А. Г. Поляризация волн в акустически гиротропных кристаллах // Кристаллография. 1988. Т. 33. № 2. С. 496—498.

[117] Белый В. Н., Севрук Б. Б. Параметрическое взаимодействие циркулярно поляризованных электромагнитных и акустических волн в кристаллах с электрострикционной нелинейностью // Сб.: Ковариантные методы в теоретической физике. Мн., 1986. С. 132—141.

[118] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М., 1979. 639 с.

[119] Гуревич В. Л. Кинетика фононных систем. М., 1980. 400 с.

[120] Семченко И. В., Сердюков А. Н. Распространение света в среде с вращающейся холестерической структурой анизотропии // Журн. прикл. спектроскопии. 1984. Т. 41, № 5. С. 827—830.

[121] Исследование электрострикционных констант первого и второго порядка в веществах с большой диэлектрической проницаемостью / Пекар С. И., Демиденко А. А., Здебский А. П. и др. // Докл. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 230, № 5. С. 1089—1091.

[122] Жабитенко Н. К., Кучеров И. Я. Исследование влияния электрического поля на скорость распространения упругих волн в

изотропных твердых телах // Укр. физ. журн. 1978. Т.23, № 2. С. 263—266.

[123] Влияние постоянного электрического поля на распространение поверхностных акустических волн в пьезокерамике системы ЦТС / Рыбьянец А. Н., Турик А. В., Дорохова Н. В., Мирошниченко Е. С. // Журн. техн. физики. 1986. Т. 56, № 12. С. 2371—2375.

[124] П и н с к е р З. Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М., 1974. 368 с.

[125] Ч ж а н Ш. Многоволновая дифракция рентгеновских лучей в кристаллах. М., 1987. 334 с.

[126] Б е л я к о в В. А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М., 1988. 256 с.

[127] Б е л я к о в В. А., С о н и н А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., 1982. 360 с.

[128] А х р а м е н к о И. Н. Электромагнитные волны в кристаллах с индуцированной вращающейся анизотропией: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Гомель, 1993.

[129] А х р а м е н к о И. Н., С е м ч е н к о И. В., С е р д ю к о в А. Н. Особенности распространения электромагнитных волн в поглощающем естественно гиротропном кристалле с индуцированной одноосной нестационарной анизотропией // Кристаллография. 1989. Т. 34, № 6. С. 1349—1353.

[130] С е м ч е н к о И. В., С е р д ю к о в А. Н., Х а х о м о в С. А. Поворот плоскости поляризации ультразвуковой волны во вращающемся электрическом поле // Сб.: Волны и дифракция. М., 1990. Т.1. С. 352—354.

[131] С е м ч е н к о И. В., С е р д ю к о в А. Н., Х а х о м о в С. А. Подавление поглощения акустических волн при их резонансном взаимодействии с вращающимся электрическим полем // Сб.: Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. Мн., 1991. С. 64—70.

[132] С е м ч е н к о И. В., Х а х о м о в С. А. Взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем в кристаллах различных классов симметрии // Кристаллография. 1993. Т.38, № 6. С. 19—24.

[133] С е м ч е н к о И. В., С е р д ю к о в А. Н., Х а х о м о в С. А. Влияние вязкости среды на усиление акустических волн в кристаллах в присутствии вращающегося электрического поля // Кристаллография. 1991. Т. 36, ' 2. С. 298—303.

[134] S e m c h e n k o I. V., S e r d y u k o v A. N., K h a k h o m o v S. A. Acoustic waves emission and amplification in ferroelectric ceramic layer with nonstationary anisotropy induced by the rotating electric field // Second int. cong. on recent developments in air — and structure — borne sound and vibration: Proc. — March 4—6, 1992. Auburn Univ., USA. P. 1687—1694.

[135] Семченко И. В., Сердюков А. Н., Хахомов С. А. Прохождение акустических волн через слой сегнетокерамики с нестационарной анизотропией, индуцированной вращающимся электрическим полем // Вестн. Бел. ун-та. Сер. 1. Физ., матем., механ. 1992. № 3. С. 16—21.

[136] Семченко И. В., Сердюков А. Н., Хахомов С. А. Усиление акустических волн в кристалле, помещенном во вращающееся электрическое поле // Кристаллография. 1993. Т.38, № 1. С. 144—149.

[137] Семченко И. В., Ропот П. И. Особенности акустооптического взаимодействия в кристаллах, помещенных во вращающееся электрическое поле // Журн. техн. физики. 1990. Т.60, ¹ 7. С. 90—95.

[138] Semchenko I. V., Sevruk B. B., Khakhomov S. A. Acoustoelectron interaction in conductor crystal of ferroelectric ceramic in the condition of inducing of piezoelectric, anisotropic and gyrotropic properties by the rotating electric field // Seminar on electrodynamics of chiral and bianisotropic media «Bianisotropics 93»: Proc., ed. by A. Sihvola. 12—14 October, 1993. Gomel, Belarus. P. 93—96.

[139] Khakhomov S. A., Semchenko I. V., Sevruk B. B. Acoustoelectron interaction in piezoelectric semiconductors: chiral properties induced by the rotating electric field // 3rd Int. Workshop on Chiral, Bi-isotropic and Bi-anisotropic Media «Chiral 94»: Proc., ed. by F. Mariotte. Perigueux, France. May 18—20, 1994. P. 445—450.

[140] Семченко И. В., Севрук Б. Б., Хахомов С. А. Электроакустическое взаимодействие в сегнетокерамике в присутствии вращающегося электрического поля // Кристаллография. 1994. Т.39, ¹ 6. С. 1088—1091.

[141] Khakhomov S. A., Semchenko I. V. The amplification of ultrasound in semiconductors by the electron drift in condition of forming of chiral properties by the rotating electric field // 4th Int. Conference on Chiral Media «Chiral 95»: Proceedings, ed. by A. Sihvola. Pennsylvania, USA. October 12—14, 1995. P. 139—142.

[142] Семченко И. В., Хахомов С. А., Севрук Б. Б. Частотная зависимость взаимодействия ультразвука с вращающимся электрическим полем в проводящей сегнетокерамике // Весці АН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 1995. № 4. С. 44—50.

[143] Khakhomov S. A., Semchenko I. V. The influence of induced chiral properties on the transformation of polarization of acoustic waves in piezoelectric semiconductors // In: Advances in Complex Electromagnetic Materials, ed. by A. Priou, Kluwer Academic Publishers, 1997. P. 219—226.

[144] Семченко И. В., Хахомов С. А. Влияние дрейфа носителей заряда на резонансное взаимодействие акустических волн с вра-

щающимся электрическим полем в пьезополупроводниках // Кристаллография. 1997. Т. 42. № 2. С. 221—224.

[145] Александров К. С. В кн.: Проблемы современной кристаллографии. М., 1975, с. 327.

[146] Кунин И. А. Теория упругих сред с микроструктурой. М., 1975. 320 с.

[147] Хахомов С. А., Семченко И. В. Влияние пространственной дисперсии на распространение акустических волн в кристаллах в присутствии вращающегося электрического поля // Сб.: Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. Мн., 1996. С. 99—106.

[148] Khakhomov S. A., Semchenko I. V. Spatial dispersion influence on acoustic waves propagation in crystals with chiral properties induced by the rotating electric field // Proc. of Bianisotropics' 97, ed. by W. Weiglhofer. Glasgow, Great Britain. June 5—7. 1997. P. 81—84.

[149] Khakhomov S. A. Spatial dispersion influence on acoustic waves transmission and reflection in semiconductors with chiral properties induced by the rotating electric field // Proc. of Bianisotropics' 98, ed. by A. Jacob. Braunschweig, Germany. June 3—6. 1998. P. 141—144.

[150] Заявка на изобретение РФ. Способ и устройство для поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны / Семченко И. В., Сердюков А. Н., Хахомов С. А. № 94028174/28 (028226); Заявл. 27.07.94. Оpubл. 27.12.95. Бюл. № 36. С. 105.

[151] Устройство поворота плоскости поляризации ультразвуковой волны: А. с. SU 1278038: А1, В 06 В 1/06.

[152] Хахомов С. А. Распространение акустических волн в кристаллах в присутствии вращающегося электрического поля: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Гомель, 1996.

[153] Семченко И. В. Электромагнитные и акустические волны в гиротропных средах с периодической структурой: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Гомель, 1997.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Анизотропия
 - вращающаяся 33
 - упругих свойств 28
- Взаимодействие
 - акустоэлектронное 77
 - резонансное 89
- Волна
 - акустическая 36
 - отраженная 60
 - обращенная 49
 - падающая 31
 - плоская 34
 - прошедшая 49
 - сопряженная по фазе 19
 - ультразвуковая 36
- Волновое число 34
- Вязкость 33
- Гиротропия акустическая 42
- Граничная задача 49
- Дихроизм циркулярный 99
- Диэлектрик 33
- Диэлектрическая проницаемость 23
- Дрейф носителей заряда 89
- Класс симметрии 29
- Коэффициент
 - прохождения 53
 - отражения 53
 - связи 24
- Кристалл 30
- Обращение волнового фронта 18
- Поляризация
 - линейная 47
 - циркулярная 34
 - эллиптическая 54
- Плотность среды 33

- Принцип
 - Кюри 20
 - Онзагера-Казимира 24
- Проводимость среды 74
- Пространственная дисперсия 105
- Пьезополупроводник 74
- Сегнетокерамика 33
- Собственные моды 35
- Система координат
 - — вращающаяся 44
 - — декартова 34
 - — лабораторная 44
- Симметрия кристалла 29
- Структура вращающаяся 32
- Тензор
 - акустической гирации 106
 - вязкости 33
 - Грина-Кристофеля 21
 - деформаций 33
 - линейных пьезоэлектрических коэффициентов 17
 - нелинейных пьезоэлектрических коэффициентов 28
 - напряжений 33
 - описывающий индуцированный вращающимся электрическим полем пьезоэффект 74
 - упругих постоянных 33
 - — — с учетом влияния электрического поля 33
 - учитывающий электрострикционное воздействие поля на вязкость среды 34
 - учитывающий электрострикционное воздействие поля на упругие постоянные среды 34
- Уравнение
 - материальное 74
 - дисперсионное 108
 - плоской волны 34
- Электрическое поле
 - вращающееся 27
 - переменное 18
 - постоянное 20
- Эллипс поляризации 54
- Эффект
 - Бормана 43
 - генерации обращенной волны 23
 - поворота плоскости поляризации 41
 - подавления поглощения 44
 - усиления ультразвука 49
 - фазового сопряжения 49
 - электроакустического эха 19
 - электроакустической памяти 23
 - электрострикции 34

ОГЛАВЛЕНИЕ

Условные обозначения	3
Предисловие.....	7
Введение.....	9
Г л а в а 1. Акустика кристаллов при воздействии внешних полей	13
1.1. Нелинейные акустические явления в кристаллоакустике	13
1.2. Взаимодействие акустических волн с переменным электрическим полем. Обращение волнового фронта.....	18
1.3. Влияние постоянного электрического поля на упругие свойства кристаллов	20
1.4. Общая методика исследования кристаллов, испытывающих воздействие вращающихся полей	24
Г л а в а 2. Распространение и преобразование акустических волн в кристаллах во вращающемся электрическом поле	27
2.1. Формирование вращающейся акустической анизотропии в кристаллах различных классов симметрии.....	27
2.1.1. Влияние симметрии упругих свойств на формирование вращающейся структуры. Пример расчета для кристалл класса $3m$	30
2.2. Волновые числа и эллиптичности собственных мод акустического поля в кристалле с вращающейся структурой с учетом вязкости среды	33
2.3. Поворот плоскости поляризации ультразвука в кристалле во вращающемся электрическом поле	42
2.4. Подавление поглощения ультразвука вращающимся электрическим полем. Переход к вращающейся системе координат.....	43
Г л а в а 3. Граничные задачи в акустике кристаллов с вращающейся анизотропией упругих свойств.....	49
3.1. Усиление и фазовое сопряжение ультразвука без учета отражения от границ кристалла	49

3.2. Вращение главной оси эллипса поляризации ультразвука в резонансной области	54
3.3. Второй порядок взаимодействия акустических волн с вращающимся электрическим полем	56
3.4. Влияние границ кристалла на взаимодействие ультразвука с вращающимся электрическим полем	59
3.5. Усиление и фазовое сопряжение акустических волн в кристаллическом слое с вращающейся анизотропией	67

Глава 4. Акустоэлектронное взаимодействие в пьезополупроводниках во вращающемся электрическом поле 74

4.1. Формирование вращающейся акустической анизотропии в пьезополупроводниках.....	74
4.2. Влияние проводимости на волновые числа и эллиптичности собственных акустических волн	76
4.3. Решение граничной задачи для ультразвука в пьезополупроводнике при взаимодействии с вращающимся электрическим полем.....	82
4.4. Влияние дрейфа носителей заряда на акустоэлектронное взаимодействие в условиях резонанса.....	89
4.5. Различные режимы акустоэлектронного взаимодействия с учетом дрейфа электронов	98

Глава 5. Упругие волны в акустически гиротропных кристаллах во вращающемся электрическом поле..... 106

5.1. Влияние пространственной дисперсии на распространение акустических волн в диэлектриках во вращающемся электрическом поле без учета отражения от границ	106
5.2. Распространение упругих волн в акустически гиротропных диэлектрических кристаллах с учетом отражения от границ среды во вращающемся электрическом поле	116
5.3. Влияние пространственной дисперсии на распространение акустических волн в полупроводниках во вращающемся электрическом поле.....	122

Заключение	127
Литература	133
Предметный указатель	146

CONTENTS

Notations	3
Preface	7
Introduction	9
Chapter 1. Acoustics of crystals at the influence of external fields	13
1.1. Nonlinear acoustic phenomenas in acoustics of crystals	13
1.2. Interaction of acoustic waves with alternating electric field. Wave front reversal	18
1.3. Influence of constant electric field on elastic characteristics of crystals.....	20
1.4. General strategy of crystal study, feel influence of rotating fields.....	24
Chapter 2. Propagation and transformation of acoustic waves in crystals in rotating electrical field	27
2.1. Forming rotating acoustic anisotropy in crystals of different classes of symmetry.....	27
2.1.1. Influence of symmetry of elastic properties on forming of rotating structure. Example of calculation for the crystal of class 3m.....	30
2.2. Wave numbers and ellipticities of eigen modes of acoustic field in the crystal with rotating structure taking into account medium viscosity	33
2.3. Turning of polarization plane of ultrasound in the crystal, in rotating electric field.....	42
2.4. Suppression of absorbing an ultrasound by the rotating electric field. Transition to rotating coordinate system	43
Chapter 3. Boundary-value problems in the acoustics of crystals with rotating anisotropy of elastic properties	49
3.1. Amplification and phase conjugation of ultrasound disregarding reflecting from borders of crystal	49
3.2. Rotation of main axis of ellipse of polarization of ultrasound in resonant area.....	54
3.3. The second order of interaction of acoustic waves with the rotating electric field.....	56

3.4. Influence of borders of crystal on interaction of ultrasound with rotating electric field.....	59
3.5. Amplification and phase conjugation of acoustic waves in crystalline layer with the rotating anisotropy.....	67

C h a p t e r 4. Acoustoelectronic interaction in piezoelectric semiconductors in rotating electric field 74

4.1. Forming of rotating acoustic anisotropy in piezoelectric semiconductors	74
4.2. Influence of conductivity on wave numbers and ellipticities of eigen acoustic waves.....	76
4.3. Solving of boundary-value problem for the ultrasound in piezoelectric semiconductor at the interaction with rotating electric field	82
4.4. Influence of charge-carrier drift on acoustoelectronic interaction in conditions of resonance.....	89
4.5. The different regimes of acoustoelectronic interaction taking into account drift of electrons	98

C h a p t e r 5. Elastic waves in acoustically gyrotropy crystals in rotating electric field..... 106

5.1. Influence of spatial dispersion on propagation of acoustic waves in dielectric in rotating electric field disregarding reflection from borders	106
5.2. Propagation of elastic waves in acoustically gyrotropy crystals taking into account the reflection from borders of medium in rotating electric field	116
5.3. Influence of spatial dispersion on propagation of acoustic waves in semiconductors in rotating electric field	122

Conclusion..... 127

References 133

Subject index 146

Научное издание

Семченко Игорь Валентинович
Хахомов Сергей Анатольевич

**ОБЪЕМНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛАХ
ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

Редактор *Н. А. Алексеева*
Художник *Г. Н. Науменко*
Художественный редактор *В. А. Жаховец*
Технический редактор *Т. В. Летьен*

Сдано в набор. Подписано в печать. Формат 84×108 1/32. Бумага офсетная. Гартнитура Таймс. Офсетная печать. Усл. печ. л. 7,56. Усл. кр.-отт. 9,02. Уч.-изд. л. 8,2. Тираж 200 экз. Заказ № 98.

Государственное предприятие издательство «Беларуская навука» Национальной академии наук Беларуси и Государственного комитета Республики Беларусь по печати. ЛВ №13 от 31.12.97 г. 220141. Минск, Купревича, 18.

Отпечатано с оригинал-макета на Гомельской фабрике «Полеспечать» Государственного комитета Республики Беларусь по печати. Гомель, ул. Советская, 1.



ISBN 985080274-x



9 789850 802743