ЗАРУБЕЖНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА,

Москва, Радио и Связь , 1983 г., №10, стр. 22-53

УДК 534.232—8 : 543.8

МЕТОДЫ РАСЧЕТА И КОМПЕНСАЦИИ ДИФРАКЦИОННЫХ ИСКАЖЕНИЙ В УСТРОЙСТВАХ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ НА ПАВ

Науменко Н. Ф., к. т. н. Орлов В. С., к. т. н. Бондаренко В. С.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проектирование устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ) с предельными характеристиками, отвечающими современным требованиям, невозможно без количественного и качественного анализа и учета всех источников потерь и искажений. Важнейшими из них являются дифракция и расходимость акустического пучка, переотражение ПАВ от электродов встречно-штыревых преобразователей (ВШП), генерация паразитных объемных мод и некоторые другие эффекты второго порядка [1—4].

Чаще всего ВШП, используемые для излучения и приема ПАВ, имеют апертуру порядка (10—100) λ_s — длин акустической волны на частоте синхронизма преобразователя [2]. Ограничение ширины (апертуры) акустического пучка приводит к дифракции ПАВ, схожей с дифракцией электромагнитных волн на щели. Если апертура W акустического пучка, которая в данном случае выполняет ту же роль, что и ширина щели в оптике, соизмерима с λ_s, то вокруг оси пучка образуется расходящийся конус волновых векторов $\bar{k}$ с определенным угловым распределением. Для ПАВ это распределение ограничено поверхностью звукопровода.

За последние годы создана теория распространения ограниченных пучков ПАВ в анизотропных средах, получены экспериментальные данные о влиянии дифракции на выходные параметры различных устройств, усовершенствованы методы расчета дифракционных полей в сегнето- и пьезоэлектриках, основными из которых остаются «метод углового спектра плоских волн» и «параболический» [2]. Эти методы продолжают совершенствоваться с целью повышения точности, уменьшения времени вычислений и, следовательно, снижения стоимости разрабатываемых устройств. На их основе создаются более универсальные методы, которые могут применяться при проектировании широкого класса устройств различных конструктивных исполнений.

Целью настоящей работы является сравнительный анализ и выбор оптимальных методов теоретических расчетов и экспериментальных исследований дифракции ПАВ для создания устройств обработки сигналов с минимальными дифракционными искажениями.

2. ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИИ НА ПАРАМЕТРЫ УСТРОЙСТВ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ НА ПАВ

2.1. Дифракционные искажения в линиях задержки

Дифракционное поле ПАВ, распространяющихся в анизотропной среде, определяется величиной волнового параметра [2]

$$Q_g = \lambda_s Z \,|\, 1 + \gamma \,|\, / W^2, \tag{2.1}$$

где λ_s — длина волны ПАВ; Z — координата точки наблюдения в направлении распространения волны; $\gamma = \partial\Phi/\partial\theta$ — параметр анизотропии, равный производной угла Φ отклонения потока энергии от волновой нормали по углу θ, определяющему направление распространения ПАВ. Область значений $Q_g \leqslant 1$ соответствует зоне Френеля, область $Q_g > 1$ — дальней зоне.

Прежде чем анализировать влияние дифракции на параметры устройств, перечислим основные закономерности, связанные с распространением ограниченных акустических пучков ПАВ в анизотропной среде. Поток акустической энергии в общем случае отклоняется от направления волнового вектора $\bar{k}$ на угол Ф. Для осей чистой моды $\Phi=0$, однако некоторое отклонение может быть вызвано разориентацией подложки [5].

Ограничение акустического пучка по апертуре приводит к пульсациям его амплитудного и фазового профиля в зоне Френеля и расхождению в дальней зоне [2], а также к нелинейной зависимости амплитуды и фазы от пройденного волной расстояния.

Металлизация поверхности подложки может вызвать как увеличение, так и уменьшение дифракции, в зависимости от анизотропии коэффициента электромеханической связи материала подложки [6]. Дифракция может усиливаться из-за поперечной неоднородности излучения вследствие краевого эффекта или регенерации волн на металлических электродах ВШП за счет пьезоэлектрического эффекта [7].

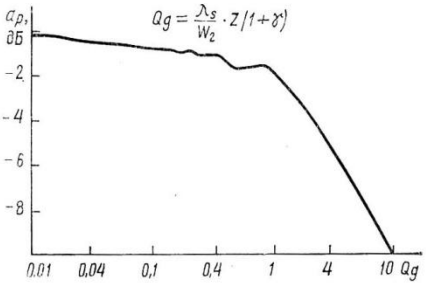


Рис. 1. Зависимость дифракционных потерь для параболических материалов от параметра Q_g

Простейшие линии задержки на ПАВ имеют обычно передающий и приемный неаподизованные ВШП с большой апертурой ($W_1=W_2=$ $=50—200\ \lambda_s$). При этом приемный преобразователь может располагаться на расстоянии $Z=1000—$ $10\,000\ \lambda_s$, т. е. не только в зоне Френеля, но и в дальней зоне. Очевидно, что в этом случае основное влияние на выходные параметры линий задержки будут оказывать расходимость пучка ПАВ и отклонение потока энергии от направления распространения из-за разориентации звукопровода. В простейшем виде расходимость акустического пучка приводит к тому, что электроды выходного ВШП принимают только часть энергии.

Оценить величину потерь, связанную с расхождением пучка, можно с помощью графика, приведенного на рис. 1, на котором величина потерь a_p дана в зависимости от параметра Q_g [1]. Из этого графика видно, что в ближней зоне ($Q_g<1$) дифракционные потери не превышают 1,6 дБ, граница зоны с потерями 3 дБ находится на расстоянии $Z=1{,}77$ l_Φ, а в дальней зоне $a_p=-10\lg(l/l_\Phi)$, где l_Φ — граница первой зоны Френеля, определяемая формулой (2.1). Кроме того, часть пучка ПАВ попадает на боковые грани подложки и, отражаясь от них, приводит к появлению ложных сигналов в импульсном отклике устройства.

В результате же отклонения потока энергии от нормали к фазовому фронту волны на угол Ф ПАВ попадают на приемный ВШП под углом 90° — Ф. Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) линии задержки с таким «неоднородно облученным» ВШП [8]

$$A(\omega) = 2A_1(\omega)\,A_2(\omega)\cos\Phi\sigma^2\,(W_2/W_1)\,[\psi_p^{-2}\,(1-\cos\psi_p)], \qquad (2.2)$$

где $A_1(\omega)$ и $A_2(\omega)$, W_1 и W_2 — соответственно АЧХ и апертуры передающего и приемного преобразователей; $\sigma=1-g/W_2$; g — часть апертуры приемного ВШП, взаимодействующая с акустическим лучом, а угол

$$\psi_p = 2\pi\,\frac{\sigma W_2}{\lambda_s}\sin\Phi. \qquad (2.3)$$

При одинаковых апертурах преобразователей ($W_1=W_2$) cos Ф в выражении (2.2) определяет эффективную апертуру приемного ВШП и

характеризует потери, вызванные угловым рассогласованием между нормалью к фазовому фронту ПАВ и направлением распространения потока энергии ПАВ. Множитель $\sigma=1-g/W_2$ определяет потери, обусловленные смещением центральной оси распространения ПАВ относительно продольной оси приемного ВШП; функция $\psi_p^{-2}(1-\cos\psi_p)$ связана с фазовыми ошибками, вызванными поворотом фазового фронта, ПАВ и обращается в нуль при $\Psi_p=2\pi m$ $(m=1, 2, 3, \ldots)$. Суммарные потери, вызванные отклонением потока энергии от направления распространения ПАВ, существенно зависят от среза звукопровода и могут достигать 2—6 дБ [1].

Влияние расхождения пучка и отклонения потока энергии на параметры других устройств на ПАВ аналогично рассмотренному.

2.2. Влияние амплитудных и фазовых пульсаций ПАВ на выходные параметры полосовых фильтров

При расчетах полосовых фильтров на ПАВ с использованием всех известных моделей ВШП: импульсной, физической, δ-источников, эквивалентных схем [2] или их модификаций [9, 10] — предполагается, что поверхностная волна, принятая выходным преобразователем, является суперпозицией плоских волн, излученных каждой парой электродов передающего ВШП. При этом амплитуда парциальной волны пропорциональна величине перекрытия $a(t_n)$ соседних электродов, а ее фаза $\theta_n(\omega)$ определяется взаимным положением $t_n=X_n/v_{эф}$ электродов, где $v_{эф}$ — эффективная скорость ПАВ под структурой ВШП. Тогда, например, в соответствии с моделью δ-источников передаточная функция фильтра с одним полосозадающим и другим широкополосным ВШП

$$H(\mathrm{i}\omega)=H_H(\mathrm{i}\omega)\left[\sum_{n=1}^{N}(-1)^n a(t_n)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_n(\omega)}\right]\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega\frac{Z}{v_{эф}}} \qquad (2.4)$$

где $H_H(\mathrm{i}\omega)$ — передаточная функция широкополосного ВШП; N — число электродов в полосозадающем ВШП; Z — расстояние между центрами преобразователей фильтра.

Наличие амплитудных и фазовых пульсаций ПАВ вследствие дифракции приводит к существенному искажению передаточной функции, а именно:

$$H_д(\mathrm{i}\omega)=\left[H_H(\mathrm{i}\omega)+\Delta H_H(\mathrm{i}\omega)\left\{\sum_{n=1}^{N}(-1)^n[a(t_n)+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\Delta a(t_n)]\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}[\theta_n(\omega)+\Delta\theta_n(\omega)]}\right\}e^{-\mathrm{i}\omega\frac{Z}{v_{эф}}}. \qquad (2.5)$$

Сильно подвержены влиянию дифракции часто используемые ВШП с переменной апертурой (аподизованные ВШП), так как для получения уровня боковых лепестков у АЧХ порядка 60 дБ необходимо иметь области малых перекрытий электродов (менее длины волны) и точно выдерживать закон аподизации.

Для согласования с электрической нагрузкой и с учетом ограниченных размеров используемых подложек апертуры преобразователей фильтров выбираются порядка (50—70) λ_0. Приемный ВШП располагается обычно на расстоянии $Z_0=(50—150)$ λ_0 от передающего, т. е. в ближней зоне или зоне Френеля. Как показали расчеты дифракционных полей на подложке из кварца ST-среза, искажения амплитуды ПАВ в точках приема достигают 8—12 %, а пульсации фазы составляют 17—25° [11]. Поскольку амплитуда ПАВ нелинейно зависит от величины перекрытия электродов и пройденного расстояния, то можно счи-

тать, что влияние дифракции эквивалентно изменению заложенного при проектировании закона аподизации и приводит к росту боковых лепестков передаточной функции.

Наибольшее влияние на передаточную функцию фильтра оказывают дифракционные искажения фазового фронта принимаемой волны: боковые лепестки АЧХ могут увеличиваться на 15—20 дБ, а отклонения фазовой характеристики фильтра от линейной на краях полосы пропускания достигают $\pm(10—15)°$ [11].

Влияние дифракции на АЧХ становится заметным, начиная с уровня —40 дБ относительно полосы пропускания, и в полосе частот проявляется по-разному [12, 13].

На частотах ниже и вблизи частоты синхронизма ω_0 амплитуда ПАВ в зоне приемного преобразователя мало изменяется по всей его длине. На частотах $\omega > \omega_0$, например в фильтре с $\Delta\omega/\omega_0 \approx 1\ \%$, $W = 40\ \lambda_0$ и с подложкой из кварца ST-среза, начиная с расстройки $\Delta\omega/\omega_0 = 0{,}0054$, на протяжении всей длины выходного ВШП наблюдается неоднородное пространственное изменение амплитуды ПАВ, достигающее 12—15 дБ [13]. Это изменение является следствием интерференции ПАВ, излученных различными электродами передающего ВШП, и приводит к нелинейной зависимости амплитуды «одиночной» волны от пройденного расстояния. В результате влияния дифракции в узкополосном фильтре низкочастотный боковой лепесток практически остается на своем расчетном уровне —66 дБ, а высокочастотный «вырастает» с —70 до —46 дБ (рис. 2).

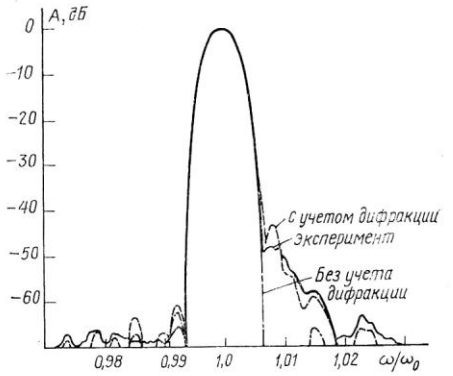


Рис. 2. Влияние дифракционных искажений на АЧХ фильтра ПАВ

Особенно велики искажения АЧХ фильтров вблизи частот их полюсов, на которых дифракция нарушает строго противофазное сложение ПАВ и приводит к ослаблению затухания на 25—30 дБ [12]. В итоге полюса АЧХ «заплывают», а высокочастотные боковые лепестки практически сливаются в один, нарушая симметрию АЧХ.

2.3. Влияние дифракции в согласованных фильтрах

Из теории оптимальной обработки сигналов [14] известно, что согласованным по отношению к обрабатываемому сигналу $g(t)$ является линейный фильтр, передаточная функция $H(i\omega)$ которого комплексно сопряжена по отношению к спектру $G(i\omega)$ сигнала, а импульсная характеристика $h(t)$ представляет собой зеркальный, обращенный во времени сигнал, т. е. $H(i\omega) = G^*(i\omega)$ и $h(t) = g(t_0 - t)$, где t_0 — постоянная задержка.

Можно оценить влияние дифракционных искажений на параметры обработанного сигнала в согласованном фильтре, считая их сосредоточенными в дополнительном последовательно подключенном искажающем фильтре. В этом случае передаточная функция фильтра может быть представлена следующим образом:

$$H_g(i\omega) = A(\omega)[1 - B(\omega)]\exp\{i[\theta(\omega) + \Delta(\omega)]\}, \qquad (2.6)$$

где $A(\omega)$ и $\theta(\omega)$ — АЧХ и ФЧХ согласованного фильтра; $B(\omega)$ и $\Delta(\omega)$ — искажения в АЧХ и ФЧХ из-за дифракции. Тогда выходной сигнал

$$g_g(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) A(\omega) [1 - B(\omega)] \exp\{i[\omega t + \theta(\omega) + \Delta\omega]\} d\omega. \quad (2.7)$$

Формула (2.7) показывает, что величина и характер дифракционных искажений сигнала, обрабатываемого согласованным фильтром, зависят от вида этого сигнала.

Например, при обработке ЛЧМ сигнала непериодические искажения АЧХ и ФЧХ согласованного фильтра, вызванные дифракцией, привели не только к росту боковых лепестков, но и к увеличению длительности сжатого сигнала [15, 16]. Расхождение акустического луча и отклонение потока энергии вызывает, вероятно, не только дополнительные потери, но и фазовые искажения, анализ которых более сложен, чем в линиях задержки.

2.4. Дифракционные искажения в устройствах свертки

В акустоэлектронных устройствах свертки обычно применяются нелинейное взаимодействие встречно-направленных ПАВ. В этом случае дифракция пучков ПАВ приводит к искажению передаточной функции устройства. Если входные сигналы обозначить как $U_1(t)$ и $U_2(t)$, то выходной сигнал свертки на параметрическом преобразователе будет описываться уравнением

$$U_{св}(t) = K \int_{-L/2}^{L/2} U_1(t - z/v_{эф}) U_2(t + z/v_{эф}) B(z) dz, \quad (2.8)$$

где K — коэффициент пропорциональности; z — координата по оси, вдоль которой распространяются встречные пучки ПАВ; $B(z) = A(z) e^{j\theta(z)}$ — комплексная функция, характеризующая дифракционные искажения свертки.

Наличие сплошного металлизированного электрода на пути распространения ПАВ в устройствах свертки существенно изменяет распределение акустических полей, усиливая или ослабляя дифракцию по сравнению со случаем свободной поверхности. Так, при прохождении ПАВ, возбуждаемой ВШП с апертурой $W = 20\lambda_0$, расстояния в $1000\lambda_0$ по свободной поверхности подложки из ниобата лития YZ-среза и германата висмута среза (001) с направлением распространения [110] фазовые искажения достигают 33°, а амплитудные 18 и 32 % соответственно. В случае же металлизированной поверхности фазовые искажения увеличиваются до 40° для $Bi_{12}GeO_{20}$ и до 50° для $LiNbO_3$.

В результате функция $B(z)$ имеет осциллирующий характер как по амплитуде, так и по фазе. Для $LiNbO_3$ и $Bi_{12}GeO_{20}$ изменения $B(z)$ составляют по амплитуде 5 и 14 %, а по фазе — 2° и 4° соответственно

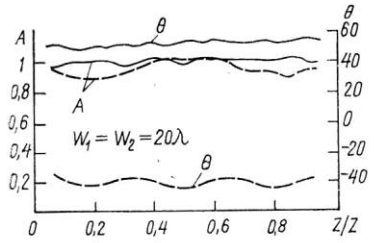


Рис. 3. Амплитуда A и фаза θ как функции дифракционных искажений (сплошная линия — УZ-$LiNbO_3$, штриховая — (001) [110] $Bi_{12}GeO_{20}$)

(рис. 3). При этом пульсации $B(z)$ симметричны относительно $z/Z = 0{,}5$, которая соответствует середине расстояния Z между возбуждающими ВШП. Это следует, очевидно, из встречного взаимодействия ПАВ в устройствах свертки [17].

2.5. Влияние дифракции на параметры резонаторов ПАВ

Одним из основных параметров резонатора является его добротность Q, зависящая от различного рода потерь в звукопроводе. Величину добротности для резонатора можно получить, учитывая все виды потерь [18]:

$$\frac{1}{Q} = \sum_i \frac{1}{Q_i}, \tag{2.9}$$

где Q_i связана с i-м механизмом потерь.

Одним из важнейших механизмов потерь, определяющим пределы достижимой добротности, является дифракция акустического пучка конечной ширины в процессе его многократного прохождения между отражателями резонатора. Из-за расхождения пучка часть энергии не попадает на отражатель или преобразователь. Добротность Q_p, связанная с этим механизмом потерь, пропорциональна квадрату апертуры пучка, поэтому ее можно повысить, увеличивая апертуру. Однако верхний предел добротности при типичной ширине пучка $50\,\lambda_0$ для кварца ST-среза не превышает $Q_p = 25 \cdot 10^3$ для частот ниже 200 МГц [18] и $Q_p = 15 \cdot 10^3$ — для частот около 1 ГГц [19].

Упомянутые выше дифракционные потери вычисляются обычно в предположении распространения ПАВ по однородной поверхности. Однако фактически значительная часть поверхности резонатора содержит возмущения в виде периодических структур решеток отражателей и преобразователей. Как уже упоминалось, неоднородности в виде металлического покрытия на подложке могут привести к усилению дифракции. Это относится и к другим видам неоднородностей, используемых в решетках отражателей: вытравленным канавкам, имплантированным или диффундированным полоскам и т. д.

Элементы решеток располагаются в резонаторах так, чтобы обеспечить синфазное сложение отраженных ПАВ [20]. Пульсации амплитуды и фазы в поперечном сечении пучка, а также их нелинейное изменение приводят к нарушению этого условия, уменьшению коэффициента отражения решетки и, как следствие, — к ухудшению добротности резонатора. Дополнительным источником потерь будет также и отклонение потока энергии ПАВ от нормали к фазовому фронту волны, приводящее, как было показано выше, к приему и отражению лишь части энергии волны.

Кроме того, периодические решетки отражателей могут генерировать волны, распространяющиеся медленнее или быстрее рэлеевской в зависимости от типа решетки [18]. Например, для решетки в виде канавок на кварце высшие поперечные моды практически не возбуждаются, и падающий на решетку пучок рэлеевской волны с шириной, равной ширине решетки, переходит в слабосвязанную канализированную волну. Такое канализирование уменьшает потери за счет расхождения пучка в области расположения решеток. Однако, если ширина решетки гораздо больше ширины падающего пучка, будут иметь место дифракционные потери [18].

3. КОНСТРУКТИВНЫЕ МЕТОДЫ УМЕНЬШЕНИЯ ДИФРАКЦИИ В УСТРОЙСТВАХ НА ПАВ

3.1. Выбор материала подложки

Методы уменьшения дифракционных искажений в устройствах обработки сигналов на ПАВ можно условно разделить на конструктивные и расчетно-аналитические. В свою очередь, среди конструктивных

методов выделяются два направления: поиск материалов и срезов монокристаллов для подложек с целью обеспечения минимальных дифракционных искажений распространяющихся ПАВ и создание структур отдельных преобразователей и устройств в целом, слабо подверженных влиянию дифракции при излучении и приеме ПАВ или же, наоборот, использующих дифракцию для реализации заданных характеристик устройства.

Суть расчетно-аналитических методов состоит в анализе и последующей компенсации дифракционных искажений в уже выбранной конструкции устройства на основе расчета дифракционных полей и вносимых дифракцией искажений. При этом компенсация искажений может осуществляться как выбором топологии проектируемых преобразователей, так и введением в заданные характеристики преобразователей или устройства в целом предыскажений, противодействующих влиянию дифракции ПАВ. Возможно также использование специальных методов синтеза преобразователей с низкой чувствительностью к дифракции. Примерами является синтез эквидистантных ВШП с переменным перекрытием электродов по методу свертки с весовыми функциями двойной ортогональности [21] или с использованием методов оптимизации при расчете устройства. В первом случае существенно увеличиваются области перекрытий электродов по сравнению с ВШП, использующими другие весовые функции, например, Блакмана, Хэмминга и т. д., во втором — возможно введение ограничений на минимальное перекрытие электродов [22].

Поскольку материалов и конструкций преобразователей, полностью исключающих дифракцию, не существует, при проектировании устройств на ПАВ с параметрами, близкими к предельным, следует одновременно использовать как конструктивные, так и расчетно-аналитические методы.

Первым шагом при проектировании устройств обработки сигналов на ПАВ является выбор материала подложки с нужными характеристиками, включая коэффициент электромеханической связи k_s, скорость ПАВ v, температурный коэффициент задержки (ТКЗ), параметр анизотропии γ. Последний играет двоякую роль. Он определяет, во-первых, потери и искажения из-за дифракции ПАВ и, во-вторых, — потери, связанные с отклонением пучка энергии из-за разориентации подложки относительно оси чистой моды.

Дифракционные потери в подложке характеризуются обычно потерями в линии задержки, состоящей из двух одинаковых неаподизованных ВШП с апертурой W, находящихся на расстоянии Z друг от друга, и вызваны дифракционным расхождением пучка ПАВ [1]. Для заданной конструкции устройства дифракционные потери определяются свойствами материала подложки. Потери же из-за отклонения пучка зависят от угла разориентации Ψ подложки и поэтому могут быть уменьшены за счет более точного ориентирования подложки при ее изготовлении.

На рис. 4. приведены зависимости потерь от параметра анизотропии γ для заданных значений W, Z и угла разориентации Ψ. Для материалов, у которых $\gamma=-1$, дифракционные потери равны нулю. Кривая дифракционных потерь симметрична относительно $\gamma=-1$, кривая потерь из-за отклонения пучка — относительно $\gamma=0$, что соответствует «квазиизотропному» направлению; в результате кривая суммарных потерь симметрией не обладает. Используя приведенные зависимости, можно выбрать материал с нужными свойствами, определяемыми заданной конструкцией устройства.

Если в проектируемом устройстве заведомо предполагается значительная дифракция, как, например, в фильтрах ПАВ на основе аподизованных преобразователей с изменяющейся апертурой электродов, то

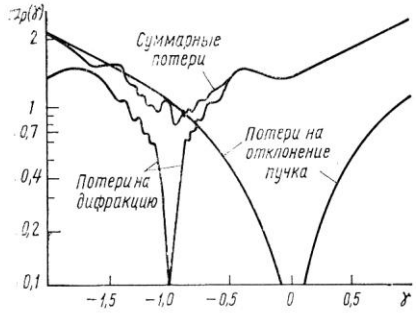


Рис. 4. Зависимости потерь на дифракцию и отклонение пучка от параметра анизотропии γ (при W=80 λ, Z=5000 λ, Ψ=0,1°)

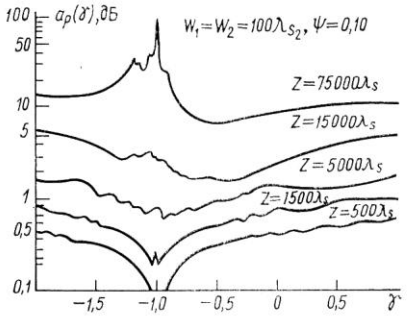


Рис. 5. Зависимость суммарных потерь на дифракцию и отклонение пучка от параметра анизотропии γ

выбирается материал, у которого $\gamma \approx -1{,}0$. Если же проектируется линия задержки на большую длительность и необходимо уменьшить потери энергии из-за отклонения пучка, целесообразно взять материал, у которого $\gamma \approx 0$ [1]. При массовом производстве таких линий это позволяет избежать расходов на прецизионные рентгеновские установки, необходимые для точного кристаллографического ориентирования звукопровода. Такие же материалы выбираются при проектировании СВЧ устройств на ПАВ, поскольку при одной и той же задержке с ростом частоты увеличивается относительное расстояние Z/λ_0 и, следовательно, потери из-за разориентации пучка.

На рис. 5 показаны зависимости суммарных потерь от γ, где параметром является расстояние Z между преобразователями. Интересно, что для больших значений Z (75 000 λ_0) потери из-за отклонения пучка особенно велики для узкого недифрагированного пучка и для уменьшения суммарных потерь даже необходима некоторая «расфокусировка» луча и увеличение его дифракционной расходимости.

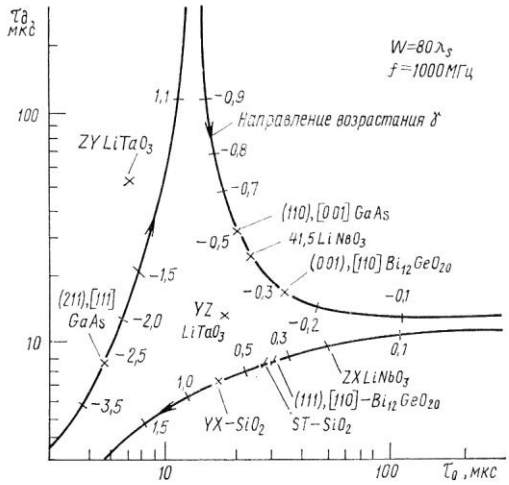


Рис. 6. Кривые для оценки соотношений между потерями на дифракцию и на отклонение пучка (τ_g и τ_0 — соответственно время задержки при потерях $a_p \leqslant 3$ дБ на дифракцию и на отклонение пучка)

Считая оба рассматриваемых вида потерь независимыми друг от друга, авторы работы [1] рассчитали максимальное время задержки для линии задержки с потерями, превышающими 3 дБ (рис. 6). По осям графика отложено время задержки с учетом одного из видов потерь. Стрелками на кривых показано направление возрастания параметра γ. С целью оптимального проектирования лучше использовать материалы, указанные в правой верхней части рисунка. Некоторым из известных материалов соответствуют точки, не лежащие на кривых. Это связано с большим значением величины $\partial\Phi/\partial\beta$, где β — угол между нормалью к поверхности и осью кристалла, лежащими в плоскости, перпендикулярной направлению распространения ПАВ (рис. 7.). Разориентация подложки вызывает дополнительные потери.

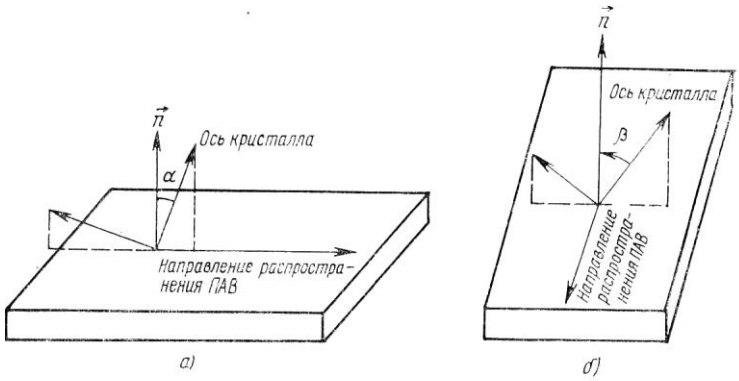


Рис. 7. К определению углов α и β, задающих плоскость распространения ПАВ
(*а* — угол α в сагиттальной плоскости; *б* — угол β в плоскости, нормальной к направлению распространения)

Применение материалов с минимальной дифракцией ($\gamma \approx -1{,}0$) позволяет проектировать фильтры обычными методами, не требующими дополнительных затрат на коррекцию топологии ВШП. Поэтому поиск таких материалов является актуальнейшей задачей.

Для успешного поиска необходимо [23]: существование непрерывной последовательности направлений с нулевым углом отклонения потока энергии; точное знание материальных констант кристалла (упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических); существование направлений в области поиска с параболической зависимостью скорости ПАВ от угла θ. Если все эти условия выполняются, то с помощью ЭВМ находится «параболическое» направление с параметром анизотропии $\gamma = -1$. Описанная методика использовалась для поиска срезов с минимальной дифракцией в кристаллах германата висмута и танталата лития [5, 23]. В результате обнаружено два среза с минимальной дифракцией для германата висмута и два — для танталата лития.

Таблица 1

Основные характеристики срезов с минимальной дифракцией

Материал	Углы Эйлера			Скорость ПАВ на свободной поверхности v_S, м/с	Коэффициент электромеханической связи k_S	Производные от угла отклонения потока энергии			Чувствительность разориентации $\partial^2\Phi/\partial\theta\partial\beta$	Фактор отклонения от параболы $\delta_{\eta}\cdot 10^2$	Скорость медленной сдвиговой волны v_g, м/с
	λ	μ	θ			$\frac{\partial\Phi}{\partial\theta}$	$\frac{\partial\Phi}{\partial\beta}$	$\frac{\partial\Phi}{\partial\alpha}$			
$LiTaO_3$	0	6,38	90	3281	0,0086	−1,0	+0,384	0	+0,048	4,16	3487
$LiTaO_3$	0	168,53	90	3378	0,0150	−1,0	+0,621	0	−0,058	2,60	3614
$Bi_{12}GeO_{20}$	45	40,04	90	1827	0,0062	−1,0	+0,538	0	−1,103	1,53	2062
$Bi_{12}GeO_{20}$	45	72,53	90	1667	0,0071	−1,0	+0,337	0	+0,147	13,8	1732

В табл. 1 приведены основные характеристики этих срезов, а также срезов с минимальной дифракцией для кристалла ниобата лития: скорость ПАВ, коэффициент электромеханической связи, величина критерия «параболичности» $\delta_м = v_{расч} - v_s/10^5$, v_s, скорость медленной квазисдвиговой волны для заданного направления распространения ПАВ. Если $|\delta_м| \leqslant 2$, то при расчете дифракционных полей можно воспользоваться параболическим приближением (4). У германата висмута минимальную дифракцию имеет срез с углами Эйлера $\lambda = 45°$, $\mu = 40{,}04°$, $\theta = 90°$.

Производные $\partial\Phi/\partial\alpha$ и $\partial\Phi/\partial\beta$ определяют влияние разориентации плоскости подложки (рис. 7) на угол отклонения потока энергии Φ.

Срез, сочетающий минимальную дифракцию с термостабильностью, обнаружен для кристалла берлинита ($AlPO_4$) [24]. Этому срезу соответствуют углы Эйлера $\lambda=76{,}8°$, $\mu=90°$, $\theta=11{,}5°$. Для указанного среза температурный коэффициент задержки ПАВ составляет всего лишь $4\cdot10^{-6}$ 1/°С, что значительно лучше известных подложек из термостабильного Tl_3VS_4.

3.2. Структуры преобразователей и устройств на ПАВ с низкими дифракционными искажениями

В большинстве случаев для формирования заданных характеристик используются структуры устройств на ПАВ, содержащие один широкополосный неаподизованный ВШП и второй полосозадающий ВШП, причем формирование заданной АЧХ чаще всего осуществляется изменением апертуры (перекрытия) электродов [1, 2]. Как уже отмечалось выше, подобные ВШП оказались наиболее подвержены дифракционным искажениям из-за необходимости иметь перекрытия излучающих или приемных электродов порядка длины ПАВ.

Поэтому конструирование устройств и преобразователей ПАВ с низкими дифракционными искажениями развивалось в основном по двум направлениям: модификация структур устройств на ПАВ на основе эквидистантных ВШП со «взвешиванием» апертуры и разработка новых типов ВШП.

Простейшей модификацией полосового фильтра является структура с двумя аподизованными ВШП с изменяющимся перекрытием электродов [26]. В таком фильтре оба ВШП принимают примерно одинаковое участие в формировании заданных характеристик, поэтому возможно ослабление требований по затуханию в полосе заграждения каждого из них до —(30...40) дБ, что позволяет увеличить минимальные перекрытия электродов. Расчет таких структур усложнен необходимостью учета искажений фазового фронта ПАВ из-за неодинаковой металлизации в центральной и периферийных областях аподизованного ВШП. Применение пассивных электродов [4] позволяет обойти эту проблему.

Несколько уменьшаются искажения фронта ПАВ при введении в описанную структуру многополоскового ответвителя [25]. В этом случае возможно независимое задание характеристик каждого из аподизованных ВШП и достижение (например, в фильтре) затухания в полосе заграждения более —60 дБ. Однако ответвители целесообразно применять лишь в случае использования материалов подложки, имеющих большой коэффициент электромеханической связи, величина которого ограничивает практически приемлемое число электродов ответвителя.

Существенно снизить дифракционные искажения позволяет использование структур аподизованных ВШП с так называемым «масштабированием» отдельных секций электродов [26]. Суть масштабирования состоит в увеличении в несколько раз максимального перекрытия для групп электродов аподизованного ВШП, участвующих в формировании боковых лепестков импульсной характеристики преобразователя, с последующим взвешиванием этих групп электродов, например, с помощью внешних электрических делителей, для формирования заданных характеристик устройства. При этом группы электродов могут располагаться как в общем акустическом потоке [26, 27] (рис. 8), так и в параллельных каналах [27, 28] (рис. 9). Последний вариант хотя и приводит к увеличению поперечных размеров подложки фильтра, является более предпочтительным, так как позволяет существенно снизить суммарные отражения ПАВ от электродов отдельного канала. Другие модификации ВШП с применением масштабирования подробно описаны в [26, 27].

В фильтрах ПАВ, содержащих аподизованные входной и выходной ВШП, связанные акустически через многополосковый ответвитель, при-

сутствуют существенные искажения, обусловленные дифракционной расходимостью пучка ПАВ, приводящей к появлению паразитной связи ВШП минуя ответвитель (рис. 10). Для снижения чувствительности к дифракционной расходимости ПАВ входной и выходной ВШП дополнительно смещаются в поперечном направлении относительно друг друга. Кроме того, между ВШП устанавливают экран-поглотитель, пре-

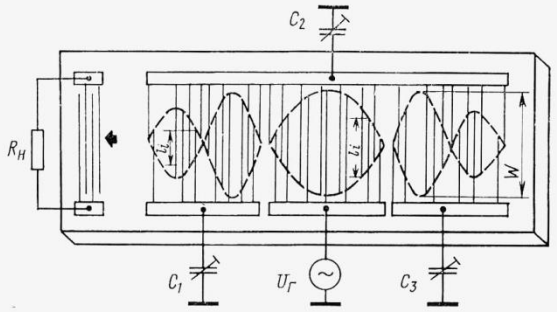
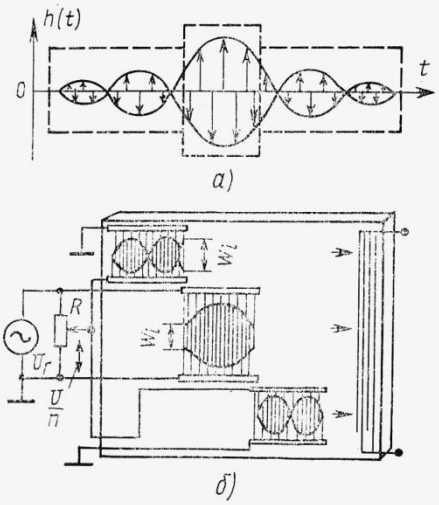


Рис. 8. Масштабирование групп электродов в общем акустическом потоке



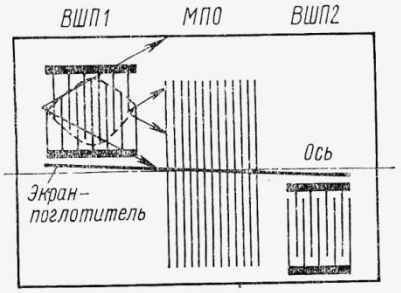


Рис. 9. Масштабирование групп электродов ВШП в параллельных каналах (*а* — импульсная характеристика; *б* — структура фильтра)

Рис. 10. Фильтр ПАВ с экраном-поглотителем

пятствующий распространению ПАВ по направлениям, отличающимся от основного [29]. За счет этого удается снизить уровень боковых лепестков у АЧХ фильтра.

Интересным методом уменьшения дифракционных потерь является использование в устройствах на ПАВ фокусирующих преобразователей или отражателей. В [30] описана конструкция фильтра на ПАВ, содержащего входной и выходной фокусирующие ВШП и акустический волновод, расположенный между ними (рис. 11). При этом начало и конец акустического волновода находятся в фокусах соответственно передающего и приемного ВШП. Для формирования заданных характеристик устройства в такой конструкции возможно применение как неаподизозованных ВШП, так и аподизованных, например, со «взвешиванием» перекрытия электродов. Выигрыш во вносимых потерях от применения фокусирующих ВШП со-

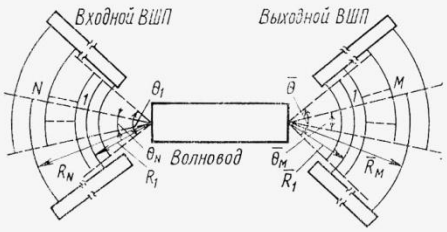


Рис. 11. Фильтр с фокусирующими ВШП

ставляет 5—6 дБ [30], но фазовые искажения из-за дифракции при этом остаются. Использование фокусирующих отражателей в резонаторах на ПАВ позволяет также уменьшить потери из-за дифракции и повысить добротность резонатора на несколько процентов.

Методов «взвешивания» — весовой обработки (т. е. формирования заданной импульсной характеристики) преобразователей ПАВ, позволяющих снизить дифракционные искажения, существует множество и подробное их рассмотрение представляет самостоятельный интерес [26, 27]. Поэтому коротко остановимся лишь на некоторых.

Акустический сигнал на выходе ВШП можно представить как суперпозицию парциальных волн, излученных каждой парой электродов. Амплитуда каждой парциальной волны определяется перекрытием и шириной электродов, а фаза — их пространственным расположением по отношению к выходному преобразователю. Поскольку во избежание дифракционных искажений перекрытие электродов целесообразно оставлять неизменным, для формирования заданных характеристик иногда используется изменение ширины электродов [31], изменение пространственного периода электродов вдоль оси преобразователя [16] (дисперсионные ВШП) или периода электродов вдоль апертуры преобразователей [32] (веерные ВШП) и т. д. Однако преобразователи с перечисленными видами весовой обработки обладают рядом недостатков. Так, изменение ширины электродов позволяет реализовать только узкий класс частотных характеристик. Кроме того, ВШП со взвешиванием ширины электродов чувствительны к технологическим погрешностям при их изготовлении [2].

Дисперсионные ВШП из-за технологических ограничений могут быть практически реализованы лишь для 15—20 %-ных полос пропускания. Френелевские же пульсации АЧХ дисперсионных ВШП заставляют пользоваться дополнительными методами весовой обработки для их снижения.

Веерные ВШП применяются в устройствах с полосой пропускания не менее 5—10 %, так как необходимый угол относительного поворота электродов 4—5° удается реализовать лишь при сравнительно малом числе электродов. Кроме того, узкополосные веерные ВШП содержат большое их число, поэтому велики отражения ПАВ от электродов.

Для устройств на ПАВ с полосой пропускания менее 5—7 % рекомендуется использовать ВШП, весовая обработка которых осуществляется селективным удалением части электродов [33]. Постоянное перекрытие электродов, равное максимальной апертуре, в таких ВШП позволяет избежать сильных дифракционных искажений. Получение заданной передаточной функции такого ВШП аналогично формированию спектра сигнала с фазовой модуляцией. Этот метод наиболее полезен для преобразователей с большим числом электродов. Недостатком ВШП с селективным удалением электродов является сложность реализации резко изменяющихся функций весовой обработки, что часто необходимо, например, при реализации несимметричных АЧХ устройства.

Другими методами весовой обработки, позволяющими сформировать сравнительно однородный акустический пучок и, следовательно, уменьшить дифракционные искажения, является последовательное амплитудное (рис. 12) и позиционное (рис. 13) «взвешивание» отводов, образованных парой противофазных электродов ВШП [4].

В первом случае (рис. 12) каждый электрод в отводе разделен на несколько последовательных секций, изолированных друг от друга. Амплитуда акустического сигнала, излученного каждой секцией, определяется ее протяженностью, а ширина сформированного акустического пучка — апертурой ВШП.

Для позиционного «взвешивания» частей электродов в отводах ВШП экспериментально исследованы две формы электродов: прямо-

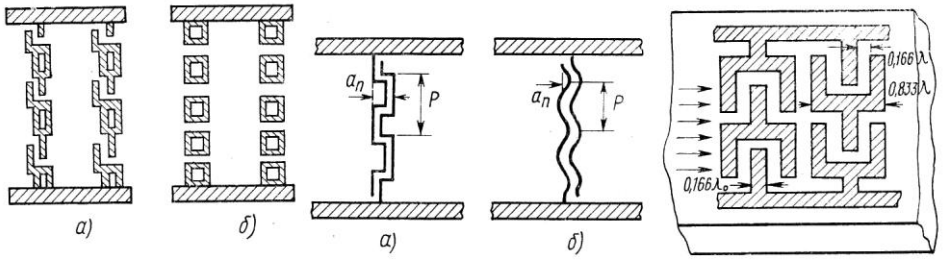


Рис. 12. Последовательная амплитудная весовая обработка (*а* — активные электроды; *б* — пассивные)

Рис. 13. Позиционное «взвешивание» отводов при различной форме электродов (*а* — прямоугольная; *б* — синусоидальная)

Рис. 14. Преобразователь с отводами камертонного типа

угольная и синусоидальная (рис. 13). Если размер P периодичности («модуляции») в формах электродов постоянен по всей апертуре ВШП, то амплитуды принимаемых ПАВ будут пропорциональны [4] $U_n = \cos(ka_n/2)$ при прямоугольной и $U_n = J_0(ka_n/2)$ при синусоидальной формах. Здесь J_0 — функция Бесселя нулевого порядка; $a_n/2$ — «амплитуда» модуляции; k — волновое число. По апертуре преобразователя должно укладываться целое число периодов P. При обеих формах электродов в направлениях, удовлетворяющих условию Брэгга $\sin\theta_n = 2\pi n/Pk$ (где θ_n означает направление луча n-го порядка), излучаются волны, у которых поток энергии не попадает в приемный преобразователь. Последнее условие выполняется наилучшим образом, если расстояние Z между преобразователями отвечает требованию $Z > WP/\lambda_s$.

Из приведенных выше соотношений для амплитуды принимаемых ПАВ видно, что позиционное «взвешивание» частей электродов приводит к дисперсии, особенно при слабой электромеханической связи отводов ВШП с подложкой. Поэтому данный метод весовой обработки подходит только для узкополосных устройств на ПАВ. К недостаткам же последовательного амплитудного «взвешивания» относится также тот факт, что весовые коэффициенты могут быть только вида n^{-1} (где n — целое число), что ограничивает класс реализуемых характеристик.

Дальнейшей модификацией амплитудного последовательного взвешивания является использование «камертонных» отводов из трех электродов (рис. 14) [34], которое позволяет относительно легко устанавливать величины весовых коэффициентов. Преимуществом такой структуры отводов ВШП является малый уровень многократных отражений ПАВ.

Рассмотренные выше методы весовой обработки сигнала в ВШП относятся к внутренней весовой обработке [27]. Существуют и методы внешней весовой обработки, позволяющие снизить дифракционные искажения в устройствах на ПАВ. К таким методам следует отнести емкостное, резистивное [26] и т. д. взвешивание электродов ВШП.

Каждому методу взвешивания присущи свои ограничения. Поэтому в устройствах на ПАВ, чувствительных к дифракционным искажениям, целесообразно оптимально сочетать различные методы весовой обработки: изменение апертуры и селективное удаление электродов [35], изменение длины и периода электродов, последовательное амплитудное взвешивание отводов и селективное удаление электродов и т. д. Возможно также применение различных методов весовой обработки и в пределах одного ВШП, например, изменение апертуры в области больших перекрытий электродов и селективное удаление или последовательное амплитудное взвешивание отводов в области малых перекрытий электродов и т. д.

4. МЕТОДЫ КОМПЕНСАЦИИ ДИФРАКЦИОННЫХ ИСКАЖЕНИЙ

4.1. Методы расчета дифракционных полей в анизотропных средах

Компенсация дифракционных искажений характеристик устройств начинается с расчета дифракционных полей в подложке. Расчет необходим для анализа влияния дифракции ПАВ на выходные параметры устройства. Для анизотропных сред решение дифракционной задачи в аналитическом виде существует далеко не всегда. Однако в ряде конкретных случаев использование полезных приближений позволяет получить такое решение. В остальных случаях дифракционное поле находится с помощью численных методов. Примером аналитического решения дифракционной задачи является метод параболического приближения, основанный на предположении о параболической зависимости скорости ПАВ в окрестности направления чистой моды. Комплексная амплитуда сигнала, излучаемого линейным однородным источником с апертурой W в точке с координатами (x, z), определяется выражением [8]

$$u(x, z) = \frac{u_0}{2} \int_{+\xi}^{-\xi} \exp\left(-\frac{1}{2} \mathrm{i}\, \pi \xi^2\right) d\xi, \tag{4.1}$$

$$\text{где } \xi = \left[\frac{2}{\lambda_s z\,|1+\gamma|}\right]^{1/2} (x_0 - x); \tag{4.2}$$

$$\pm\xi = \left[\frac{2}{\lambda_s z\,|1+\gamma|}\right]^{1/2} \left(\pm\frac{W}{2} - x_0\right), \tag{4.3}$$

u_0 — постоянная амплитуда сигнала при $z=0$. ПАВ распространяется в плоскости XZ. С помощью метода параболического приближения [36] можно вычислить поле излучения источника с произвольной апертурной функцией $u(x_0)$. Хотя метод параболического приближения прост и эффективен, он применим лишь для параболических направлений и только при выполнении условий френелевской аппроксимации [8], т. е. при значениях волнового параметра $Q_g < 1$ и при условии $x \ll z$.

В остальных случаях дифракционное поле ПАВ рассчитывается обычно по методу углового спектра плоских волн [8]. В отличие от предыдущего он справедлив как для зоны Френеля, так и для дальней зоны, а также для области, непосредственно прилежащей к излучателю. Метод углового спектра плоских волн позволяет рассчитывать амплитуду поля для непараболических направлений и при наличии отклонения потока энергии от волновой нормали.

Комплексная амплитуда поля [1]

$$u(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(k_1) \exp[\mathrm{i}k_1 x + \mathrm{i}\, k_3(k_1) z]\, dk_1, \tag{4.4}$$

где

$$F(k_1) = 1/2\pi \int_{-W/2}^{W/2} u(x_0) \exp(-\mathrm{i}k_1 x_0)\, dx_0; \tag{4.5}$$

$$[k_3(k_1)]^2 = k^2 - k_1^2; \tag{4.6}$$

$$k = \omega/v(k). \tag{4.7}$$

В приведенных формулах: $F(k_1)$ — преобразование Фурье от апертурной функции $u(x_0)$; k_1 и k_3 — проекции волнового вектора на оси X и Z. Интегрирование по k_1 в (4.4) осуществляется численными методами. Зависимость $k_3(k_1)$ задается в виде таблицы либо графически.

Несмотря на универсальность метода углового спектра плоских волн, применение его во всех случаях не рекомендуется, так как оно

связано со сложными вычислениями, увеличивающими стоимость проектирования устройства. Кроме того, в качестве исходных данных требуется точная информация об анизотропии фазовых скоростей ПАВ. Для материалов с большой анизотропией значение интеграла (4.4) очень критично к ошибкам в определении скорости, поэтому точные расчеты возможны лишь для хорошо изученных направлений распространения ПАВ (например, для YZ-среза ниобата лития). Перечисленные недостатки объясняют появление большого количества модифицированных методов для расчета дифракционных полей в тех случаях, когда метод параболического приближения не применим.

Эффективный метод расчета дифракционных полей для непараболических материалов был предложен в работе [6] на основе уравнений теории поля. Автором работы получено выражение для дифракционного коэффициента, равного отношению электрических потенциалов в точке наблюдения с учетом и без учета конечных размеров апертуры излучающего преобразователя. При этом принималась во внимание угловая зависимость эффективной диэлектрической проницаемости и коэффициента электромеханической связи материала подложки. Кусочно-линейная аппроксимация функции $v(\theta)$ позволила существенно сократить время расчета не проигрывая в точности.

Еще один метод решения дифракционной задачи с повышенной точностью вычислений для сильно анизотропных непараболических материалов основан на использовании функций Грина [37]. Как и в случае метода параболического приближения, апертура источника излучения разбивается на бесконечное множество точечных источников, которым соответствуют элементарные функции излучения, однако для учета анизотропии каждая из этих функций умножается на свой весовой коэффициент, определяемый с помощью функций Грина. Амплитуда акустического сигнала в точке с координатами (x, z) [37]

$$u(x, z) = \int_{-W/2}^{W/2} G[(x - x_0)/z]\, u(x_0)\, dx_0, \tag{4.8}$$

где $G(x-x_0)$ — функция Грина; $u(x_0)$ — апертурная функция.

После выбора соответствующей функции Грина выражение (4.8) преобразуется к виду

$$u(x, z) = \int_{(x-W/2)/z}^{(x+W/2)/z} (kz \sec \Phi)^{1/2} \frac{\exp\{i\, kz\, \{1 + (x - x')^2/z]^{1/2} \cos \Phi\}}{\{[1 + (x - x')^2/z^2]^{1/2}\, |1 + \gamma|\}^{1/2}}. \tag{4.9}$$

Необходимые для расчета характеристики материала — коэффициент электромеханической связи k_s, угол отклонения потока энергии Φ и параметр анизотропии γ для разных углов θ задаются в табличном виде.

Универсальный метод расчета дифракционных полей как в зоне Френеля, так и в дальней зоне был предложен в работе [38]. Обобщенный дифракционный интеграл авторы работы представили в виде свертки двух функций — апертурной и функции распределения, описывающей акустическое поле, излучаемое бесконечно малым диполем. Зависимость $v(\theta)$ считается параболической. С целью сокращения времени вычислений предлагается использовать алгоритмы быстрого преобразования Фурье. Для каждой из функций необходимо найти преобразование Фурье, а затем осуществить обратное преобразование Фурье от произведения полученных функций. Это и будет значение функции $u(x/z)$. Хотя данный метод в отличие от предыдущих и предназначен для параболических материалов, он не связан с френелевским приближением и может быть применен при анализе дифракционных полей в устройствах, в которых приемный преобразователь расположен в переходной зоне ($Q_g \approx 1$) излучающего ВШП.

Метод расчета дифракционных полей, основанный на геометрической теории дифракции (ГТД), был предложен в [39]. Суть геометрического подхода к дифракции состоит в том, что сигнал, излученный источником конечной апертуры, представляется в виде суммы плоской волны и двух сферических волн, излученных точечными источниками, расположенными на краях апертуры. Авторы [39] переработали ГТД для ПАВ, распространяющихся в анизотропной среде. Метод применим для любых срезов и в любой зоне излучения, и хотя он менее точен, чем метод углового спектра плоских волн, зато значительно сокращается время вычислений.

4.2. Метод компенсации дифракции коррекцией временнóй выборки

Расчетно-аналитические методы компенсации дифракционных искажений выходных параметров устройств на ПАВ являются более универсальными по сравнению с конструктивными и могут быть применены в тех случаях, когда не удается выбрать специальный материал подложки или конструкцию устройства с минимальными дифракционными искажениями. Простейший метод компенсации влияния дифракции на АЧХ фильтра был предложен в работе [40] и заключается во введении предыскажений в заданную АЧХ посредством ее умножения на функцию специального вида и улучшения таким способом ее прямоугольности.

Идея о компенсации дифракционных искажений с помощью изменения перекрытия электродов ВШП была предложена вначале для дисперсионных фильтров на ПАВ, а затем этап коррекции топологии преобразователей был включен в процесс проектирования простейшего фильтра, состоящего из аподизованного и неаподизованного преобразователей (рис. 15) [41]. При анализе в качестве входного преобразователя был выбран неаподизованный, хотя все полученные результаты справедливы и в том случае, если ПАВ распространяется от аподизованного к неаподизованному ВШП. Авторы показали, что амплитуда электрического сигнала на нагрузке

$$U_э = c \int_{-W/2}^{W/2} A(x)\,dx, \tag{4.10}$$

где $A(x)$ — зависимость комплексной амплитуды акустической волны от координаты x вдоль апертуры приемного преобразователя. Коэффициент c определяется только физическими параметрами устройства и не зависит от величины апертуры W. Ось X направлена вдоль апертуры преобразователя, перпендикулярно направлению распространения волны, совпадающему с осью Z.

В случае отсутствия дифракции

$$\dot{U}_э = cWA_0, \tag{4.11}$$

где A_0 — амплитуда излучаемой волны, постоянная по всей длине апертуры.

Отношение амплитуды сигнала, детектируемого n-й парой штырей с апертурой W_n, к амплитуде сигнала, детектируемого центральной парой (рис. 15) с максимальным перекрытием W_0, в этом случае равно отношению их апертур W_n/W_0. Для получения заданной АЧХ фильтра при наличии дифракции необходимо так изменить апертуры W_n и расстояния z_n между центром неаподизованного преобразователя и каждой парой штырей аподизованного ВШП, чтобы отношение комплексных

амплитуд электрических сигналов с учетом дифракции по-прежнему было равным W_n/W_0, т. е.

$$\frac{\int\limits_{-W_n'/2}^{W_n'/2} A(x, z_n')\,dx}{\int\limits_{-W_0/2}^{W_0/2} A(x, z_0)\,dx} = \frac{W_n}{W_0}. \qquad (4.12)$$

Здесь W_n', z_n' — новые величины апертуры и координаты n-й пары штырей по оси Z ($n=1, 2, ..., N$). Для удобства апертуру и координату центральной пары штырей обычно оставляют неизменными. Амплитуда поля $A(x, z_n')$ определяется по одной из методик, описанных в подразд. 4.1. Решая уравнение (4.12) численными методами с помощью ЭВМ, можно найти нужный набор значений W_n', z_n'. По существу, описанный метод сводится к коррекции «временной» выборки, так как

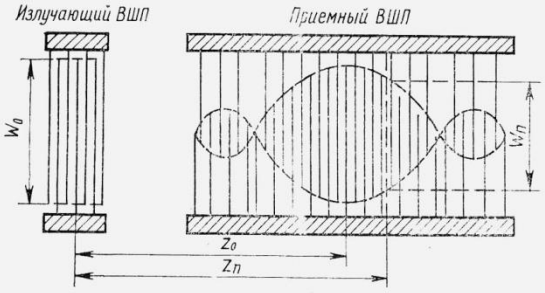


Рис. 15. Топология простейшего фильтра, состоящего из аподизованного и неаподизованного преобразователей

отношение интегралов в формуле (4.12) равно по абсолютной величине коэффициенту a_n нормированной импульсной характеристики, реализуемому n-й парой штырей с апертурой W_n, с учетом дифракции.

Основным достоинством описанного метода расчета является его относительная простота. Действительно, при расчетах комплексная амплитуда акустического сигнала для большей части используемых материалов может быть определена с помощью приближенного параболического метода и итерационная процедура нахождения корней уравнения (4.12) сходится достаточно быстро.

Однако метод временной выборки обладает рядом недостатком [42]. Прежде всего, расчет ведется только для одной частоты, обычно центральной, и, поскольку дифракционное поле зависит от частоты, одновременная компенсация дифракционных искажений в широком диапазоне частот невозможна. Кроме того, не учитывается конечная протяженность неаподизованного преобразователя.

Несмотря на указанные недостатки, метод коррекции временнóй выборки в ряде случаев позволяет значительно улучшить выходные параметры устройства. Так как фазовая коррекция связана с определенными технологическими трудностями и не всегда возможна, особенно для высокочастотных устройств с узкими электродами ВШП, то чаще всего ограничиваются амплитудной коррекцией (изменением перекрытий отдельных пар штырей). С внедрением новых методов изготовления встречно-штыревых структур с использованием прецизионных фотонаборных и электронно-лучевых установок становится возможной и фазовая коррекция топологии ВШП. В преобразователях с прореживанием

электродов можно осуществить фазовую коррекцию для отдельных секций электродов [43].

4.3. Методы компенсации дифракционных искажений в широкой полосе частот

Дальнейшее развитие методов компенсации дифракционных искажений связано с появлением работ, посвященных расчету частотных характеристик устройств на ПАВ с учетом дифракции. Автор работы [13] предложил метод суперпозиции парных эхо-сигналов для учета конечной протяженности обоих преобразователей устройства. Дифракционные искажения АЧХ при этом учитываются с помощью коэффициентов, зависящих от частоты. Однако в работе не приводится аналитических выражений для расчета этих коэффициентов. Кроме того, автор ограничился рассмотрением лишь простой структуры устройства, состоящей из двух неаподизованных преобразователей.

«Быстрый» численный метод расчета АЧХ простейшего фильтра (рис. 15) с учетом дифракции был разработан автором [42]. Учет конечной протяженности неаподизованного преобразователя осуществляется дополнительным суммированием сигналов по всем электродам этого преобразователя, что стало возможным благодаря замене численного интегрирования аналитическим при вычислении интегралов Френеля. Среднее время вычислений, необходимое для получения результатов удовлетворительной точности, сократилось в 20—50 раз по сравнению с непосредственным интегрированием. Коэффициенты полиномов для расчета интегралов Френеля приведены в работе [43].

Дальнейшему сокращению времени расчетов АЧХ фильтра с учетом дифракции посвящены работы [44, 45]. В [44] скорость вычисления АЧХ фильтра предлагается увеличить, беря интегралы Френеля второго порядка по частям. Дальнейшее сокращение времени вычисления может быть достигнуто за счет использования «быстрых» алгоритмов вычисления интегралов Френеля.

Эффективный метод моделирования работы устройств на ПАВ с учетом дифракции предлагается в [45]. Скорость вычислений и точность метода повышаются за счет использования интерполяционной формулы, выведенной на основании теоремы выборок.

С появлением перечисленных работ стало возможным создание точного метода расчета дифракционных искажений АЧХ устройства на ПАВ в широкой полосе частот. Такая методика была разработана в [46]. Согласно используемой модели трансверсального фильтра каждую из N пар электродов ВШП можно считать отдельным отводом и охарактеризовать сигнал, детектируемый этим отводом, амплитудой a_n и временны́м отсчетом t_n $(n=1...N)$, причем амплитуда a_n пропорциональна соответствующему коэффициенту импульсной характеристики $h(t_n)$ преобразователя.

Метод основан на сравнении импульсных характеристик фильтра с учетом и без учета дифракции, однако в отличие от метода временно́й выборки обе характеристики соответствуют не бесконечной АЧХ, а ограниченной интервалом частот от 0 до $2\omega_0$ (ω_0 — центральная частота). АЧХ фильтра с учетом дифракции для заданного набора (a_n, t_n) рассчитывается с помощью «быстрых» методов, описанных выше.

Алгоритм расчета включает в себя следующие операции [46]:

по модели δ-источников рассчитывается идеальная импульсная характеристика $h^I(t_n)$, соответствующая заданной АЧХ фильтра;

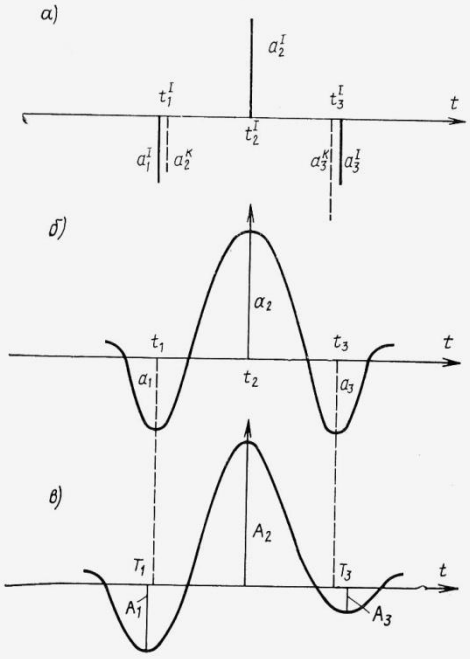
амплитуды и временны́е отсчеты отводов, соответствующих δ-источникам, описываются набором значений (a_n^I, t_n^I) (рис. 16,*а*);

рассчитывается импульсная характеристика фильтра $h(t_n)$ без учета дифракции. Для этого сначала находится АЧХ фильтра $A^I(\omega)$, соот-

ветствующая идеальной импульсной характеристике $h^I(t_n)$ конечной длительности, причем $A^I(\omega)=0$, если $\omega>2\omega_0$. Затем с помощью обратного преобразования Фурье рассчитывается импульсная характеристика для найденной ограниченной АЧХ (авторы работы [46] предлагают с целью ускорения вычислений применить алгоритм быстрого преобразования Фурье). При этом частота свертки выбирается в m раз большей, чем ω_0, с тем, чтобы уменьшить в такое же число раз временны́е интервалы между отсчетами импульсной характеристики;

с помощью метода наименьших квадратов по трем точкам вблизи каждого экстремума импульсной характеристики находятся амплитуды a_n и временны́е координаты t_n отсчетов (рис. 16,*б*).

За исходный набор корректируемых характеристик отводов $(a_n^k,\ t_n^k)$ принимается набор $(a_n^I,\ t_n^I)$, соответствующий амплитудам и времен-



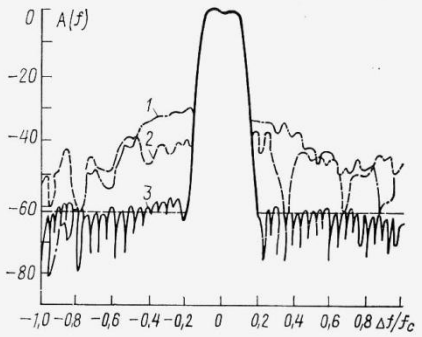


Рис. 17. АЧХ фильтра:

1 — до компенсации дифракции; *2* — после коррекции топологии по методу временной выборки; *3* — после коррекции по методу компенсации дифракции в широкой полосе частот

Рис. 16. Изменение импульсных характеристик фильтра в процессе коррекции его топологии

(*а* — идеальный фильтр; *б* — после ограничения АЧХ; *в* — после учета дифракции)

ны́м отсчетам идеальной импульсной характеристики. Для него с помощью «быстрых» методов находится АЧХ фильтра с учетом дифракции $A^D(\omega)$, причем $A^D(\omega)=0$, если $\omega>2\omega_0$.

По найденной АЧХ, заданной в интервале частот $0—2\omega_0$, с помощью дискретного преобразования Фурье определяется импульсная характеристика $h^D(t_n)$ с учетом дифракции. Для каждого полупериода вычисляется не менее трех значений h^D, а затем по методу наименьших квадратов находятся амплитуда A_n и временно́й отсчет T_n n-го отвода, как характеристики максимального значения h^D для этого полупериода.

Следующая операция состоит в сравнении наборов значений (a^n, t^n) и $(A_n,\ T_n)$. В случае их несовпадения проводится коррекция старых значений $(a_n^k,\ t_n^k)$ и вычисляются новые по формулам

$$(a_n^k)_{\text{нов}} = M\,\frac{a_n}{A_n}\,(a_n^k)_{\text{стар}},$$

$$(n = 1, \ldots N)$$

$$(t_n^k)_{\text{нов}} = (t_n - T_n) + (t_n^k)_{\text{стар}},$$

где M — масштабный коэффициент, который выбирается из условия заданной максимальной амплитуды $(a_n^k)_{\max}$.

После коррекции для отводов с характеристиками (a_n^k, t_n^k) вновь вычисляется ограниченная по частоте АЧХ с учетом дифракции и находятся новые значения (A_n, T_n), которые опять сравниваются с (a_n, t_n) и т. д.

Итерационный процесс коррекции считается законченным, если выполняются условия $(a_n - A_n) < \varepsilon_a$ и $(t_n - T_n) < \varepsilon_\tau$ (где ε_a и ε_τ — заданные малые числа), либо если дальнейшие итерации не приводят к изменению a_n^k и t_n^k.

На рис. 17 представлены АЧХ фильтра, полученные с учетом дифракции до проведения коррекции, после коррекции по методу временно́й выборки и после коррекции по описанной выше методике. Из сравнения характеристик видно, что метод компенсации дифракционных искажений в широкой полосе частот намного эффективнее метода временно́й выборки и позволяет существенно повысить избирательность устройства на ПАВ.

Авторами [47] было предложено несколько модификаций описанного выше метода, которые позволяют уменьшить время вычислений без потери в точности полученных результатов.

Первая модификация использует для ускорения сходимости итерационной процедуры матричный аппарат и рекомендуется авторами [47] для расчета целого ряда одинаковых устройств, отличающихся лишь величиной максимальной апертуры.

Вторая модификация, получившая название метода эффективных отводов, отличается от основного метода тем, что при вычислении коэффициентов импульсной характеристики $h^D(t_n)$, соответствующей АЧХ с учетом дифракции $A^D(\omega)$, для каждого полупериода вычисляется всего одно значение $h^D(t_n)$, которое является комплексным [47]:

$$h^D(t_n) = h^D_{Re}(t_n) + \mathrm{i}\, h^D_{Im}(t_n). \tag{4.13}$$

Амплитуда и положение максимума определяются по формулам

$$A_n = \sqrt{(h^D_{Re})^2 + (h^D_{Im})^2};$$

$$I_n = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}\left(-\frac{h_{In}}{h_{Re}}\right)\frac{\lambda}{2}.$$

Полученный набор (A_n, T_n) характеризует «эффективные отводы», которые без учета дифракции дают ту же АЧХ, что и реальные отводы с учетом дифракции.

Во всех описанных выше методах предполагается одновременное осуществление как амплитудной, так и фазовой коррекции. В противном случае итерационная процедура не сходится [47]. Однако ошибки при фазовой коррекции, вызванные несовершенством технологии, составляют не менее 10 %. Поэтому с точки зрения практического использования наиболее удобным является метод компенсации дифракционных искажений, предложенный в [47, 48] для структур с «расщепленными электродами» [2]. Каждый комплексный сигнал (4.13) в такой структуре реализуется с помощью двух отводов, сдвинутых на $\lambda/4$ друг относительно друга. При этом амплитудная коррекция может осуществляться изменением величины $A_n = |h_n^D|$, а фазовая — изменением отношения $h^D_{Re}(t_n)/h^D_{Im}(t_n)$. Экспериментальная проверка этого метода для фильтров промежуточной частоты телевизионных приемников дала хорошие результаты [48].

На рис. 18 приведены кривые, показывающие для различных методов отклонение рассчитанной АЧХ от заданной при увеличении количества итераций. Наилучшую сходимость дают метод компенсации дифракции в широкой полосе частот с применением матричного аппа-

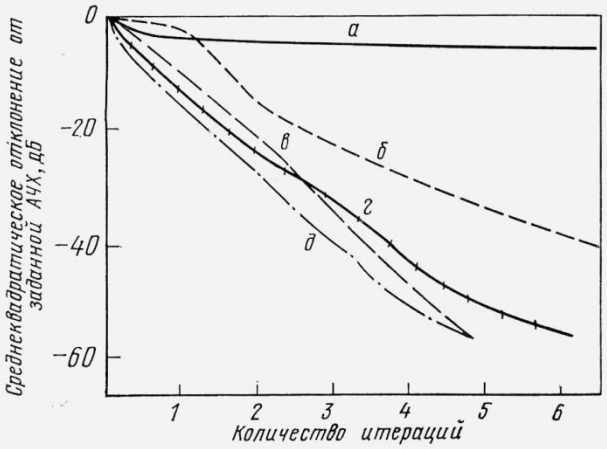


Рис. 18. Сравнение методов компенсации дифракционных искажений АЧХ в широкой полосе частот:

а — метод предыскажений; *б* — основной метод; *в* — метод «эффективных отводов»; *г* — метод для «расщепленных» электродов; *д* — модификация основного метода с применением матричного аппарата

рата и метод компенсации дифракции в структурах с расщепленными электродами. Верхняя кривая на рис. 18 относится к методу предыскажений [47], основанному на введении в заданную АЧХ искажений, компенсирующих влияние дифракции (т. е. на частотах, на которых дифракция приводит к повышению уровня АЧХ, при расчете задается «провал», а при понижении уровня АЧХ за счет дифракции задается «подъем»).

Общие методы компенсации дифракционных искажений авторами [49] и [50] были применены к расчету фильтров с многополосковыми ответвителями и для устройств с двумя протяженными преобразователями.

Влияние дифракционных искажений на выходные параметры устройств на ПАВ можно уменьшить, сочетая расчетно-аналитические методы с конструктивными. Например, в работе [51] описана конструкция фильтра ПАВ с высокой избирательностью, состоящая из двух преобразователей, в одном из которых весовая обработка сигнала осуществляется изменением перекрытий электродов, а в другом — селективным удалением. Коррекция топологии аподизованного ВШП проводится по методу временно́й выборки.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

5.1. Метод электростатического зондирования

Для целей проектирования высококачественных устройств обработки сигналов на ПАВ важен не только теоретический расчет дифракционных акустических полей, но и их качественная и количественная экспериментальная оценка. Практическое значение экспериментальных методов существенно возрастает при исследовании новых пьезоматериалов, оригинальных конструкций преобразователей ПАВ, а также сложных структур устройств.

Одним из наиболее простых методов измерений характеристик бегущих и стоячих ПАВ является электростатический [52]. Электростатический метод основан на взаимодействии высокочастотного и электрического поля, «сопровождающего» ПАВ при распространении в пьезоэлектрике, с металлическим зондом (рис. 19). Хотя для реализации электростатической связи не требуется непосредственного механического

контакта зонда с поверхностью пьезоэлектрика, но для повышения стабильности измерений и улучшения повторяемости результатов, обычно зонд прижимается к исследуемому объекту с усилием 0,2—1,0 г.

Электрическое поле ПАВ наводит на зонде заряд, величина которого [52]

$$Q_n = \iint_S \bar{D}\bar{n}ds, \qquad (5.1)$$

где $\bar{n}$ — единичный вектор, перпендикулярный поверхности зонда; S—площадь рабочей поверхности зонда; ds — элементарная площадка этой поверхности; D — вектор индукции электрического поля, связанного с распространением ПАВ.

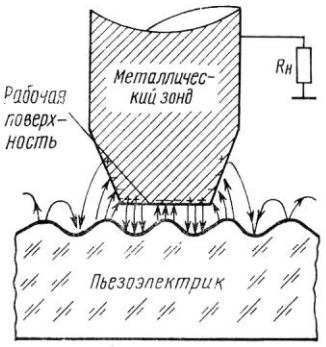


Рис. 19. Конструкция стержневого электростатического зонда и распределение электрического поля при измерении

При распространении ПАВ под рабочей поверхностью зонда величина наведенного заряда будет изменяться, а результирующий ток вызывать рассеяние мощности на нагрузке $R_н$ (рис. 19).

В квазистатическом приближении среднее значение рассеянной мощности

$$P = \frac{1}{2} R_H \left| \frac{dQ_п}{dt} \right|^2 = \frac{R_H}{2} \iint_S \frac{dD}{dt} \bar{n}ds. \qquad (5.2)$$

Считая, что заряд наводится только на плоской рабочей поверхности зонда, принимая электрическое поле на этой поверхности синусоидальным и исходя из предположения бесконечно большого радиуса r зонда, можно найти относительные потери мощности на границе зонд — пьезоэлектрик:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{2R_H\omega}{W} [c\pi r v_s J_1(kr)]^2, \qquad (5.3)$$

где P_0 — полная мощность акустического излучения; W — апертура излучения; k — величина волнового вектора; ω — циклическая частота; $J_1(kr)$ — функция Бесселя первого рода; c — константа, зависящая от среза кристалла и направления распространения ПАВ. Для YZ-среза $LiNbO_3$, например, отношение P/P_0 составляет 60—70 дБ при $R_н = 50$ Ом [48].

Известно несколько конструкций электростатических зондов. В работе [53] описан зонд для измерения только амплитуд распространяющихся ПАВ. Зонд представляет собой вольфрамовый стержень диаметром в несколько десятков микрон, прижимаемый к исследуемой поверхности пьезоэлектрика за счет усилия изогнутого гибкого проводника и позволяющий получить воспроизводимость измеренных амплитуд ПАВ около 0,5 дБ.

В [52] описана измерительная система с использованием вольфрамового зонда в виде стержня при диаметре рабочей поверхности около 20 мкм с закрепленным на конце уравновешивающим рычагом. Использование уравновешивающего рычага позволяет обеспечить стабильную величину давления зонда на исследуемую поверхность ($\sim$0,5 г). Наличие в измерительной системе фазочувствительного детектора (рис. 20), а также автоматического микрометрического привода обеспечивает воспроизводимость амплитудных измерений с точностью 1,0 дБ на частоте 170 МГц при точности установки зонда по осям X и Y около 2,5 мкм и разрешении по фазе $\pm 6°$.

Рассмотренные электростатические стержневые зонды позволяют измерять амплитуду и фазу ПАВ только в одной точке дифракционного

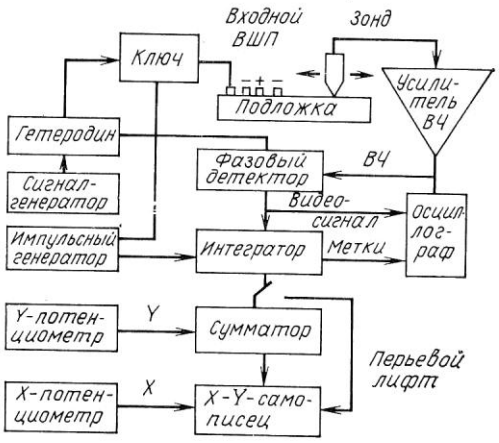


Рис. 20. Схема системы для измерения амплитуды и фазы ПАВ

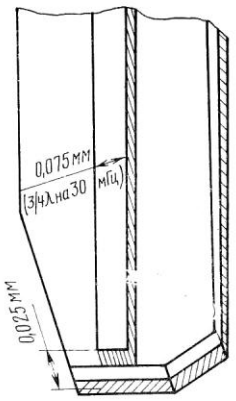


Рис. 21. Конструкция микрополоскового зонда

поля. В некоторых расчетах дифракционных полей [54] реальный излучатель заменяется бесконечным числом точечных источников, а амплитуда в какой-либо точке поля определяется суммированием по всем точечным источникам излучателя. В этом случае представляет интерес сравнение расчетов с результатами измерения акустического поля, полученными с помощью зонда, аналогичного ВШП с одной парой электродов и размещенного вблизи поверхности пьезоэлектрика перпендикулярно направлению распространения ПАВ. Измеренная амплитуда волны будет фактически амплитудой пучка ПАВ со слабым искажением за счет характеристики зонда.

Подобный электростатический зонд, имеющий микрополосковую конструкцию, показан на рис. 21 [54]. Этот зонд на частоте 30 МГц имеет разрешение вдоль оси пучка ПАВ около 25 мкм, а перпендикулярно этой оси — 75 мкм. Микрополосковый зонд, как и ранее описанный стержневой, закреплен на уравновешивающем рычаге. Измерительная система, использующая такой зонд, обладает динамическим диапазоном свыше 40 дБ и в случае применения низкочастотного анализатора спектра позволяет измерять амплитуду и фазу ПАВ в условиях незатухающих колебаний. Микрометрический привод и перьевые самописцы обеспечивают измерение поперечных профилей пучка ПАВ со скоростью около 23 мм в мин.

К недостаткам электростатических зондов относятся невозможность их использования для исследований непьезоэлектрических сред, а также низкая разрешающая способность (табл. 2), ограниченная размером рабочей поверхности зонда. Кроме того, электростатические зонды при механическом контакте вызывают дополнительное возмущение исследуемой поверхности и не позволяют проводить точных измерений вблизи излучающих или приемных преобразователей из-за сильной электромагнитной наводки.

Большинства указанных недостатков лишены оптические методы.

5.2. Методы оптического зондирования

Методы оптического зондирования основаны на явлении дифракции света при его взаимодействии с ПАВ [55, 56]. При распространении ПАВ по подложке вследствие эффекта фотоупругости возникает периодическое изменение диэлектрической проницаемости и показателя преломления. Волнообразное искривление поверхности и периодические

Таблица 2

Основные характеристики методов исследования дифракционных акустических полей

Методы	Достоинства	Возможность измерения фазы	Недостатки	Минимальная измеряемая амплитуда ПАВ, А°	Предельная частота исследуемых ПАВ, МГц	Пространственная разрешающая способность, мкм
I. Электростатические	Простота	+	Невозможность измерений вблизи и внутри ВШП; вносит паразитное возмущение в измеряемую среду	—	150—200	10—20
II. Оптические						
а) прямой	Простота, возможность измерений высокочастотных ПАВ	—	Малая интенсивность дифракции	10^{-1}	200—300	20—50
б) гетеродинный	Высокая чувствительность	+	Сложность фильтрации на низких частотах	10^{-2}	800—1000	2—5
в) гомодинный	Высокая чувствительность, возможность фазовых измерений	+	Сложность электронного оборудования	10^{-3}	400—500	2—5
г) «ножевой» диафрагмы	Простота	—	Ограничения по частоте	10^{-1}	100—200	20—50
д) интерференционный	Высокая чувствительность	—	Необходимо стабилизирующее оборудование	10^{-3}	200—300	—
III. Голографический	Возможность получения интегральной картины	—	Сложность оптического оборудования	10^{-1}	200—300	—
IV. Электронно-лучевой	Высокая пространственная разрешающая способность, широкий частотный диапазон, универсальность	—	Сложность оборудования	—	$(8—10)\cdot 10^3$	0,1—0,5
V. Рентгеновский	Возможность получения усредненной во времени картины	—	Сложность расшифровки	1—2	—	—

колебания показателя преломления создают движущуюся дифракционную фазовую решетку, рассеивающую падающий на нее лазерный луч [55, 57]. При отражении монохроматического светового пучка с частотой Ω_c от возмущенной поверхности помимо основного возникают пучки отклоненного (дифрагированного) света, характеристики которых — направление в пространстве, поляризация и интенсивность зависят от параметров акустического поля (длины волны, интенсивности ПАВ и т. д.), а также от угла θ_0, под которым падает свет на подложку, и соотношения между длинами волн акустической λ_s, световой λ_c и диаметром d светового луча.

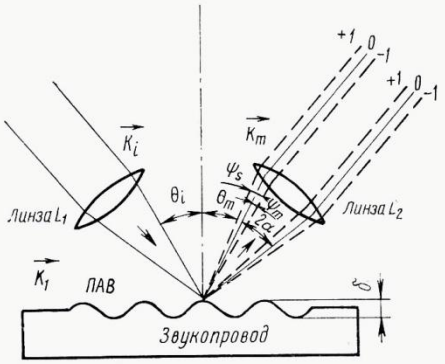


Рис. 22. Дифракция луча света на распространяющихся ПАВ

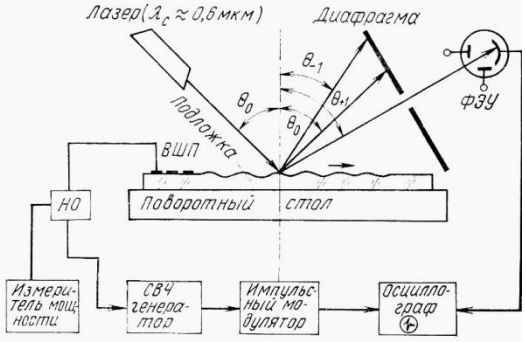


Рис. 23. Схема установки для прямого оптического зондирования ПАВ

Измеряя характеристики непосредственно отраженного светового луча или луча света, полученного при смешивании основного отраженного и опорного пучков, можно извлечь информацию об амплитуде и фазе ПАВ. В зависимости от способов обработки дифрагированного светового луча оптические методы зондирования ПАВ можно условно разделить на три класса: прямые, гетеродинные и интерференционные.

В прямом методе используется взаимодействие сфокусированного светового луча, диаметр d которого много больше λ_c и сравним с длиной λ_s акустической волны. При этом падающий луч (рис. 22) дифрагирует на много порядков с угловым распределением [57]

$$\sin\theta_m = \sin\theta_0 \pm m(\lambda_s/\lambda_c), \quad m = 0,\ 1,\ 2\ldots \tag{5.4}$$

Интенсивность I_m дифрагированного света m-го порядка, нормированная на интенсивность I_0 дифрагированного света нулевого порядка, при заданной частоте ω ПАВ определяется как

$$\frac{I_m}{I_0} = \frac{1}{(m!)^2}[AP(\omega_0)]^2, \quad m = 0, 1, 2, 3\ldots,$$

где A — коэффициент пропорциональности, зависящий от акустических и оптических констант подложки; $P(\omega_0)$ — акустическая мощность на основной частоте. Интенсивность света порядков выше первого мала, и ими обычно пренебрегают. Угол расхождения между световыми лучами, соответствующими соседним дифракционным порядкам, $\nu = \lambda_s/\lambda_c$ и составляет обычно $(0{,}1—0{,}5)\cdot 10^{-2}$ рад [58].

Когда диаметр d сфокусированного зондирующего оптического луча значительно меньше длины λ_s исследуемой ПАВ, эффект разделения дифракционных порядков, производимый акустической волной, ослабевает и с увеличением λ_s стремится к нулю. В этом случае влияние ПАВ заключается в основном в фазовой модуляции оптического луча, а наклон луча и его фокусировка оказывают пренебрежимо малое влияние. Величина фазовой модуляции пропорциональна удвоенному произведению модуля вектора оптической волны на амплитуду акустической деформации [58].

Система регистрации при использовании метода прямого оптического зондирования может быть визуальной, фотографической или фотоэлектронной. Например, располагая фотодетектор под углом, соответствующим направлению максимума одного из боковых лепестков дифрагированного луча, получаем простое устройство для исследования параметров ПАВ (рис. 23).

Недостатком прямого метода оптического зондирования является невозможность измерения фазового распределения ПАВ, а также малая

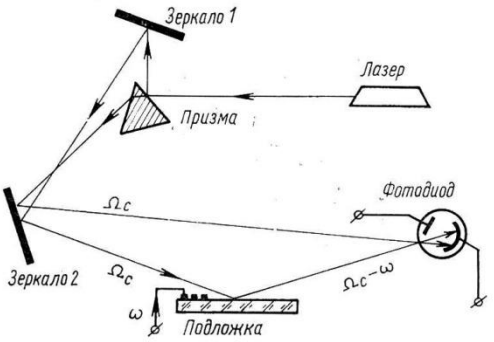


Рис. 24. Схема измерений по собственно гетеродинному методу

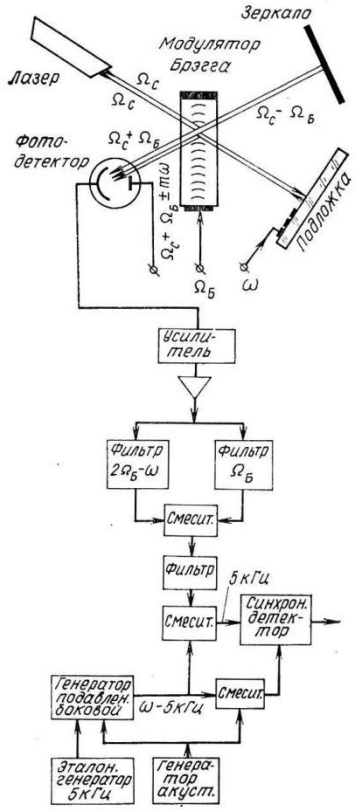


Рис. 25. Схема одного из вариантов измерений по гомодинному методу

интенсивность дифрагированного света (например, $I_m/I_0 \approx 1 \cdot 10^{-4}$ для ниобата лития и $I_m/I_0 \approx 1 \cdot 10^{-7}$ для кварца).

Гетеродинные методы основаны на интерференции дифрагированного на ПАВ и опорного лучей света. Полученный сигнал обычно регистрируется фотодетекторами с квадратичной характеристикой.

В собственно гетеродинном методе [55] дифракционные порядки распределяются в пространстве и совмещаются с опорным лучом, выделяемым чаще всего из падающего светового луча с помощью призмы (рис. 24). Для осуществления оптического гетеродинирования дифрагированный и опорный лучи должны быть строго коллинеарны. В результате эффекта Доплера при рассеянии на движущейся решетке возникает сдвиг дифрагированного света. Для m-го дифрагированного порядка частота света $\Omega_m = \Omega_c \pm m\omega$ (где Ω_c — частота падающего света; ω — частота ПАВ). Сигнал биений, регистрируемый фотодетектором, усиливается и подается на спектроанализатор.

При гомодинном методе [59] с целью повышения чувствительности измерительной системы дополнительный частотный сдвиг создается за счет использования модулятора Брэгга [60]. В этом случае на фотодетекторе смешиваются опорный, дифрагированный на ПАВ и зеркально отраженный лучи, имеющие соответственно частоты $\Omega_{оп} = \Omega_c + \Omega_б$, $\Omega_{диф} = \Omega_c + \omega + \Omega_б$ и $\Omega_{отр} = \Omega_c - \Omega_б$. Частота результирующего сигнала на фотодетекторе не зависит от длины оптического пути. Отфильтрованные сигналы с частотами $2\Omega_б$ и $2\Omega_б + \omega$ смешиваются и подаются на синхронный детектор совместно с эталонным сигналом 5 кГц (рис. 25). Амплитуда полученного электрического сигнала на выходе синхронного детектора пропорциональна амплитуде оптического сигнала на фотодетекторе.

Гомодинный метод не чувствителен к длине пути луча света и позволяет измерять не только амплитуду, но и фазу акустического поля [59] (табл. 2).

Следующей разновидностью гетеродинных методов является метод ножевой диафрагмы [61], в котором для выделения первого порядка дифрагированного на ПАВ светового луча используется нож (узкое ножевое лезвие — рис. 26). Здесь кромка ножевой диафрагмы преобразует перемещение луча, вызванное ПАВ, в модуляцию света

по интенсивности. В результате сигнал на входе фотодетектора будет прямо пропорционален мощности $P(\Omega_c)$ падающего луча и амплитуде колебаний в плоскости ножа, но обратно пропорционален размеру светового пятна на этой плоскости. Точность метода ножевой диафрагмы невысока и составляет обычно (0,1—0,5) Å (см. табл. 2). Поэтому применяются различные модификации этого метода.

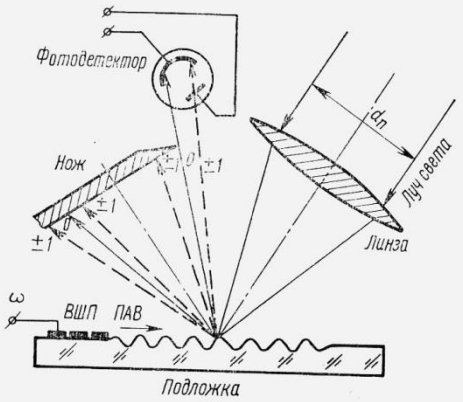


Рис. 26. Схема измерений по методу ножевой диафрагмы

Интерференционные методы оптического зондирования основаны на использовании интерферометра Майкельсона, состоящего из источника света, пластины для расщепления луча, опорного и сигнального зеркал. Такая система позволяет измерять амплитуду ПАВ при соответствующем изменении базы интерферометра.

В другой разновидности интерферометрического метода для осуществления узкополосной фильтрации одного из порядков дифрагированного на ПАВ света используется резонатор Фабри — Перо [62] (рис. 27). Такая система позволяет измерять амплитуды ПАВ вплоть до 10^{-3} Å.

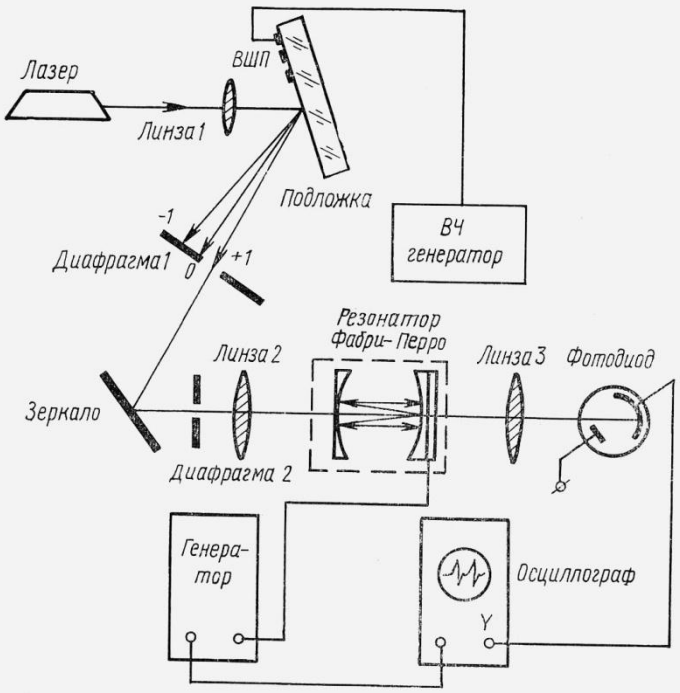


Рис. 27. Схема интерференционной установки с резонатором Фабри—Перо

Из сравнения методов оптического зондирования с электростатическими можно сделать вывод, что основным их преимуществом является практически полное отсутствие паразитных возмущений исследуемой среды. При этом оптические методы позволяют измерять профиль ПАВ как в удалении от ВШП, так и вблизи него. Помимо профиля ПАВ

возможно также определение ее скорости, а для резонаторов — коэффициента стоячей волны, но из оптических методов лишь гомодинный позволяет измерять как амплитуду, так и фазу ПАВ.

Что касается частотного диапазона, то в известных установках оптического зондирования для исследования устройств на ПАВ собственно гетеродинный метод был использован на частотах около 400 МГц [58]. На таких частотах даже при диаметре сфокусированного луча порядка 1 мкм реализуется предельная разрешающая способность, близкая к теоретическому пределу. С целью исследования более высококачественных устройств на ПАВ необходимо переходить на более короткие оптические волны (в голубую и ультрафиолетовую части спектра). Следует также отметить, что гетеродинные зонды ножевого типа используются на частотах, вдвое больших максимальной частоты (при идентичной оптике) зондов с модулятором Брэгга. В результате с помощью гетеродинных оптических методов возможно измерение акустических полей на частотах до 1 ГГц (табл. 2).

Однако пространственное разрешение оптических методов ограничивается фокусирующей способностью оптического зонда.

5.3. Электронно-лучевой метод измерений

Существенно повысить разрешающую способность измерительной системы позволяет использование в качестве зонда сканирующего электронного луча, фокусировка которого до диаметра 0,1—0,5 мкм дает возможность исследовать ПАВ во всем освоенном частотном диапазоне вплоть до 8 ГГц [63, 64]. При этом изображение дифракционного поля ПАВ формируется в результате взаимодействия электронов вторичной эмиссии, полученных при облучении исследуемого объекта в растровом электронном микроскопе, с электромагнитным полем, сопровождающим акустическую волну, распространяющуюся в пьезоэлектрической среде.

Вследствие механической деформации пьезоэлектрика, вызванной распространяющейся ПАВ, вблизи поверхности возникает электромагнитное поле. В кварце *ST*-среза и ниобате лития *YZ*-среза основную часть электромагнитного поля формирует компонента поперечного поля, параллельная поверхности. Эта компонента синфазна по отношению к поперечной механической деформации для кварца и противофазна для ниобата лития. Результирующая разность потенциалов, соответствующих гребню и следующей впадине акустической волны, составляет несколько вольт и зависит от приложенной мощности. В случае стоячих волн, например в резонаторах ПАВ, указанная разность потенциалов удваивается [63].

Контрастное изображение в растровом электронном микроскопе формируется вторичными электронами, которые излучаются с косинусоидальным распределением. В отсутствие ПАВ в исследуемой среде число вторичных электронов, достигающих детектора микроскопа, приблизительно равно числу первичных электронов после уравновешивания измерительной системы со стабилизированным коллектором. В случае распространения ПАВ в диэлектрической среде на поверхности последней может образоваться постоянный заряд, который зависит от коэффициента вторичной эмиссии и может привести к экранировке вторичных электронов.

При распространении ПАВ в пьезоэлектрике сопровождающее ее электромагнитное поле модулирует поток вторичных электронов, и равновесие в измерительной системе нарушается. В этом состоянии контраст изображения в микроскопе будет появляться в соответствии с изменением потенциала электромагнитного поля, связанного с распространением ПАВ, и вызываемым им изменением коллекторного тока.

В формировании изображения участвуют две составляющие электромагнитного поля [65]. Одна из них — контраст поля вызвана компонентой полного поля, параллельной поверхности, а другая — контраст потенциала обусловлена более сильным ускорением вторичных электронов, излученных в пучностях поля по направлению к коллектору с фиксированным потенциалом модулятора. Как в кварце, так и в ниобате лития обе составляющие складываются, обеспечивая повышенное значение коллекторного тока или яркий контраст изображения микроскопа, соответствующий потенциальному максимуму.

В большинстве случаев для визуализации бегущих ПАВ необходим описанный стробоскопический режим работы микроскопа [63]. Однако возможно использование и автостробоскопического режима, когда электромагнитное поле воздействует на медленную компоненту вторичных электронов и синхронно с ПАВ управляет их детектированием коллектором растрового микроскопа.

Применение растрового электронного микроскопа позволяет измерять такие характеристики бегущих и стоячих ПАВ при исследовании дифракционных полей, как относительные амплитуда и фаза, скорость распространения, величина и фаза коэффициента отражения от неоднородностей и т. д. [63, 66]. По сравнению с более быстрыми электростатическим и оптическим методами зондирование электронным лучом имеет высокое разрешение (табл. 2) и позволяет точно воспроизвести топографическое положение зонда.

5.4. Голографический метод визуализации ПАВ

Все рассмотренные выше методы (электростатические, оптические, электронно-лучевые) позволяют исследовать дифракционные акустические поля только в процессе последовательного измерения ПАВ в отдельных точках. Однако в ряде случаев требуется оценить всю картину акустического поля одновременно, например, при изучении изменения характера дифракционных искажений в случае применения сложных конструкций ВШП или устройств на ПАВ в целом, а также при исследовании фокусируемых, отраженных или взаимодействующих пучков ПАВ. Для получения такой интегральной картины акустических полей возможно использование голографических и рентгеновских методов.

Сущность голографического метода состоит в получении объемного изображения исследуемого объекта с помощью интерференции опорного и дифрагированного на ПАВ световых лучей. Схема одной из разновидностей голографического метода (с частотным сдвигом) показана на рис. 28 [67]. Плоский когерентный пучок света с частотой Ω_c падает

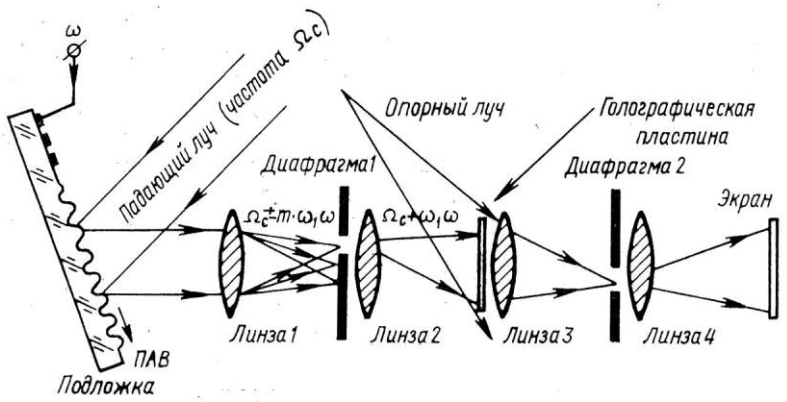


Рис. 28. Оптическая система для записи и восстановления голограмм с частотным сдвигом

на подложку, по которой распространяется ПАВ с частотой ω. Линза *1* собирает отраженный свет и отображает картину дифракции, созданную ПАВ, в задней фокальной плоскости, где происходит оптическая фильтрация. В этой плоскости размещена диафрагма, пропускающая дифрагированный свет только первого порядка, частота которого сдвинута на ω. Линза *2* отображает объект на голографической пластине. Частота опорного луча также сдвигается на величину ω с помощью акустооптического модулятора. Затем голографическая пластина проявляется и облучается одним опорным лучом единичной амплитуды. Действительное изображение, восстановленное из голограммы, повторно отображается линзой *3*. В месте действительного изображения диафрагмы *1* помещается диафрагма *2*. Линза *4* отображает ПАВ на экран, где можно наблюдать интегральную картину распространения акустических волн в широкой области исследуемого объекта.

Голографический метод с частотным сдвигом достаточно чувствителен и позволяет регистрировать ПАВ с амплитудой около (0,1—0,2) А°. Кроме того, возможно получение качественных изображений акустических полей в присутствии сильных некогерентных шумов, например многократных голографических записей в плоскости изображения.

Недостатком метода является невозможность фазовых измерений (табл. 2).

5.5. Метод рентгенотопограмм

Для визуализации ПАВ применяется также рентгеновский пучок, падающий на поверхность подложки под малым углом ($\sim$10—20°). Поскольку длина волн рентгеновского излучения составляет $\lambda_p =$ $=$0,06—20 А°, т. е. гораздо короче, чем у обычно используемого светового пучка с $\lambda_c \approx 6000$ А°, характер дифракции рентгеновских лучей при прохождении их через кристаллы иной. При падении электромагнитной рентгеновской волны атомы кристалла создают вторичные волны той же частоты, взаимодействующие с первичными. Если кристалл находится в отражающем положении, возникает также эффект образования из каждой элементарной частицы кристалла рассеянных сферических волн не только под действием первичного рентгеновского пучка, но и под действием сферических волн, излучаемых всеми остальными частицами. Вторичные рассеянные волны образуются за счет энергии первичного пучка, причем при сложении они достигают амплитуды, сравнимой с амплитудой первичного пучка. Фаза же суммарной вторичной волны в кристалле противоположна фазе первичного пучка, поэтому в направлении падающего пучка его амплитуда уменьшается. В совершенных монокристаллах наблюдается низкая интенсивность рассеяния падающего пучка.

Если структура кристалла нарушена в результате образования дефектов, например дислокаций, или возмущена, например распространяющейся ПАВ, фазовые соотношения между вторичными волнами от отдельных атомов изменяются, что приводит к уменьшению амплитуды суммарной вторичной волны и увеличению амплитуды результирующей отраженной от кристалла волны [68]. Увеличение или ослабление интенсивности отраженного рентгеновского пучка регистрируется на фотопленке (рис. 29).

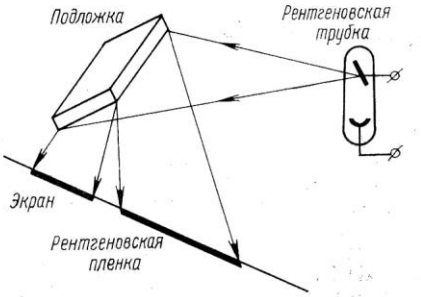


Рис. 29. Визуализация ПАВ с помощью отраженного рентгеновского луча

Рентгенограмма отражает усредненную за время экспозиции ин-

тегральную картину распределения смещений на поверхности кристалла, которую образуют, кроме распространяющейся ПАВ еще и ПАВ, отраженные от краев подложки, объемные волны, дефекты кристалла вблизи поверхности и т. д. Поэтому расшифровка рентгенограмм и количественная оценка по ним характеристик ПАВ затруднена.

Таким образом, из приведенного анализа можно сделать вывод, что для точного измерения амплитудных, фазовых и других характеристик акустических полей из разработанных методов больше всего подходит оптический гомодинный метод. Перспективным, особенно для исследований высокочастотных устройств на ПАВ, является метод электронно-лучевого зондирования.

Для получения интегральной картины дифракционного поля бегущих и стоячих ПАВ возможно использование голографического метода.

Основные характеристики рассмотренных методов исследования ПАВ приведены в табл. 2. Предельные значения характеристик соответствуют известным экспериментальным установкам, описанным в упомянутых источниках.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дифракция ПАВ, связанная с ограниченным размером апертуры встречно-штыревого преобразователя, приводит к существенному ухудшению выходных параметров устройств обработки сигналов: увеличивается вносимое затухание в полосе пропускания, уменьшается затухание в полосе заграждения, особенно на высоких частотах, а также ухудшается режекция в полюсах передаточных функций устройств, увеличивается уровень боковых лепестков сжатых импульсных сигналов и длительность этих сигналов, появляются ложные сигналы [10—20].

Наиболее простым методом расчета дифракционных полей является параболический. Метод углового спектра плоских волн более универсален, но менее удобен для практических вычислений. В некоторых случаях наиболее эффективным оказывается метод функций Грина. Дифракционные искажения в устройствах на ПАВ можно уменьшить за счет выбора соответствующих материалов подложек. Дальнейшего уменьшения влияния дифракции на выходные параметры устройств на ПАВ можно добиться при использовании преобразователей со «взвешиванием» периода электродов, их селективным удалением или внешним емкостным взвешиванием [4, 20—26].

Поскольку дифракция имеет место при любой конструкции ВШП, дополнительно к конструктивным целесообразно применить расчетно-аналитические методы компенсации дифракционных искажений. В настоящее время наиболее универсальным и точным является метод компенсации дифракционных искажений АЧХ в широкой полосе частот [46—50].

Из методов экспериментального исследования дифракционных полей наиболее перспективны оптический гомодинный [59] и электронно-лучевой [63—66].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Поверхностные акустические волны.** Под ред. Олинера А. А. — Пер. с англ. / Под ред. И. С. Реза. — М.: «Мир», 1981.
2. **Фильтры на поверхностных акустических волнах.** Расчет, технология и применение. Под ред. Мэттьюза Г., Пер. с англ. / Под ред. В. Б. Акпамбетова. — М.: «Мир», 1981.
3. **Jones W. S., Hartmann C. S., Sturdivant T. D.** — IEEE Trans., 1972, v. SU-19, № 3.
4. **Skie H., Engan H.** — The Radio Electron. Eng., 1975, v. 45, № 5.
5. **Slobodnik A. J., Jr., Silva J. H., Kearnes W. J., Szabo T. L.** — IEEE Trans., 1978, v. SU-25, № 2.
6. **Milsom R. F.** — In: Proc. Ultrason, Symp., 1977, Phoeniv, USA.

7. **Wagers R. S.** — In: Proc. Ultrason. Symp., 1976, Annapolis, USA.
8. **Waldron R. A.** — IEEE Trans., 1972, v. SU-19, № 4.
9. **Smith W. R.** — Wave Electronics, 1976, v. 2.
10. **Szabo T. L., Laker K. R., Cohen E. D.** — IEEE Trans., 1979, v. SU-26, № 5.
11. **Hagon P. J., Lakin R. M.** — In: Proc. Ultrason. Symp., 1974, Milwaukee, USA.
12. **Mitchell R. F., Stevens R.** — Wave Electronics, 1974/75, v. 2.
13. **Wagers R.** — IEEE Trans., 1976, v. SU-23, № 7.
14. **Кук Ч., Бернфельд М.** Радиолокационные сигналы. Теория и применение: Пер. с англ. / Под ред. В. С. Кельзона. — «Мир», 1971.
15. **Maines J. D., Moule G. L., Ogg N. R.** — Electron. Lett., 1972, v. 8, № 17.
16. **Armstrong G. A.** — Wave Electronics, 1976, v. 2.
17. **Gautier H., Maerfeld G.** — In: Proc. Ultrason. Symp., 1980, Boston, USA.
18. **Bell L. T., Li R. C. M.** — Proc. IEEE, 1976, v. 64, № 5.
19. **Tanski W. J.** — In: Proc. Ultrason. Symp., 1979, New Orlean, USA.
20. **Tanski W. J.** — IEEE Trans., 1979, v. SU-26, № 2.
21. **Yakovlev B., Khurgin Y.** — Proc. IEEE, 1977, v. 65, № 7
22. **Toshikazu Kodama.** — In: Proc Ultrason. Symp., 1979, New Orlean, USA.
23. **Szabo T. L., Slobodnik A. J., Jr.** — Electron. Lett., 1973, v. 9, № 6.
24. **Пат.** 4109173 (США). МКИ Н 01 Н 41/10.
25. **Murray K. J., Mitchell R. F., Schonfield J.** — Electron. Lett., 1980, v. 16, № 10.
26. **Речицкий В. И., Кондратьев С. Н.** — Зарубежная радиоэлектроника, 1977, № 4.
27. **Речицкий В. И.** — Зарубежная радиоэлектроника, 1981, № 8.
28. **Пат.** 2328323 (Франция). МКИ Н 03 Н 9/14, 9/30.
29. **Пат.** 4004254 (США). МКИ М 03 Н 9/26, 9/30.
30. **Yamaguchi M., Temma T., Togo H.** — Microwaves, Optics and Acoustics, 1979, v. 3, № 4.
31. **Пат.** 3882433 (США). МКИ Н 03 Н 9/32.
32. **Daniel M. R., De Klerk J.** — In: Proc. Ultrason. Symp., 1973, New York, USA.
33. **Laker K. R., Szabo T. L., Pustover J. A.** — IEEE Trans., 1978, v. CAS-25, № 5.
34. **Hunsinger B. I.** — In: Proc. Ultrason. Symp., 1976, Annapolis, USA.
35. **Slobodnik A. J., Szabo T. L., Laker K. R.** — Proc. IEEE, 1979, v. 67, № 1.
36. **Szabo T. L.** — J. Acoust. Soc. Amer., 1978, v. 63(1), № 1.
37. **Rahn J. P.** — IEEE Trans., 1978, v. SU-25, № 1.
38. **Kerber G. L., Alsup J. M.** — In: Proc. Ultrason. Symp., 1977, Phoenix, USA.
39. **Radasky W. A., Matthaei G. L.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1980, Boston, USA.
40. **Schoenwald J.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1977, Phoenix, USA.
41. **Szabo T. L., Slobodnik A. J.** — IEEE Trans., 1974, v. SU-21, № 2.
42. **Penunuri D.** — IEEE Trans., 1978, v. MTT-26, № 4.
43. **Slobodnik A. J., et al.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1976, Annapolis, USA.
44. **Savage E. V.** — Electron. Lett., 1979, v. 15, № 17.
45. **Kadama T.** — Electron Lett., 1980, v. 16, № 12.
46. **Savage E. V., Matthaei G. L.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1979, New Orlean, USA.
47. **Savage E. V., Matthaei G. L.** — IEEE Trans., 1981, v. SU-28, № 6.
48. **Mader W., Stocker H., Veith R.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1980, Boston, USA.
49. **Mader W., Stocker H., Tobolka G.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1980, Boston, USA.
50. **Peach R. C., Doggett N. H., McClemont F. S., Katsellis A., Dyer A. J.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1981, Chicago, USA.
51. **Szabo T. L., Slobodnik A. J., Jr.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1977, Phoenix, USA.
52. **Williamson R. C.** — IEEE Trans., 1972, v. SU-19, № 4.
53. **Richardson B. A., Kino G. S.** — Appl. Phys. Lett., 1970, v. 16, № 1.
54. **Hagon P. I.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1974, Milwaukee, USA.
55. **Stegeman G. I.** — IEEE Trans., 1976, v. SU-23, № 1.
56. **Lean E. G.** — In: Progress in Optical X1, edited by E. Wolfe, Amsterdam, 1973.
57. **Lee I., Singh M. P., Zucker I.** — Appl. Phys. Lett., 1980, v. 36, № 11.
58. **De la Rue R. M.** — IEEE Trans., 1977, v. SU-24, № 6.
59. **De la Rue R. M., et al.** — Proc. IEE, 1972, v. 119, № 2.
60. **Burzewski A., Drzewieska M. A., Szustakosvki M.** — Optica Applicata, 1979, v. 10, № 1.
61. **Whitman R. L., Korpel A.** — Applied Optics, 1969, v. 8, № 8.
62. **Vella P. J., Goruk A., Stegeman G. I.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1976, Annapolis, USA.
63. **Hiesinger P.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., Cherry Hill, USA.
64. **Tanski W. J., Wittels N. D.** — Applied Phys. Letts., 1979, v. 9, № 5.
65. **Wittels N. D., Tanski W. J.** — Scanning Electron Microscope, 1979, v. 1.
66. **Veith R., Eberharter G., Feuerbaum H. P., Knauer U.** — In: Proc. Ultrasonics Symp., 1980, Boston, USA.
67. **Togumi Y., Chiba T.** — Applied Optics, 1978, v. 17, № 11.
68. **Спенсер У.** — В кн.: Физическая акустика. Под ред. Мэзона У., т. 5. — М.: «Мир», 1972.