

УДК 53.083.2

АКУСТИЧЕСКАЯ РЕЗОНАТОРНАЯ СВЧ-СПЕКТРОСКОПИЯ С НЕКАЛИБРОВАННЫМ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМ ТРАКТОМ

© 2023 г. С. Г. Алексеев^{а, *}, В. А. Лузанов^б, А. О. Раевский^б, В. В. Балашов^б,
К. В. Лопухин^б, Н. И. Ползикова^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая 11, стр. 7, Москва, 125009 Россия

^бФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Веденского 1, Фрязино, 141120 Россия

*e-mail: alekseev@cplire.ru

Поступила в редакцию 18.05.2022 г.

После доработки 24.06.2022 г.

Принята к публикации 05.07.2022 г.

Метод акустической резонаторной спектроскопии (АРС) является информативным аналитическим методом, который позволяет получать данные о толщинах и акустических свойствах слоев многослойной структуры, представляющей собой многомодовый резонатор объемных акустических волн (НВАР). Спектр НВАР содержит множество резонансных особенностей и актуальной задачей является развитие автоматических методов его обработки. В настоящей работе предложен способ выделения данных АРС из сигнала, искаженного влиянием измерительного тракта, без проведения дополнительных измерений эталонных импедансов (калибровки), что приводит спектр к виду, удобному для автоматической обработки, а также существенно расширяет возможности применения АРС. Особенно актуальным является применение метода для обработки спектров НВАР со слабой эффективностью возбуждения. В качестве примера такой обработки приводится определение центральных частот и эффективных ширин более тысячи резонансных пиков, на основе чего находится частотная зависимость акустического затухания в новом материале – оптической керамике на основе наночастиц допированного алюмоиттриевого граната.

Ключевые слова: резонатор объемных акустических волн, НВАР, пьезопреобразователь, калибровка, эффективность возбуждения, акустическое поглощение

DOI: 10.31857/S0320791922060016, **EDN:** CRIAJF

ВВЕДЕНИЕ

Исследование частотных зависимостей акустических параметров новых материалов и микро- и наноструктур в гигагерцовом диапазоне частот представляет значительный фундаментальный и прикладной интерес. Акустическая резонаторная спектроскопия (АРС) [1, 2] является информативным аналитическим методом, позволяющим получать данные о толщинах и акустических свойствах плоских слоев и пленок композитной структуры, представляющей собой резонатор толщинных объемных акустических волн (ОАВ) [3–7]. Многомодовый резонатор ОАВ (НВАР – High Overtone Bulk Acoustic Wave Resonator), имеющий в своем составе пьезоэлектрическую пленку с двумя электродами, расположенную на подложке, обладает спектром, содержащим большое число квазиэквидистантно расположенных резонансов, имеющих, как правило, высокую добротность в достаточно широком диапазоне частот. Поэтому, в отличие от широко известного

метода RUS – резонаторной ультразвуковой спектроскопии [8], метод АРС является широкополосным и работает в области гигагерцовых частот. Следует отметить, что на этих частотах влияние волновых свойств измерительного тракта существенно возрастает, поэтому устранение его влияния из результатов измерений, так называемая калибровка с помощью эталонных импедансов, становится необходимой.

Метод АРС применяется не только как самостоятельный диагностический инструмент, но и в качестве ключевого элемента комплексных исследований гибридных микроструктур при изменении внешних факторов, например, температуры и магнитного поля [9–13]. В этих условиях из-за особенностей конструкции экспериментальной установки зачастую невозможно выполнить калибровку, что не допускает применение стандартных радиотехнических методов анализа к спектру НВАР (например, определение добротности по наклону фазы электрического импеданса).

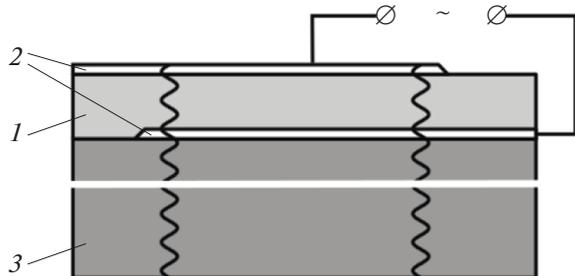


Рис. 1. Схема резонаторной структуры; 1 – пьезоэлектрик, 2 – электроды, 3 – подложка.

В работе [14] предложен метод обработки спектра, позволяющий извлекать данные АРС из измерений без калибровки измерительного тракта при условии достаточно высокой эффективности возбуждения НВАР. Эффективность возбуждения определяется рядом технологических факторов, таких, как акустическая добротность материалов, плоскопараллельность и качество поверхностей слоев, метод нанесения пьезоэлектрической пленки и т.д., и для многих интересных материалов является слабой [13, 15, 16]. Эффективность также зависит от частоты, и даже для резонаторов с высокой эффективностью [17, 18] существуют частотные области, где она является слабой (вдали от основных гармоник пьезопреобразователя), что нарушает непрерывность частотных характеристик, извлекаемых из спектра НВАР.

Таким образом, задача извлечения данных АРС из областей слабого возбуждения некалиброванного спектра НВАР является актуальной. В настоящей работе мы предлагаем метод обработки спектра, устраняющий влияние измерительного тракта и делающий спектр пригодным для анализа стандартными спектроскопическими методами. Наш метод также существенно облегчает автоматическую обработку данных АРС. В качестве примера приводится определение центральных частот и добротностей для спектра, содержащего около тысячи резонансов. Применение метода демонстрируется для образца оптической нанокерамики на основе алюмоиттриевого граната $Y_3Al_5O_{12}$ (АИГ), для которого была получена частотная зависимость коэффициента поглощения ОАВ.

СТРУКТУРА СОСТАВНОГО НВАР И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

На рис. 1 показана структура НВАР, обязательным элементом которой является пьезопреобразователь, конвертирующий электромагнитный сигнал источника (в нашем случае векторного анализатора цепей – VNA) в акустические колеба-

ния. Преобразователь, состоящий из пьезоэлектрической пленки 1 микронной или субмикронной толщины, расположенной между двумя тонкими пленочными электродами 2, наносится на плоскопараллельную полированную подложку 3. Преобразователь возбуждает ОАВ, распространяющиеся по толщине всей структуры. Подложка может представлять собой либо единственный исследуемый слой, либо слоистую структуру, содержащую слой исследуемого материала. Исследуемым слоем также может быть сама пьезоэлектрическая пленка преобразователя.

В настоящей работе приводятся результаты измерений двух образцов НВАР с большой и с малой эффективностью возбуждения ОАВ продольной поляризации. Образец № 1 (сильное возбуждение) представляет собой пьезопреобразователь с пленкой нитрида алюминия на монокристаллической подложке из АИГ. Образец № 2 (слабое возбуждение) представляет собой преобразователь из оксида цинка на подложке из оптической керамики на основе Lu, Yb-замещенного АИГ.

В наших экспериментах измеряемой характеристикой НВАР являлась частотная зависимость комплексного электромагнитного коэффициента отражения $S_{11}(f)$, модуль которого содержит множество почти эквидистантных провалов на частотах f_n , соответствующих акустическим гармоникам с номерами n [19, 20]. Глубина провалов $\Delta|S_{11}(f_n)|$ тем больше, чем выше эффективность возбуждения НВАР. Типичное расстояние между соседними резонансами оказывается порядка нескольких МГц, таким образом, в диапазоне частот 1–10 ГГц попадает порядка 1000 резонансов.

В окрестности каждой гармоники резонатора f_n существуют частоты резонанса и антирезонанса, соответствующие минимальному и максимальному значению модуля входного электрического импеданса $|Z_e(f)|$. Как показано в работе [21], на высоких гармониках значения добротности $Q(f_n)$ НВАР, определенные по ширине резонанса, по ширине антирезонанса, а также по расстоянию δf_n между экстремумами на $\text{Im}Z_e$, совпадают с большой точностью. Величина $Q(f_n) = f_n/\delta f_n$ определяется полным поглощением энергии ОАВ в структуре на частоте f_n . Зависимость расстояния между соседними резонансами (или антирезонансами) $\Delta f_n = f_{n+1} - f_n$ от частоты может быть использована для измерения скорости звука в слоях, составляющих структуру [14, 19]. Таким образом, из резонансных особенностей спектра $S_{11}(f)$ и связанного с ним импеданса $Z_e(f)$ можно определить акустические параметры слоев структуры НВАР.

В работе [2] была предложена эквивалентная схема НВАР (рис. 2а), состоящая из последова-

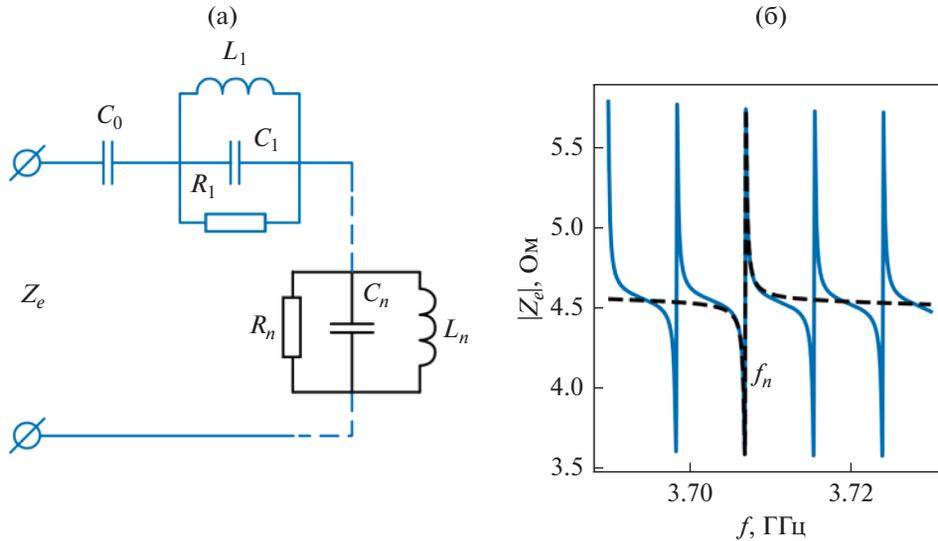


Рис. 2. (а) – Эквивалентная схема НВАР из [2], (б) – сравнение частотной зависимости электрического импеданса НВАР (сплошная кривая) с характеристикой одного контура эквивалентной схемы (черная штриховая кривая).

тельно соединенных колебательных контуров. Как видно на рис. 2б, каждый из резонансов f_n на частотной характеристике $|Z_e|$, вычисленной на основе одномерной модели с передаточными матрицами [22], совпадает с резонансом колебательного контура n на эквивалентной схеме (рис. 2а). Соответствующая характеристика, вычисленная по формуле из работы [2], показана штриховой кривой на рис. 2б. Таким образом, можно представить $|Z_e|$ как сумму медленно меняющейся с частотой величины, определяемой электрической емкостью пьезоэлектрического слоя C_0 , и резонансов отдельных колебательных контуров. При этом видно, что эквивалентные колебательные контуры обладают свойством локальности, т.е. влияние соседних резонансов друг на друга пренебрежимо мало.

В работах [1, 2] классические методы определения добротности колебательного контура адаптированы для НВАР. Добротность Q обратно пропорциональна эффективной ширине резонансной кривой δf_n : $Q = f_n / \delta f_n$. Применение этих методов для экспериментального определения добротности одного из резонансов образца № 1 показано на рис. 3. На рис. 3а δf_n определяется по ширине кривой $|S_{11}|$ на уровне, соответствующем половине глубины резонансного провала. На рис. 3б, в соответствии с [1], δf_n находится по расстоянию между минимумом и максимумом на фазовой характеристике $\phi(f)$ комплексного коэффициента отражения S_{11} . В соответствии с [2], δf_n определяется по расстоянию между максимумом и минимумом модуля (рис. 3в) и мнимой части (рис. 3г) Z_e . Видно, что результаты определения δf_n по всем четырем методам согласуются между собой.

По сравнению с упрощенной одномерной моделью на частотную зависимость электрического импеданса реального образца НВАР также влияют паразитные емкости, индуктивности и активные сопротивления, а также измерительный тракт, однако величина этого влияния медленно меняется по частоте по сравнению с характерной шириной резонанса. В случае эффективного возбуждения, когда в резонансе величина $|\Delta|S_{11}(f_n)|$ сравнима или превосходит влияние измерительного тракта, можно применять классические методы определения добротности колебательного контура к каждому из резонансов НВАР.

Весьма наглядно влияние измерительного тракта иллюстрирует амплитудно-фазовая частотная характеристика (АФЧХ), на которой координатными осями служат действительная и мнимая части комплексного электромагнитного коэффициента отражения S_{11} . На рис. 4а показана АФЧХ для образца № 1 с учетом влияния тракта. Измерительному тракту соответствует внешняя большая “окружность”, а резонансам – внутренние малые. Для устранения влияния тракта используется стандартная процедура калибровки с использованием эталонных импедансов ($Z = 0$, $Z = \infty$, $Z = 50$ Ом). Вид АФЧХ после калибровки приведен на рис. 4б.

Как было сказано выше, нередко схема эксперимента не позволяет провести стандартную процедуру калибровки с помощью эталонных импедансов, поэтому представляет интерес возможность применения методов АРС без калибровки измерительного тракта. В случае эффективного возбуждения это возможно, поскольку особенности на частотных характеристиках хорошо разли-

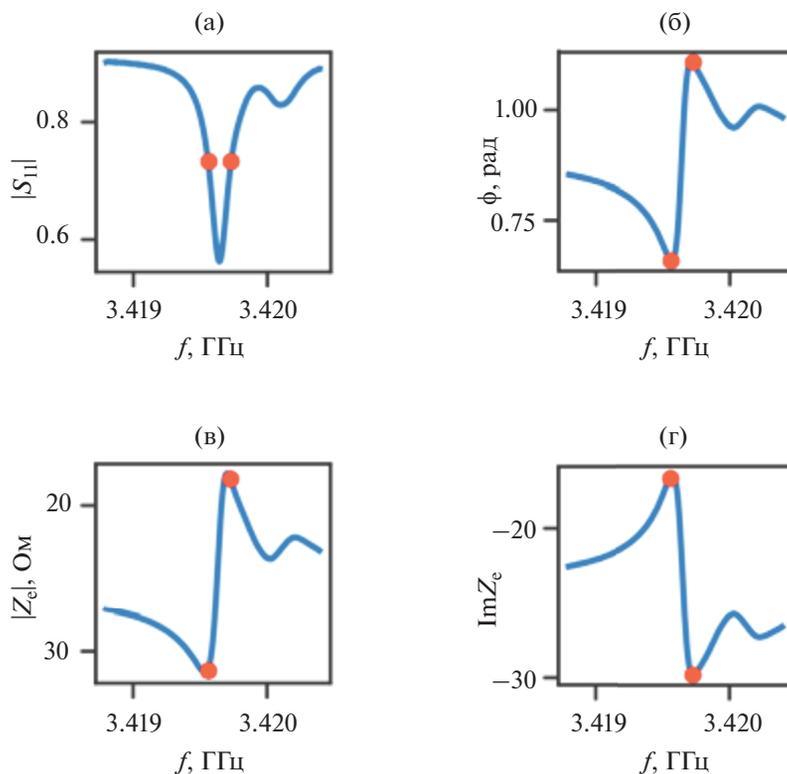


Рис. 3. Экспериментальные частотные зависимости (а) – модуля и (б) – фазы электромагнитного коэффициента отражения S_{11} ; (в) – модуля и (г) – мнимой части электрического импеданса Z_e для образца № 1 после калибровки эталонными импедансами. Кружками обозначены границы эффективной ширины δf_n резонансного пика.

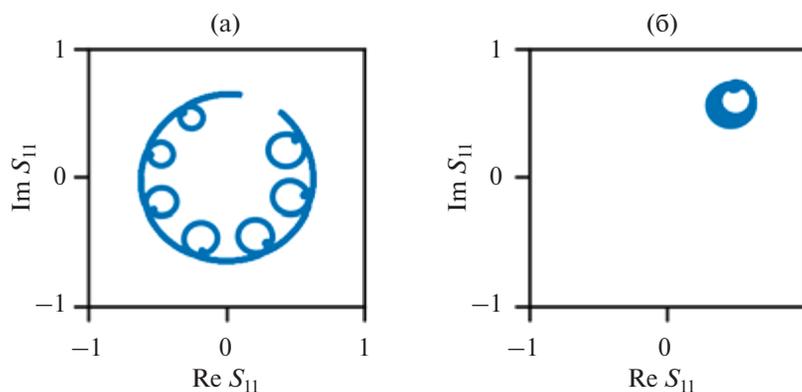


Рис. 4. АФЧХ фрагмента частотной зависимости (3.41–3.53 ГГц) коэффициента отражения S_{11} образца № 1 (а) – до и (б) – после калибровки с помощью эталонных импедансов.

чимы. На рис. 5 приведен фрагмент экспериментальной АФЧХ для образца с эффективным возбуждением (№ 1), а также соответствующие зависимости модуля (рис. 5б) и фазы S_{11} (рис. 5в). Частоты особенностей можно определить с высокой точностью. Напротив, для образца со слабым возбуждением (№ 2) на аналогичных зависимостях (рис. 5г, 5д, 5е) акустические резонансы

практически неразличимы на фоне измерительного тракта. В случае слабого возбуждения в отсутствие калибровки методы [1, 2] не работают, например, на кривой рис. 5е вообще исчезают максимумы и минимумы.

Ранее нами были предложены методы программной обработки результатов АРС, компен-

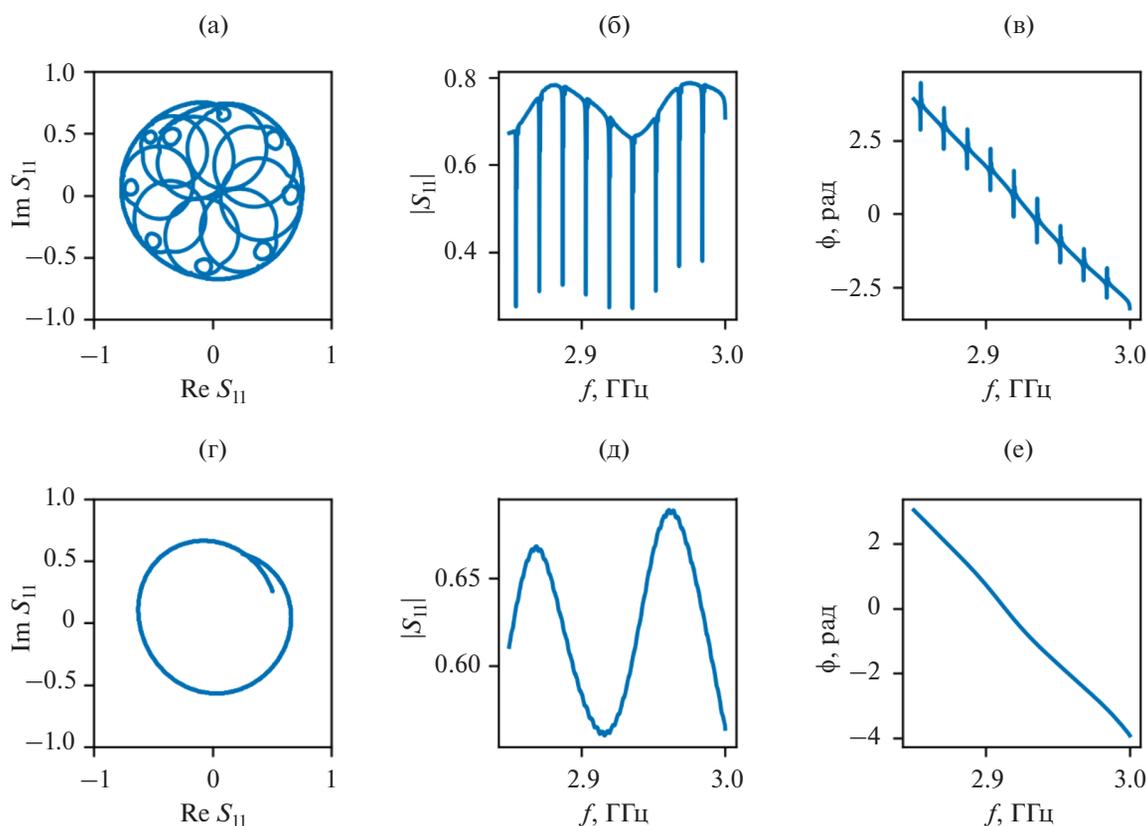


Рис. 5. АФЧХ, модуль и фаза фрагмента некалиброванной частотной зависимости S_{11} для образцов (а, б, в) – № 1 (сильное возбуждение) и (г, д, е) – № 2 (слабое возбуждение).

сирующие отсутствие калибровки. Так, в работе [14] для устранения влияния измерительного тракта использовалась аппроксимация частотной зависимости его передаточной матрицы по точкам на Z_e вдали от резонанса. Этот метод позволяет определять частоту и добротность резонансных пиков методами [1, 2]. Однако он имеет ряд недостатков, в частности, усиление ошибки в точках резонанса кабеля из-за нелинейного преобразования $S_{11} \rightarrow Z_e$. Возникает также ошибка в аппроксимации характеристик кабеля из-за того, что ширина акустических резонансов существенно зависит от частоты, и фильтр на основе преобразования Фурье, настроенный для работы в одном частотном диапазоне, плохо работает в другом.

Далее мы рассмотрим метод выделения данных АРС из спектра S_{11} , свободный от вышеперечисленных недостатков. Во-первых, метод напрямую работает с исходными данными VNA, что устраняет нелинейное усиление ошибки при преобразовании $S_{11} \rightarrow Z_e$. Во-вторых, предлагаемый фильтр на основе кусочно-полиномиальной аппроксимации устойчиво работает во всем частотном диапазоне спектра.

ПРОЦЕДУРА ВЫДЕЛЕНИЯ ДАННЫХ АРС ИЗ СПЕКТРА, СНЯТОГО БЕЗ КАЛИБРОВКИ

Как было показано выше, спектр типичного НВАР содержит ~ 1000 резонансов, таким образом для выполнения в автоматическом режиме процедура выделения данных должна быть хорошо алгоритмизированной. Перед началом процедуры требуется приблизительная оценка трех характерных параметров, которую можно получить из визуального анализа спектра. Во-первых, ΔF – интервал, на котором набег фазы S_{11} измерительного тракта становится близким к $\pi/2$. Во-вторых, Δf – среднее расстояние между соседними резонансными пиками. В-третьих, максимальная ширина резонансного пика δf . Для применимости метода необходимо выполнение условия $\Delta F \gg \Delta f \gg \delta f$.

Задача обработки состоит в разделении частотных характеристик модуля и фазы S_{11} на плавные базовые линии, обусловленные влиянием измерительного тракта, и существенно локальные резонансные пики. Хорошей иллюстрацией базовой линии являются рис. 5г, 5д, 5е: в образце № 2 возбуждение настолько слабое, что резонансы практически не видны на фоне тракта. Поскольку наибольший интерес представляет выделение данных из спектра со слабым возбуждением, да-

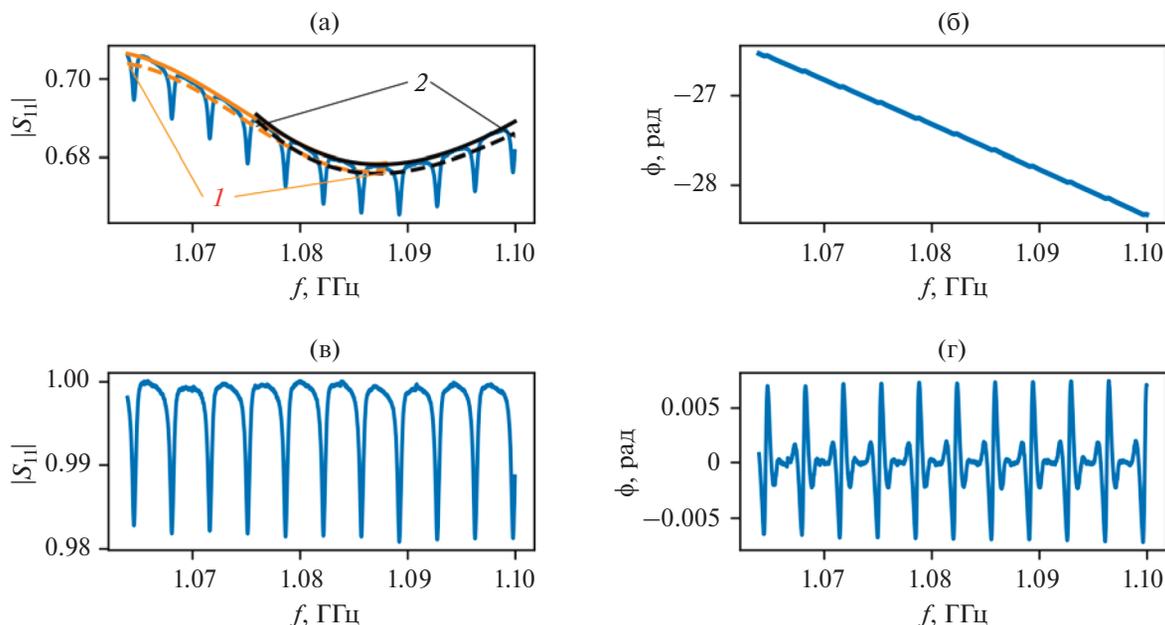


Рис. 6. Модуль и фаза S_{11} (а, б) — до и (в, г) — после удаления базовой линии. На (а) цифрами 1 и 2 показаны перекрывающиеся фрагменты аппроксимации базовой линии, штриховые — до максимизации и сплошные — после максимизации (Шаг 5).

лее мы будем иллюстрировать метод на примере образца № 2.

Нахождение базовой линии $|S_{11}(f)|$ (шаги 1–7) является более сложной задачей, чем нахождение базовой линии $\phi(f)$ (шаги 8–9), т.к. особенности на $\phi(f)$ при усреднении компенсируют друг друга, в то время как особенности $|S_{11}(f)|$ при усреднении занижают положение базовой линии. Ниже приведено описание алгоритма по шагам.

Шаг 1. Всю исходную кривую делят на фрагменты ΔF с половинным перекрытием, т.е. каждая точка спектра попадает в два фрагмента 1 и 2 (см. рис. 6а).

Шаг 2. Для каждого фрагмента находят аппроксимацию базовой линии полиномом 3-го порядка (штриховые линии на рис. 6а).

Шаг 3. Части исходной кривой, лежащие ниже базовой линии, обрезают по ее уровню и повторяют шаги 2–3. Цель этих шагов в последовательном уменьшении влияния резонансов на аппроксимацию базовой линии.

Шаг 4. Из фрагмента вычитают полученную базовую линию. Находят максимум получившейся кривой в области $\Delta F/4 - 3\Delta F/4$. Как видно из рис. 6а, на краях аппроксимации фрагмента ошибка максимальна, поэтому их исключают из оценки.

Шаг 5. К аппроксимации добавляют величину максимума, найденного на шаге 4. Таким образом, как показано на рис. 6а, вся совокупность аппроксимаций хорошо описывает характеристику тракта.

Шаг 6. Каждую аппроксимацию умножают на весовую функцию, равную 1 в середине интервала и нулю на его конце, чтобы “сшить” куски с сохранением непрерывности производной. Хорошей весовой функцией является $\cos^2(\pi(f - f_0)/\Delta F)$, где f_0 — центр фрагмента.

Шаг 7. Модуль частотной характеристики тракта является суммой максимизированных взвешенных аппроксимаций, полученных на шаге 6.

Шаг 8. Сначала фазу S_{11} приводят к непрерывному виду, добавляя для этого в точках разрыва характеристики целое число π .

Шаг 9. После этого базовая линия фазы получается применением фильтра Савицкого–Голея с достаточно широким окном. Это возможно из-за того, что в точке резонанса фаза S_{11} имеет минимум и максимум, лежащие по разные стороны от базовой линии и компенсирующие друг друга при усреднении. На рис. 6б результат усреднения практически неотличим от исходных данных и на рисунке не приводится.

Поделив исходный спектр на комплексную базовую линию, восстановленную из амплитуды и фазы, получим спектр, пригодный для автоматической обработки (рис. 6в, 6г).

На рис. 7 показан результат обработки спектра структуры № 2 в широком диапазоне частот: без калибровки (рис. 7а), после калибровки эталонными импедансами (рис. 7б), без калибровки и после выделения данных АРС предлагаемым методом (рис. 7в). На рис. 7в видны области максимально эффективного возбуждения НВАР, соот-

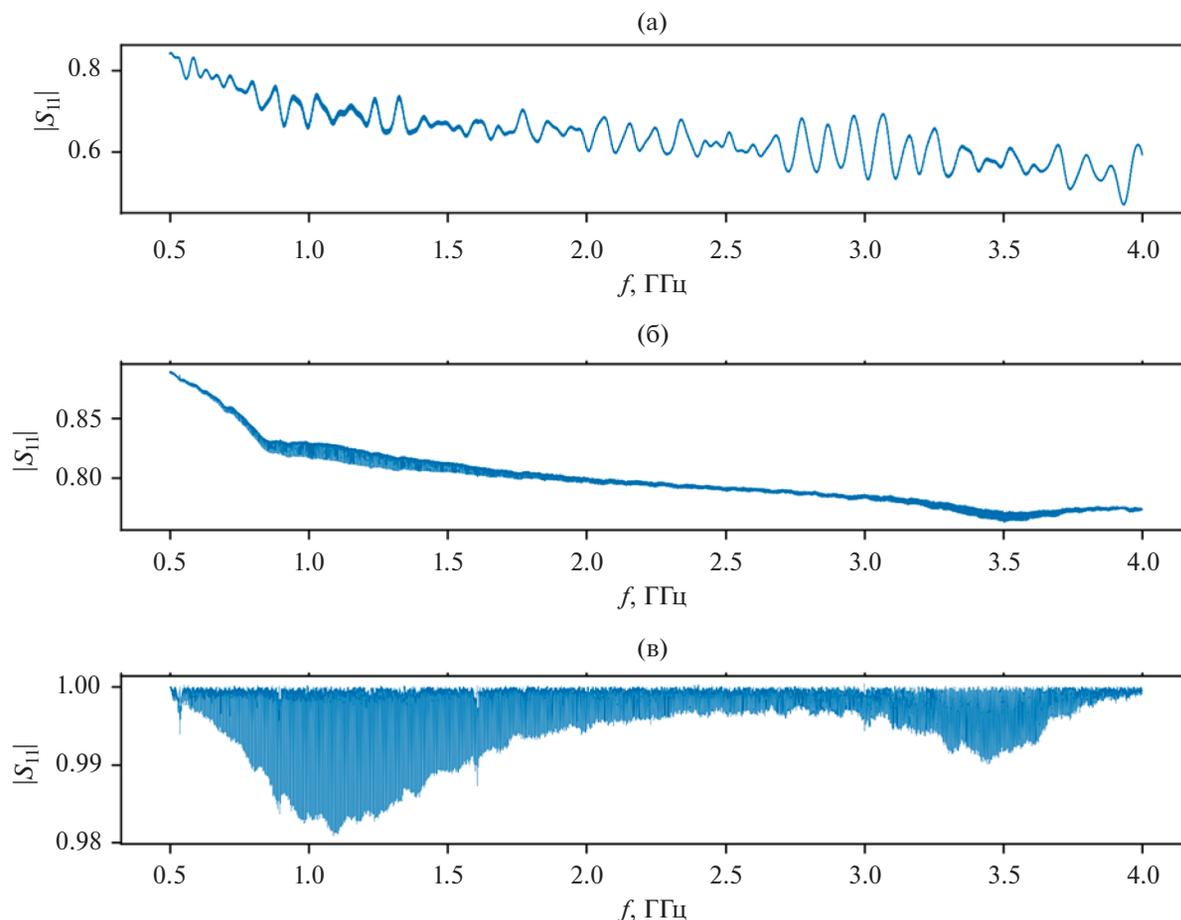


Рис. 7. Вид спектра НВАР со структурой № 2 (а) – без калибровки, (б) – после калибровки эталонными импедансами, (в) – без калибровки после выделения данных АРС предлагаемым методом.

ветствующие первой и третьей гармоникам пьезопреобразователя (1.15 и 3.5 ГГц).

АВТОМАТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ НВАР И ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ЗАТУХАНИЯ

После приведения спектра к каноническому виду определение резонансных частот производится стандартным методом поиска локального экстремума в скользящем окне. Ширину окна устанавливают порядка $\Delta f/2$, чтобы исключить определение одного пика дважды. Зная частоты резонансных пиков, можно определить добротность каждого из них с помощью метода [2]. Перед началом вычислений характеристику S_{11} пересчитывают в Z_e по известной формуле $Z_e = Z_0(1 + S_{11})/(1 - S_{11})$, где характеристический импеданс Z_0 принимается равным 50 Ом. Процедура определения поглощения состоит в нахождении для каждого пика на кривой $\text{Im } Z_e$ в интервале $\Delta f/2$ слева от резонанса частоты максимума,

а в интервале $\Delta f/2$ справа – минимума. Их разница δf_n определяет коэффициент акустического поглощения в НВАР-структуре на данной частоте по формуле $\alpha_n[\text{дБ/мкс}] = 8.68\pi \delta f_n [\text{МГц}]$.

На рис. 8 показаны частотные зависимости $\alpha_n = \alpha(f)$ при $f = f_n$, вычисленные с использованием двух способов калибровки исходных данных. Видно хорошее совпадение в области $f > 1$ ГГц. Нужно отметить, что в предлагаемом методе вместе с вкладом измерительного тракта устраняется также вклад собственной емкости преобразователя C_0 в электрический импеданс Z_e , в то время как калибровка эталонными импедансами сохраняет точное значение Z_e . С ростом частоты расхождение между результатами двух методов уменьшается вместе с уменьшением вклада C_0 в Z_e .

На рисунке приведена линия, соответствующая квадратичному росту затухания от частоты. Такая зависимость характерна для механизма потерь энергии Ахиезера, обусловленного взаимодействием акустических волн с тепловыми фонами [8]. Другим механизмом, также дающим

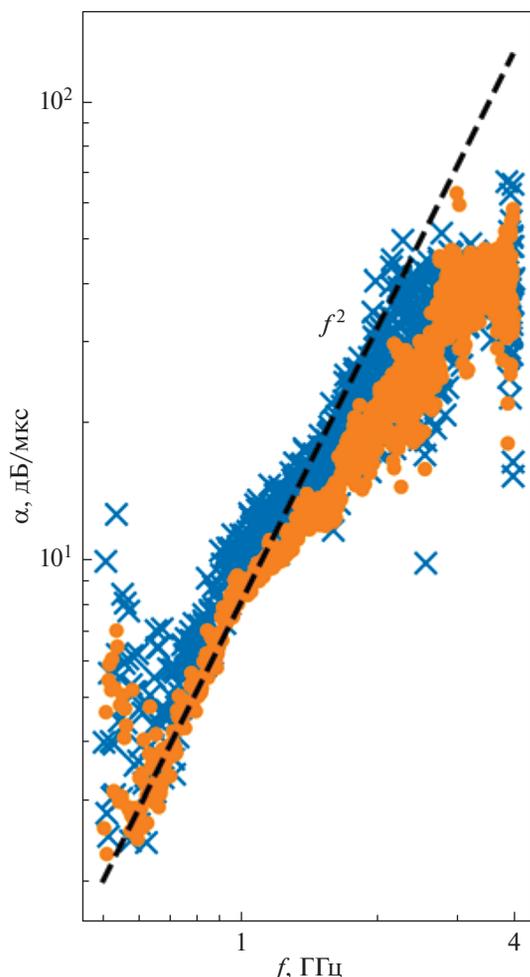


Рис. 8. Сравнение частотных зависимостей коэффициента поглощения ОАВ, вычисленных с использованием различных методов обработки данных. Точки — калибровка предлагаемым методом, крестики — калибровка с помощью эталонных импедансов. Штриховая линия — зависимость f^2 .

квадратичный рост поглощения с частотой, может быть рассеяние энергии акустических волн при их отражениях от поверхностей резонатора. Видно, что полученные экспериментальные данные $\alpha(f)$ удовлетворительно соответствуют зависимости f^2 . Особенно это заметно в области $f > 1$ ГГц, где уже не сказываются другие механизмы потерь, преобладающие на низких частотах, такие, как дифракционные потери.

Выбросы на обеих зависимостях, по-видимому, связаны с появлением в спектре паразитных экстремумов из-за возбуждения пластинчатых мод Лэмба [23]. При определенных условиях алгоритм автоматической обработки может ошибочно использовать их для определения ширины резонанса δf_n .

Отметим, что определение поглощения в материале подложки образца № 2 (также как и опреде-

ление скоростей ОАВ и упругих модулей) не являлось главными задачами настоящей работы, образец № 2 был выбран из-за крайне низкой эффективности возбуждения в качестве примера успешного извлечения данных АРС нашим методом. Тем не менее, можно сделать предварительное заключение, что коэффициент поглощения в материале исследуемой керамики на основе замещенного АИГ составляет $\alpha(1 \text{ ГГц}) \approx 7\text{--}8 \text{ Дб/мкс}$, что значительно превышает ранее полученные значения для образцов керамик на основе нелегированного АИГ [13, 24].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод выделения данных АРС из некалиброванного спектра электромагнитного коэффициента отражения S_{11} НВАР. После устранения предлагаемым методом влияния измерительного тракта спектр становится пригодным для анализа стандартными методами обработки сигналов, а также хорошо описывается одномерной моделью и позволяет определять параметры эквивалентной схемы НВАР и получать из них данные о свойствах слоев НВАР-структуры. Для верификации метода проведено сравнение частотных зависимостей акустического коэффициента поглощения, полученных из одного исходного спектра после его обработки предлагаемым методом и после его калибровки эталонными импедансами. Результаты отличаются незначительно, таким образом предлагаемый метод позволяет использовать метод АРС даже в условиях, когда из-за отсутствия калибровки измерительного тракта невозможно получить точные данные об абсолютной величине S_{11} .

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-07-01075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крутов Б.Н., Мансфельд Г.Д., Фрейк А.Д. Определение акустических параметров тонких слоев и пленок по электрическим характеристикам составного резонатора // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 633–639.
2. Мансфельд Г.Д., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И. Эквивалентная электрическая схема составного акустического резонатора для радиотехнических устройств СВЧ диапазона // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 4. С. 552–558.
3. Мансфельд Г.Д., Гуляев Ю.В., Косаковская З.Я., Алексеев С.Г., Сарайкин В.В. Акустические и акустоэлектронные свойства углеродных нанотрубчатых пленок // ФТТ. 2002. Т. 44. № 4. С. 649–651.
4. Сорокин Б.П., Новоселов А.С., Квашиин Г.М., Лунарев Н.В., Асафьев Н.О., Шитилов А.Б., Аксёненко В.В. Разработка и исследование композитных акустических резонаторов со структурой “Al/(Al,Sc)N/Mo/ал-

- маз” с высокой добротностью на СВЧ // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 3. С. 325–331.
5. *Sotnikov A.V., Sorokin B.P., Asafiev N.O., Shcherbakov D.A., Kvashnin G.M., Suhak Yu., Fritze H., Weihnacht M., Schmidt H.* Microwave acoustic attenuation in CTGS single crystals // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2021. V. 68. № 11. P. 3423–3429.
 6. *Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M.* Acoustic HBAR spectroscopy of metal (W, Ti, Mo, Al) thin films // Proc. 2001 IEEE Ultrasonics Symp. New York: IEEE, 2001. V. 1. P. 415–418.
 7. *Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M., Polzikova N.I.* Measurements of attenuation and electromechanic coupling constant of piezoelectric films in microwave resonators // Acoust. Phys. 2010. V. 56. № 6. P. 904–908.
 8. *Migliori A., Sarrao J.L., Visscher W.M., Bell T.M., Lei M., Fisk Z., Leisure R.G.* Resonant ultrasound spectroscopic techniques for measurement of the elastic moduli of solids // Physica B: Cond. Mat. 1993. V. 183. № 1–2. P. 1–24.
 9. *Polzikova N., Alekseev S., Kotelyanskii I., Raevskiy A., Fetisov Yu.* Magnetic field tunable acoustic resonator with ferromagnetic-ferroelectric layered structure // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. № 17. P. 17C704-1-4.
 10. *Polzikova N.I., Alekseev S.G., Pyataikin I.I., Luzanov V.A., Raevskiy A.O., Kotov V.A.* Frequency and magnetic field mapping of magnetoelastic spin pumping in high overtone bulk acoustic wave resonator // AIP Advances. 2018. V. 8. № 5. P. 056128-1-6.
 11. *Alekseev S.G., Dizhur S.E., Polzikova N.I., Luzanov V.A., Raevskiy A.P., Orlov A.P., Kotov V.A., Nikitov S.A.* Magnons parametric pumping in bulk acoustic waves resonator // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. № 7. P. 072408-1-5.
 12. *Sergeev F.O., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M., Mansfeld G.D., Polzikova N.I.* Viscosity tensor components of the langatate and langasite // Proc. 2008 IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS). New York: IEEE, 2008. P. 745–748.
 13. *Polzikova N.I., Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Kotelyanskii I.M., Sergeev F.O.* Acoustic resonance spectroscopy of nanoceramics // Proc. 2008 IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS). New York: IEEE, 2008. P. 2169–2172.
 14. *Алексеев С.Г., Ползикова Н.И., Котелянский И.М., Мансфельд Г.Д.* Исследование слоистых структур модифицированным методом резонаторной акустической спектроскопии // Радиотехн. электрон. 2015. Т. 60. № 3. С. 317–324.
 15. *Алексеев С.Г., Лузанов В.А., Ползикова Н.И.* Исследование пространственного распределения пьезоэлектрических свойств пленки ZnO методом акустической резонаторной спектроскопии // Радиотехн. электрон. 2020. Т. 65. № 11. С. 1131–1136.
 16. *Bhaskar U.K., Tierno D., Talmelli G., Ciubotaru F., Adelman C., Devolder T.* BPZT HBARs for magnetoelastic stress generation at GHz frequencies // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2020. V. 67. № 6. P. 1284–1290.
 17. *Gokhale V.J., Downey B.D., Katzer D.S., Nepal N., Lang A.C., Stroud R.M., Meyer D.J.* Epitaxial bulk acoustic wave resonators as highly coherent multi-phonon sources for quantum acoustodynamics // Nature Commun. 2020. V. 11. № 1. P. 2314-1-9.
 18. *Kvashnin G., Sorokin B., Asafiev N., Prokhorov V., Sotnikov A.* Peculiarities of the acoustic wave propagation in diamond-based multilayer piezoelectric structures as “Me1/(Al, Sc) N/Me2/(100) Diamond/Me3” and “Me1/AlN/Me2/(100) diamond/Me3” under metal thin-film deposition // Electronics. 2022. V. 11. № 2. P. 176-1–11.
 19. *Cheeke J.D.N., Zhang Y., Wang Z.* Resonant spectrum method to characterize piezoelectric films in composite resonators // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2003. V. 50. № 3. P. 321–333.
 20. *Sorokin B.P., Kvashnin G.M., Novoselov A.S., Bormashov V.S., Golovanov A.V., Burkov S.I., Blank V.D.* Excitation of hypersonic acoustic waves in diamond-based piezoelectric layered structure on the microwave frequencies up to 20 GHz // Ultrasonics. 2017. V. 78. P. 162–165.
 21. *Алексеев С.Г., Мансфельд Г.Д.* Простой способ измерения добротности и затухания в акустических резонаторах // Радиотехн. электрон. 2008. Т. 53. № 1. С. 122–126.
 22. *Кайно Г.* Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990. 652 с.
 23. *Алексеев С.Г., Мансфельд Г.Д., Ползикова Н.И.* Захват энергии колебаний в составных акустических резонаторах на основе кубических кристаллов // Радиотехн. электрон. 2006. Т. 51. № 8. С. 984–990.
 24. *Хазанов Е.Н., Таранов А.В., Алексеев С.Г., Ползикова Н.И.* Влияние анизотропии на кинетику и акустические характеристики фононов в керамике на основе YAG, Y₂O₃, Lu₂O₃ // Журн. эксп. теор. физ. 2014. Т. 145. № 1. С. 101–107.