

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 548.732:534.22

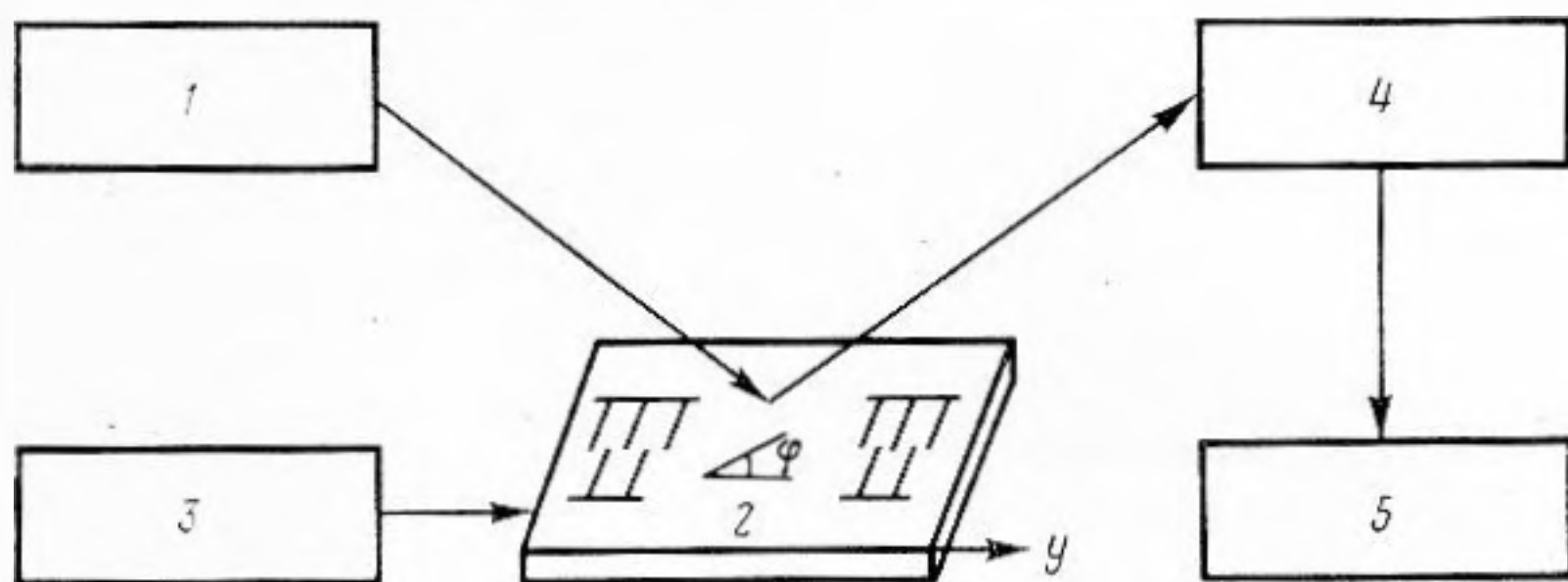
ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПОТОКА ЭНЕРГИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛАХ МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Арутюнян Э. М., Варданян Р. П., Кочарян Л. А., Саркисян Т. В., Сукиасян Р. Р.

В работах [1, 2] рассмотрены вопросы управления параметрами дифрагированного рентгеновского излучения с помощью поверхностных акустических волн (ПАВ) и показано, что интенсивность дифрагированного в геометрии Брэгга рентгеновского излучения чувствительна к амплитуде ПАВ, возбужденной в кристалле, и изменяется в соответствии с формой низкочастотных колебаний, модулирующих ПАВ.

В настоящей работе метод рентгеновской дифракции использован для исследования степени отклонения потока энергии ПАВ относительно оси чистой моды, которое может возникнуть из-за разориентации преобразователей ПАВ относительно друг друга и кристаллографических осей. Схема эксперимента приведена на фиг. 1. Полихроматическое рентгеновское излучение от трубки с молибденовым анодом, проходя через коллиматор размерами $0,25 \times 0,25$ мм², направляется под углом Брэгга на пьезоэлектрический кристалл кварца УХ-среза, на поверхности которого с помощью встречно-штыревого преобразователя (ВШП) возбуждается ПАВ с частотой 25 МГц. Апертура преобразователей $W = 50\lambda_0$, расстояние между ними $Z = 150\lambda_0$, где λ_0 — длина ПАВ. Режим работы ВШП был линейным до напряжения 25 В.

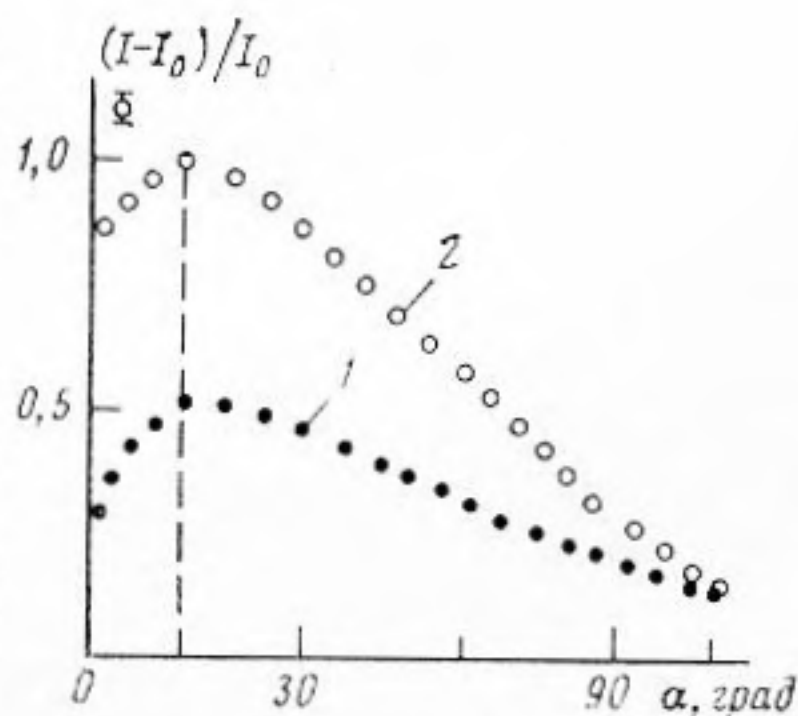
С помощью сцинтилляционного детектора регистрируется дифрагированное от плоскости (1120) рентгеновское излучение. Геометрия эксперимента позволяет по-



Фиг. 1

Фиг. 1. Схема эксперимента: 1 — источник рентгеновского излучения, 2 — образец, 3 — высокочастотный генератор, 4 — детектор, 5 — анализатор, φ — угол между направлением распространения потока акустической энергии от направления волновой нормали

Фиг. 2. Зависимость относительной интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения от угла между тангенциальной составляющей волнового вектора падающего рентгеновского пучка и направлением волнового вектора ПАВ: 1 — при параллельном падении рентгеновского пучка, 2 — при антипараллельном падении рентгеновского пучка



Фиг. 2

ворачивать кристалл, не меняя места падения излучения. С помощью описанной установки проведено исследование зависимости интенсивности дифрагированного излучения I от угла α между тангенциальной составляющей волнового вектора падающего рентгеновского пучка и направлением волнового вектора ПАВ. Для использованного преобразователя направление волнового вектора совпадало с осью Y кристалла.

Результаты эксперимента приведены на фиг. 2. Видно, что интенсивность дифрагированного пучка I достигает своего максимального значения при $\alpha=15^\circ$. Следовательно, угол отклонения потока энергии ПАВ от направления ее волнового вектора (волновой нормали), связанный с анизотропией подложки, равен 15° . На основании этих результатов можно составить схематическое изображение распространения ПАВ на используемой кварцевой подложке, аналогичное описанному в работе [3].

Авторы выражают благодарность А. Р. Мкртчяну за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мкртчян А. Р., Сукиасян Р. Р., Борназян А. С., Габриелян Р. Г. Дифракция рентгеновского излучения на поверхностных акустических волнах в монокристалле кварца // Изв. АН АрмССР. Физика. 1986. Т. 21. № 6. С. 320–322.
2. Кочарян Л. А., Сукиасян Р. Р., Борназян А. С., Бегларян А. Г., Гаспарян Р. А. Двойная модуляция дифрагированного в монокристалле кварца рентгеновского излучения поверхностными высокочастотными и низкочастотными акустическими волнами // Изв. АН АрмССР. Физика. 1986. Т. 21. № 6. С. 317–320.
3. Слободник Дж., мл. Поверхностные акустические волны и материалы для устройств на поверхностных акустических волнах // ТИИЭР. 1976. Т. 64. № 5. С. 10–26.

Институт прикладных проблем физики
Академии наук АрмССР

Поступило в редакцию
29.XII.1987

УДК 534.26

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРАЕВОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ПОЛОСЫ РЕЗОНАНСНЫХ ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩИХ СИСТЕМ

Ваганов Е. А., Велижанина К. А., Дудкин Д. А., Хирных Е. Л.

Актуальная в настоящее время проблема борьбы с шумами требует создания недорогих, надежных и эффективных устройств для этой цели. Всем указанным требованиям отвечают резонансные звукопоглотители (РЗП), которые на данном этапе являются, по-видимому, наиболее перспективными. Их преимущества перед традиционными поглощающими системами (пористые, волокнистые материалы, сетки и т. п.) особенно проявляются в области низких и инфразвуковых частот, где использование иных средств крайне затруднительно из-за больших габаритов (порядка длины звуковой волны). Простейшим резонансным поглотителям присущ, пожалуй, лишь один принципиальный недостаток — ширина полосы поглощения обычного РЗП не превышает, как правило, одной октавы. В большинстве случаев с этим можно мириться, так как спектры многих источников шума низких частот тоже носят резонансный характер (шум вентиляторов, дросселей, колеблющихся после удара плит и т. п.). Однако в случае генерации шума турбулентностью или многими источниками с близкими, но различающимися по частоте параметрами (станки в цехе) спектральное распределение низкочастотных шумов будет близким к равномерному в некоторой полосе частот. Поэтому желателен поиск способа расширения эффективной полосы поглощения РЗП. Такой способ и предложен в настоящей работе.

Как было обнаружено опытным путем, если большой образец звукопоглощающего материала, помещенный на жесткой стенке, разбить на отдельные куски, то такие куски при наличии некоторого оптимального расстояния между ними обладают большим суммарным поглощением, нежели исходный образец. Эти изменения в величине звукопоглощения, обусловленные дифракцией звука на краях кусков, получили название краевого эффекта.

Явлением краевого эффекта можно воспользоваться для расширения полосы поглощения РЗП, если вместо кусков поглотителя применить РЭП с одной резонансной частотой, а вместо жесткой стенки — РЗП с другой резонансной частотой, причем резонансные частоты не должны различаться более чем на одну — пол-октавы.

Теоретический расчет импеданса такой системы можно провести методом, изложенным в работах [1–4] для случая неоднородной периодической поверхности. В данной работе расчет проводился для случая чередующихся бесконечных полос (фиг. 1) с импедансами Z_0 и Z_1 . В результате была получена следующая формула