

УДК 534.63+534.86

ИССЛЕДОВАНИЯ СВЧ АКУСТИЧЕСКОГО ЗАТУХАНИЯ В МНОГОЧАСТОТНОМ РЕЗОНАТОРЕ НА ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ НА ОСНОВЕ СИНТЕТИЧЕСКОГО МОНОКРИСТАЛЛА АЛМАЗА

© 2015 г. Б. П. Сорокин^{*,**}, А. В. Теличко^{*,**}, Г. М. Квашнин^{*},
В. С. Бормашов^{*}, В. Д. Бланк^{*,**}

^{*}Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов (ТИСНУМ)
142190 Троицк, Москва, ул. Центральная 7а

^{**}Московский физико-технический институт

141700 Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер. 9

E-mail: bpsorokin2@rambler.ru, arseny.telichko@phystech.edu

Поступила в редакцию 28.01.2015 г.

Исследовано акустическое затухание в многочастотном резонаторе на объемных акустических волнах на основе синтетического монокристалла алмаза. Проанализированы механизмы потерь акустической энергии в слоистой пьезоэлектрической структуре “Al/AlN/Mo/(001) алмаз”. Была сделана оценка глубины нарушенного приповерхностного слоя (~20–30 нм) в алмазе после финишной абразивной обработки, обоснованная методом дифракции обратно рассеянных быстрых электронов и наблюдением Кикучи-линий. Оценки показали, что потери акустической энергии при шероховатости алмазной подложки до 20 нм, как и акустические потери в тонких пленках, на порядок меньше акустического затухания в объеме и принципиального значения не имеют. Однако неровности поверхности пьезоэлектрической пленки AlN могут дать вклад, сравнимый с объемным затуханием в подложке. Было показано, что частота перехода от режима Ахиезера к режиму Ландау–Румера в алмазе составляет ~1 ГГц, а время фонон–фононной релаксации ~ 1.6×10^{-10} с. Расчет акустического затухания показал, что, хотя на частоте ~1 ГГц акустические потери в алмазе несколько выше, чем в известных материалах с низким уровнем затухания, однако при увеличении частоты до 8–10 ГГц потери в алмазе становятся заметно ниже. Полученное максимальное экспериментальное значение $Qf \approx 10 \times 10^{13}$ Гц (9.5 ГГц) позволяет охарактеризовать синтетический алмаз как перспективный материал для СВЧ акустоэлектронных устройств.

Ключевые слова: сверхвысокие частоты, акустический резонатор, синтетический монокристалл алмаза, затухание, акустоэлектроника, режим Ландау–Румера, режим Ахиезера, нарушенный слой, Кикучи-линии.

DOI: 10.7868/S0320791915050160

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время прослеживается тенденция поиска материалов с низким акустическим затуханием для акустоэлектронных устройств, работоспособных на гигагерцовых частотах. На таких частотах широкое применение имеют акустические резонаторы, в которых упругая энергия в основном сосредоточена в материале подложки. Известны мембранные резонаторы (в англоязычной литературе Thin Film Bulk Acoustic Resonator, FBAR) [1] и резонаторы с брэгговской отражательной решеткой (Solidly Mounted Resonator, SMR) [1, 2], которые, однако, значительно уступают по добротности и рабочим частотам многочастотным резонаторам на объемных акустических волнах (далее – ОАВ-резонатор; в англоязычной литературе High-overtone Bulk Acoustic Resonator, HBAR). Например, ОАВ-резонатор с алмазной подложкой работоспособны на ча-

стотах вплоть до 20 ГГц [3]. Ранее были исследованы ОАВ-резонаторы, где в качестве подложки использовались монокристаллический и плавленый кварц и кремний [4], сапфир [4, 5], ИАГ [6]. Составные резонаторы на основе кварца были использованы авторами [7] для управления рентгеновскими пучками. Выбор материала подложки является отдельной задачей: необходимо учитывать такие параметры как доступность кристалла, возможность его качественной обработки, малое затухание акустических волн на СВЧ и т.д. Так, кристалл алмаза является перспективным материалом акустоэлектроники ввиду самых больших значений скоростей акустических волн, низкого затухания, высокой радиационной стабильности, теплопроводности и пр.

Структуры на основе ОАВ-резонатора могут быть использованы для определения материалъ-

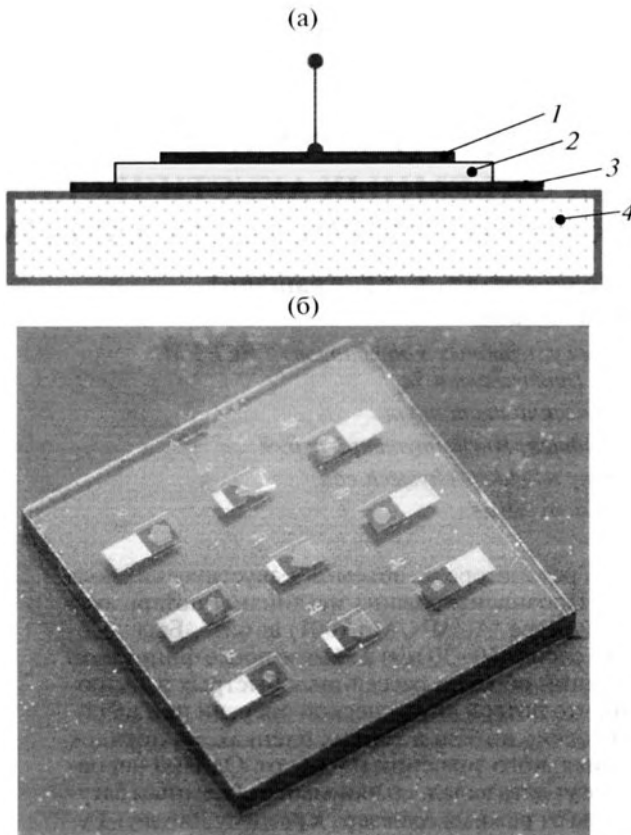


Рис. 1. (а) Общий вид ОАВ-резонатора: 1 – внешний электрод; 2 – пьезоэлектрическая пленка нитрида алюминия AlN; 3 – внутренний электрод; 4 – подложка (001) алмаза Па-типа. (б) Исследуемый ОАВ-резонатор с различной конфигурацией электродов.

ных свойств подложек и тонких пленок [8]. Особенности работы ОАВ-резонатора в режиме захвата энергии исследованы Г.Д. Мансфельдом с соавторами [9]. Механизм фонон–фононного затухания в случае сравнительно низких частот ($\omega\tau < 1$, τ – время термической релаксации фононов) был предложен Ахиезером [10], где было показано, что такой вклад в затухание должен квадратично зависеть от частоты ($\alpha \sim f^2$). Также было показано, что коэффициент затухания квадратично зависит от параметра Грюнайзена γ и обратно пропорционален кубу скорости звука. Дальнейшее развитие теории акустического затухания в работах [11–15] привело к уточнению расчетных формул, а также к более точному учету параметра Грюнайзена. Режим затухания Ландау–Румера ($\omega\tau > 1$) был впервые исследован в работе [16], где были учтены трехфононные взаимодействия. Дальнейшее изучение данного режима затухания было проведено в работах [15, 17–20], где более детально изучались правила отбора для фононов. На данный момент отсутствуют надежные данные по прогнозу минимума акустического затухания в кристаллах алма-

за, а также надлежащее сравнение с экспериментальными данными.

Целью данной работы является изучение механизмов диссипации акустической энергии в ОАВ-резонаторе на основе алмаза в области СВЧ.

2. ПОДГОТОВКА И ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ПОВЕРХНОСТИ АЛМАЗНЫХ ПОДЛОЖЕК

Поскольку ОАВ-резонатор является композитной структурой (рис. 1а), где роль пьезоэлектрического преобразователя играет тонкая пленка нитрида алюминия с металлическими электродами, то потери подводимой СВЧ энергии в ОАВ-резонаторе определяются как фундаментальными причинами, так и рядом технологических факторов. В данной работе исследовался ОАВ-резонатор структуры “Al/AlN/Mo/(001) алмаз” с различной конфигурацией электродов (рис. 1б).

Так, потери энергии в металлизированном слое (электроде) зависят от природы металла и качества нанесенной металлической пленки. Металлические слои в составе ОАВ-резонатора увеличивают общие потери вследствие поглощения упругих волн в металле, а также благодаря конечному электрическому сопротивлению электродов, тем самым понижая добротность. Это наиболее заметно в высокودобротных резонаторах [21]. Металлические пленки склонны к окислению, легко адсорбируют газы и т.п., что может служить дополнительным источником нестабильности параметров ОАВ-резонатора.

В отличие от толщинных или толщинно-сдвиговых пьезорезонаторов, где обычно используют монокристалл кварца, обладающий собственным пьезоэлектрическим эффектом, в композитных ОАВ-резонаторах возникают дополнительные механизмы диссипации акустической энергии, связанные с наличием тонкопленочного преобразователя. Поэтому требования к технологии нанесения тонких металлических и пьезоэлектрических пленок должны повышаться по мере роста рабочих частот акустоэлектронных устройств. На СВЧ становятся актуальными и потери, связанные с шероховатостью поверхности подложки и наличием нарушенного после абразивной обработки приповерхностного слоя. Вклад данных видов потерь в применении к алмазным подложкам ранее в литературе не обсуждался, что потребовало развить методику оценки качества приповерхностного слоя.

Авторами [22] в применении к лейкосапфиру $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ было показано, что исследование толщины нарушения кристаллической структуры в поверхностном слое возможно посредством наблюдения Кикучи-линий (КЛ) при дифракции отраженных быстрых электронов. Так, последовательное снятие нарушенного слоя вплоть до применения финиш-

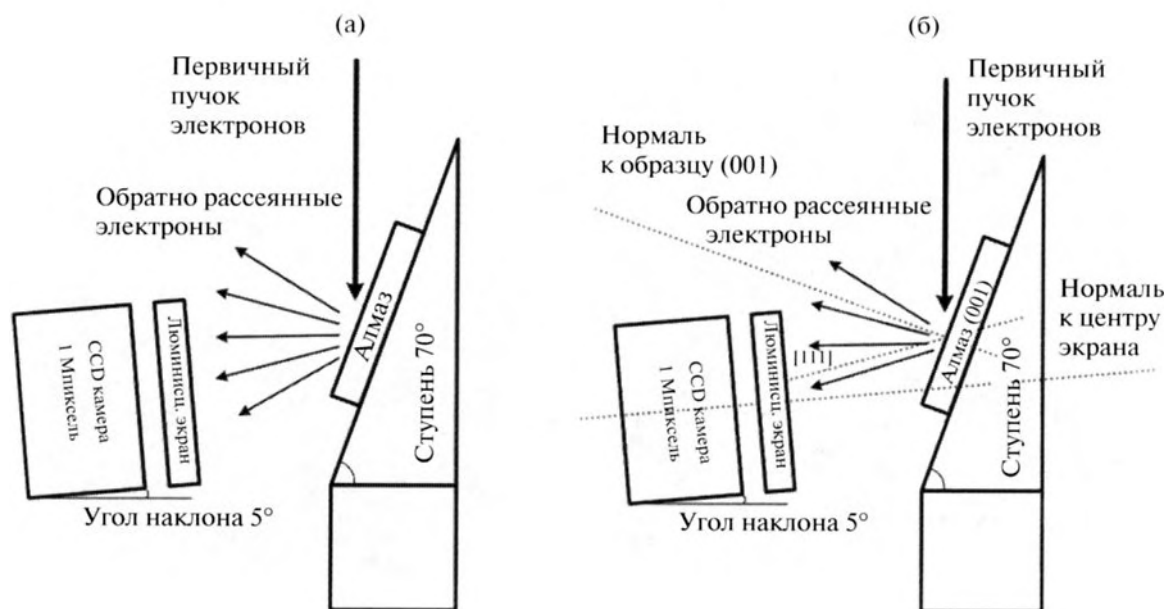


Рис. 2. Схема проведения измерений в режиме дифракции обратно рассеянных электронов EBSD.

ного трибохимического полирования приводило к улучшению качества дифракционной картины и вида КЛ, наблюдаемых на монокристалле лейкосапфира. Для лучших образцов было выполнено индексирование КЛ и определена глубина нарушенного слоя на уровне 40 нм, достигнутая только после трибохимического полирования.

Исследование качества поверхности алмазных пластин методом наблюдения КЛ после полировки было проведено нами при помощи исследования дифракции обратно рассеянных быстрых электронов (Electron Back-Scattering Diffraction, EBSD) в растровом электронном микроскопе. Данный метод позволяет исследовать структурное совершенство тонких приповерхностных слоев материала толщиной менее 1 мкм с высоким пространственным разрешением. Исследования проводились с помощью РЭМ FEI Quanta 200 с приставкой EDAX для наблюдения картин дифракции. Схема проведения измерений в режиме EBSD показана на рис. 2. Для обработки картин дифракции, в частности, для

индексирования КЛ, использовалось штатное программное обеспечение OIMEDAX (рис. 3).

Согласно геометрии задачи, направление на центр люминофорного экрана составляет угол относительно нормали к поверхности примерно 65°. Поэтому при исследовании пластин алмаза ориентации (001) наиболее близким к центру экрана отражением должно быть направление [111], т.к. угол между плоскостями (100) и (111) в алмазе составляет примерно 55° (рис. 2). Однако точное положение картины на экране определяется расположением области анализа относительно нормали, проходящей через центр экрана.

Для оценки характерной глубины области анализа алмазной пластины в режиме EBSD был выполнен расчет профилей выхода обратно рассеянных электронов и общей глубины проникновения при вариации энергии первичного пучка электронов. В расчете учитывалась реальная геометрия проведения измерений (угол падения 70°). Как следует из табл. 1, изменяя энергию первичного пучка,

Таблица 1. Результаты расчета глубины выхода обратно рассеянных и вторичных электронов при вариации энергии первичного пучка

Энергия пучка	Глубина проникновения электронов	Максимальная глубина выхода обратно рассеянных электронов	Глубина области анализа EBSD (97% всех собранных электронов)
3 кэВ	100 нм	30 нм	25 нм
5 кэВ	220 нм	70 нм	50 нм
10 кэВ	650 нм	200 нм	150 нм
20 кэВ	2.6 мкм	700 нм	550 нм
30 кэВ	5 мкм	1.5 мкм	1.3 мкм

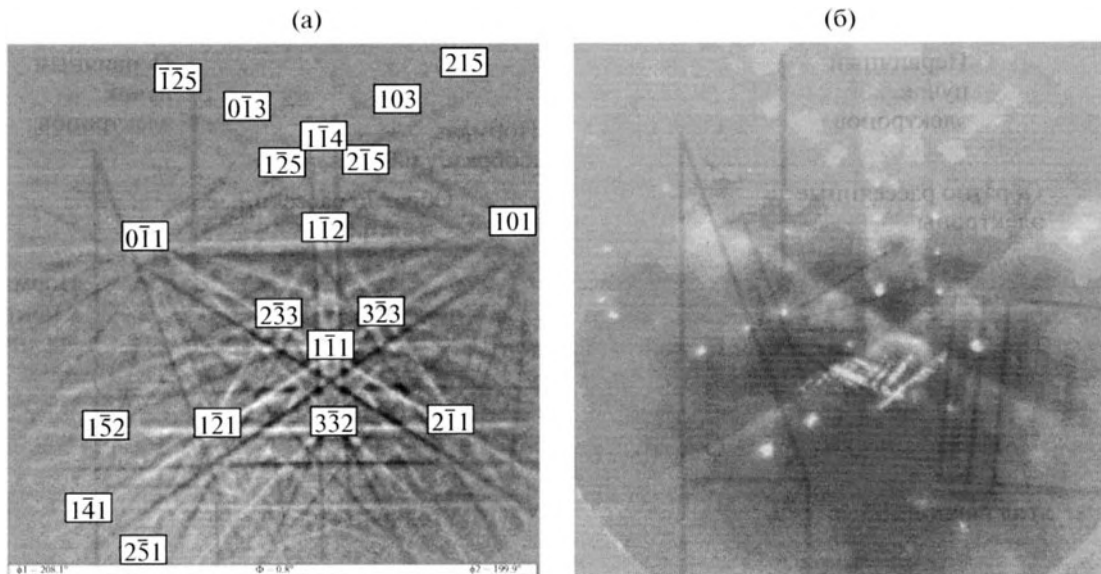


Рис. 3. Картины дифракции электронов при различном ускоряющем напряжении: (а) ускоряющее напряжение 30 кэВ; (б) ускоряющее напряжение 3 кэВ.

можно в широком диапазоне варьировать глубину области анализа и тем самым анализировать структурное качество алмазной пластины на разном удалении от поверхности.

Измерения картин дифракции с исследуемой алмазной пластины проводились при ускоряющих напряжениях 3, 5, 10 и 30 кэВ. Была исследована серия образцов монокристаллов синтетического алмаза с ориентировкой (001) с различной степенью качества обработки поверхности: от стандартной полировки в “мягком” направлении на круге со связанным алмазным абразивом 10/7 с усилием 300 г вплоть до улучшенной финишной обработки с операциями: 1) полировка по “мягкому” направлению на алмазном порошке 2/1 с усилием 300 г в течение 5 минут; 2) полировка по “мягкому” направлению на порошке 2/1, 100 г, 5 минут; 3) доводка путем поворота образца к “твердому” направлению и полирование на порошке 2/1, 100 г, 290 минут. Анализ выполнялся в нескольких (не менее трех) точках образца для проверки однородности его свойств. Выбирались области на поверхности без видимых в режиме вторичных электронов дефектов (загрязнений, трещин, выкрашиваний, царапин и т.п.).

В качестве примера картины дифракции для образца с улучшенной финишной обработкой, полученные при ускоряющем напряжении 30 и 3 кэВ, приведены на рис. 3а и 3б. Очевидно, что отчетливые КЛ наблюдаются как для максимального, так и минимального значений ускоряющего напряжения.

Интенсивность картин дифракции в режиме с энергией электронов 3 кэВ снижается очень сильно, так как используемый люминофор имеет мак-

симум свечения при энергии электронов порядка 10 кэВ. Отметим, что аналогичные четкие КЛ, соответствующие решетке алмаза, наблюдались на всех подготовленных образцах, в том числе со стандартной обработкой. Таким образом, используя данные по картинам дифракции и результаты табл. 1, можно утверждать, что даже после типовой абразивной обработки поверхности алмаза глубина структурно нарушенного слоя не превышает 20–30 нм. Данное обстоятельство существенно отличает алмазные подложки от всех других, включая лейкосапфир.

3. РАСЧЕТ АКУСТИЧЕСКОГО ЗАТУХАНИЯ В ОАВ-РЕЗОНАТОРЕ

Мерой диссипации энергии в резонаторе обычно является добротность, которую определяют как отношение энергии, запасенной в колебательной системе, к энергии потерь за период колебания:

$$Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W}, \quad (1)$$

где W – энергия, запасенная в системе, ΔW – потери энергии за период колебаний. Общие потери энергии в ОАВ-резонаторе можно представить так:

$$\Delta W_{\text{tot}} = \Delta W_{\text{ph-ph}} + \Delta W_{\text{piezo}} + \Delta W_R + \Delta W_{\text{met}} + \Delta W_{\text{dmg}} + \dots \quad (2)$$

Здесь член $\Delta W_{\text{ph-ph}}$ обусловлен фонон–фононным затуханием в подложке; ΔW_{piezo} – затуханием в пьезоэлектрической пленке и на ее поверхности; ΔW_R – рассеянием энергии на шероховатостях поверхности алмаза; ΔW_{met} связано с акустическими и электрическими потерями в слоях ме-

таллических электродов; ΔW_{dmg} – с рассеянием упругих волн в нарушенном слое подложки. Значимость этих вкладов будет различна в применении к различным материалам, методам обработки поверхностей и нанесения тонких пленок.

В пределе акустическое затухание ОАВ-резонаторе принципиально не может быть меньше фонон–фононного вклада. Основы теории фонон–фононного затухания были рассмотрены в работах [10, 13]. Рассмотрим область режима Ахиезера, $\omega\tau < 1$. При наличии звуковой волны функция распределения дебаевских фононов изменяется и перестает быть планковской. Зная ее характер, можно найти изменение энтропии фононного газа, которое определяет количество тепла, поглощенного телом. Удобные выражения для расчета акустического затухания ($\alpha_{\text{ph-ph}}$, дБ/см) и параметра качества Qf в режиме Ахиезера были получены в [15]:

$$\alpha_{\text{ph-ph}} = \frac{8.68\pi C_v T \gamma^2 \tau}{\rho V_a^3 [1 + (2\pi f \tau)^2]} f^2, \quad (3)$$

$$Qf = \frac{\rho V_a^2 [1 + (2\pi f \tau)^2]}{C_v T \gamma^2 \tau} = \text{const.} \quad (4)$$

Здесь C_v – теплоемкость единицы объема, T – абсолютная температура, τ – время термической релаксации фононов, ρ – плотность среды, V_a – скорость акустической волны. Из (4) следует, что параметр качества в приближении Ахиезера практически не должен зависеть от частоты: $Qf \approx \text{const}$ [15]. Ясно также, что значение константы – параметра качества в этом соотношении существенно зависит от точности определения параметра ангармонизма Грюнайзена γ .

Как было показано в [15], время термической релаксации тепловых фононов при взаимодействии с продольной акустической модой может быть оценено по формуле

$$\tau \approx \frac{6K}{CV_D^2}, \quad (5)$$

где для алмаза $K \approx 2000$ Вт/(м К) [23] – коэффициент теплопроводности и $C \approx 1.8 \times 10^6$ Дж/(м³ К) [24] – удельная теплоемкость единицы объема при комнатной температуре. Используя значение дебаевской скорости $V_D \approx 13322$ м/с, получим $\tau \approx 3.8 \times 10^{-11}$ с и частоту, на которой должен происходить переход от режима Ахиезера к режиму Ландау–Румера ($\omega\tau > 1$): $f_\tau = 4.2$ ГГц. Однако, как показано в работе [26], значение τ , вычисленное с помощью (5), неадекватно характеризует релаксацию тепловых фононов.

В случае более высоких частот (режим Ландау–Румера, $\omega\tau > 1$) необходимо пользоваться следующими выражениями для затухания и параметра качества [15]:

$$\alpha_{\text{ph-ph}} = \frac{8.68\pi^5 \gamma^2 (kT)^4}{30\rho V_a^6 h^3} f, \quad (6)$$

$$Qf = \frac{30\rho V_a^5 h^3}{\pi^4 \gamma^2 (kT)^4} f. \quad (7)$$

Здесь k и h – постоянные Больцмана и Планка соответственно. Заметим, что в режиме Ландау–Румера значение параметра качества Qf уже линейно возрастает с ростом частоты (добротность не зависит от частоты).

В выражениях (4) и (7) присутствует параметр Грюнайзена γ , точное значение которого необходимо для получения достоверных результатов по параметру качества алмаза. Частный параметр (тензор) Грюнайзена i -й акустической моды вводится как величина, отражающая изменение частот фононов, вызванных механическим напряжением [13]:

$$\gamma_{jk}^{(i)} = -\frac{1}{\omega^{(i0)}} \frac{\partial \omega^{(i)}}{\partial \sigma_{jk}}, \quad (8)$$

где σ_{jk} – тензор напряжений, $\omega^{(i0)}$ – значение циклической частоты в невозмущенном состоянии. Параметр Грюнайзена γ определяется как усреднение по всем частным параметрам Грюнайзена $\gamma_{jk}^{(i)}$. Как следует из (8), частный параметр Грюнайзена зависит от типа акустической моды. Зачастую для вычисления γ достаточно усреднения по некоторым выбранным высокосимметричным направлениям кубического кристалла [13, 14]. В области высоких температур (ВТ) используют параметр Грюнайзен, который может быть получен из результатов температурных измерений с помощью закона Грюнайзена

$$\gamma = \frac{3\alpha_T B}{C_V}. \quad (9)$$

Здесь α_T – температурный коэффициент линейного расширения, $B = (C_{11} + 2C_{12})/3$ – объемный модуль упругости кубического кристалла. Однако существует и другие способы определения ВТ-параметра Грюнайзена.

В работе [25] на основе результатов теории упругости, молекулярной акустики и термодинамики было получено следующее соотношение для расчета параметра Грюнайзена:

$$\gamma = \frac{3}{2} \left(\frac{B}{\rho V_{av}^2} \right), \quad (10)$$

где V_{av} – среднеквадратичная скорость. Используя соотношения для скоростей звука, выраженные через модуль Юнга E и коэффициент Пуассона μ , можно, как было показано в [27], записать параметр Грюнайзена через коэффициент Пуассона:

$$\gamma = \frac{3}{2} \frac{1 + \mu}{2 - 3\mu}. \quad (11)$$

Таблица 2. Параметр Грюнайзена, расчетные значения параметра качества и затухания для монокристалла алмаза

Кристалл	Параметры				
	γ_{kl}^L	режим Ахиезера (1 ГГц)		режим Ландау–Румера (10 ГГц)	
		$Qf, 10^{13}$ Гц	$\alpha_{\text{ph-ph}}, \text{дБ/см}$	$Qf, 10^{16}$ Гц	$\alpha_{\text{ph-ph}}, \text{дБ/см}$
Алмаз, направление [001]	1.3	3.3	0.47	1.6	0.15
Алмаз, направление [111]	1.1	5.2	0.29	1.9	0.08

В работе [28] изучена взаимная корреляция между формулами (10) и (11), и для ряда кристаллических твердых тел получено хорошее соответствие между исследуемыми формулами. Такое разнообразие выражений для определения параметра Грюнайзена, наряду с трудностями экспериментального определения тензора $\gamma_{jk}^{(i)}$ для конкретной акустической моды, делает расчет затухания менее точным. Как показано в [29], в различных работах по алмазу принимали значения коэффициента μ от 0.07 до 0.2, что в результате привело к разбросу значений параметра Грюнайзена, определенного по формуле (11): $\gamma = 0.9...1.3$. Мы считаем такой разброс значений коэффициента Пуассона в алмазе не соответствующим действительности, тогда как, используя известную формулу, можно получить $\mu = -S_{12}/S_{11} = 0.16$. Таким образом, можно оценить параметр Грюнайзена для алмаза по формуле (11): $\gamma = 1.16$.

Используя экспериментальные данные [30] и исходя из выражения (9), нами было получено значение $\gamma = 0.74$. В [31] приводится значение $\gamma = 1.54$, полученное из первопринципных расчетов, в то время как в [32] из спектроскопических данных было получено $\gamma = 0.8$. Кроме того, в [32] были получены частные параметры Грюнайзена для продольных акустических мод: в направлении [001] $\gamma_{001}^L = 1.3$ и в направлении [111] $\gamma_{111}^L = 1.1$.

Соотношения (3) и (4) или (6) и (7) не отражают того факта, что фонон–фононное затухание в кристаллах является анизотропной величиной, и пригодны для оценки некоторого эффективного затухания в изотропной среде, соответствующей модели Дебая. Используя (3) и (4) или (6) и (7) с заменой параметра Грюнайзена на частный параметр Грюнайзена для данной моды, можно сделать оценку вклада фонон–фононного затухания и величины параметра качества в монокристалле алмаза в том или ином кристаллографическом направлении. Полученные значения для направлений [001] и [111] приведены в табл. 2.

Из табл. 2 следует, что предельно достижимые уровни параметра качества Qf для алмаза при частотах порядка 1 ГГц не превышают 5.2×10^{13} Гц (режим Ахиезера, направление [111]). На частоте 10 ГГц предельное значение составляет уже 1.9×10^{16} Гц, причем такой резкий рост параметра качества обуслов-

лен сменой режима затухания от механизма Ахиезера к механизму Ландау–Румера. Отметим, что имеется существенная неопределенность в отношении точности значений γ_{kl}^L , а также времени термической релаксации фононов. При прочих равных условиях срез (111) алмаза будет давать меньшее затухание продольных акустических волн на СВЧ.

Для учета реального затухания в ОАВ-резонаторе со структурой “Me1/AlN/Me2/(001) алмаз” (рис. 1) необходимо принимать во внимание рассеяние акустических волн на поверхностных неровностях металлов электродов, слоя пьезоэлектрика и на гранях алмаза. В [33] была показана возможность учета акустических потерь на поверхности кристалла, связанных с шероховатостью, которую для нашего случая можно представить так:

$$\alpha_R \approx 2\pi \times 8.68 (k_{\text{AlN}}^2 \eta_{\text{AlN}}^2 + k_{\text{diam}}^2 \eta_{\text{diam}}^2) N \sim f^2. \quad (12)$$

Здесь k_{AlN} , k_{diam} и η_{AlN} , η_{diam} – волновые векторы и среднеквадратичные высоты пиков шероховатости AlN и алмаза соответственно; N – число отражений акустической волны в образце за 1 с. Отметим, что коэффициент затухания α_R имеет квадратичную частотную зависимость.

Рассчитанный согласно (12) вклад акустического затухания, вызванный шероховатостью алмазной подложки и нитрида алюминия, представлен на рис. 4. Качество алмазной поверхности значительно влияет на потери: улучшение шероховатости в два раза уменьшает затухание на порядок. Сделаем оценки вкладов шероховатости алмазной подложки и пленки нитрида алюминия в общие СВЧ-потери в ОАВ-резонаторе. Используя измеренное методом АСМ значение шероховатости алмазной подложки $\eta_{\text{diam}} \approx 10...15$ нм (на базе 100×100 мкм), в соответствии с (12) получаем $\alpha_{R(\text{diam})} \approx 0.0035$ дБ/(ГГц² см), что оказывается значительно ниже вклада фонон–фононного затухания $\alpha_{\text{ph-ph}}$. Шероховатость пленки AlN была также измерена методом АСМ (на базе 100×100 мкм): $\eta_{\text{AlN}} \approx 30$ нм. Исходя из (12), получим $\alpha_{R(\text{AlN})} \approx 0.164$ дБ/(ГГц² см), что уже оказывается сравнимым с вкладом фонон–фононного затухания в монокристалле алмаза и возрастает квадратично с частотой. Этот результат означает, что на данном

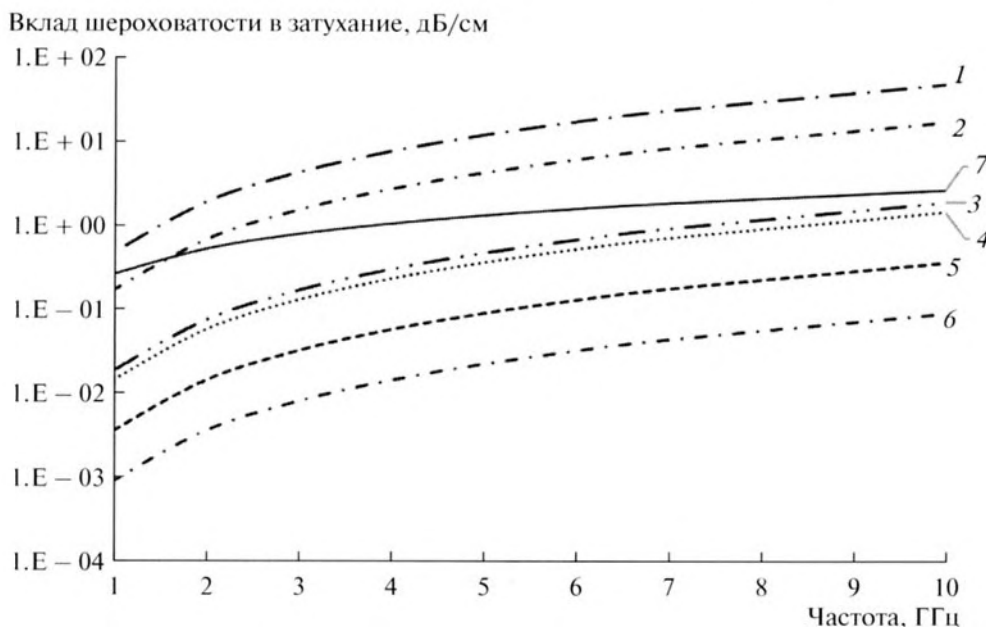


Рис. 4. Частотная зависимость вклада в затухание для различных величин среднеквадратичной шероховатости R_a поверхностей алмаза и пленки AlN: 1 – затухание на поверхности слоя AlN при $R_a = 50$ нм; 2 – AlN при $R_a = 30$ нм; 3 – AlN при $R_a = 10$ нм; 4 – затухание на поверхности алмаза при $R_a = 20$ нм; 5 – на поверхности алмаза при $R_a = 10$ нм; 6 – на поверхности алмаза при $R_a = 5$ нм; 7 – фонон-фононное затухание в режиме Ландау-Румера, вычисленное по формуле (3).

этапе следует уделить внимание качеству поверхности пьезоэлектрической пленки.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОБРОТНОСТИ И ЗАТУХАНИЯ В ОАВ-РЕЗОНАТОРЕ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛА АЛМАЗА

Были исследованы частотные зависимости нагруженной добротности Q ряда ОАВ-резонаторов на основе слоистой пьезоэлектрической структуры “Al/AlN/Mo/(001) алмаз” (рис. 1б). Для изготовления подложки 4×4 мм с двусторонней полировкой (отклонение от плоскопараллельности не более 1 мкм/см) использовали синтетический монокристалл алмаза Па-типа (содержание азота менее 0.5 ppm) с кристаллографической ориентировкой (001). Пьезоэлектрическая пленка AlN имела преимущественную ориентацию (0002), а полная ширина данного рефлекса на половине высоты составляла 0.213° . Детали подготовки образцов и процедуры измерений, наряду с подробным теоретическим анализом, были описаны в предыдущей работе [34]. Так, на структуре “Al/AlN/Mo/(001) алмаз” (толщины слоев 100 нм/600 нм/100 нм/700 мкм соответственно) была измерена добротность в широком диапазоне частот от 1 до 9.5 ГГц и получены значения параметра качества Qf (рис. 5 и 6). Поскольку величина площади внешнего электрода влияет на статическую емкость резонатора, надлежащим выбором площади можно улучшать согласо-

вание ОАВ-резонатора с измерительным трактом в определенном частотном диапазоне. Конфигурация электрода, как и его площадь, может повлиять на спектр нежелательных стоячих мод лэмбовского типа, поэтому для достижения максимальной добротности ОАВ-резонатора следует оптимизировать эти параметры, в связи с чем на одной подложке были изготовлены и исследованы резонаторы, различающиеся по форме и площади внешнего электрода. На рис. 5 представлены экспериментальные данные по серии резонаторов с формой внешнего электрода в виде неправильного прямоугольника с различными площадями. Эффективные площади резонаторов составляли (мкм²): 1a – ~40000; 1b – ~22500; 1c – 10000. Для серии ОАВ-резонаторов 1a–1c (рис. 5) наилучшие результаты по добротности имеет резонатор 1b. Максимальное экспериментальное значение параметра качества достигает $Qf \approx 10 \times 10^{13}$ Гц в окрестности 9.5 ГГц, что превышает известные к настоящему времени результаты (рис. 5б).

На рис. 6 представлены результаты по серии резонаторов 2a–2c. Данные резонаторы имели одинаковую эффективную площадь 10000 мкм², но различную форму электродов: 2a – неправильный прямоугольник, 2b – неправильный четырехугольник, 2c – круг. Следует отметить, что в серии ОАВ-резонаторов 2a–2c, различающихся формой электродов, наилучшие результаты по добротности имеет резонатор 2b, однако значения по другим резонаторам незначительно ниже.

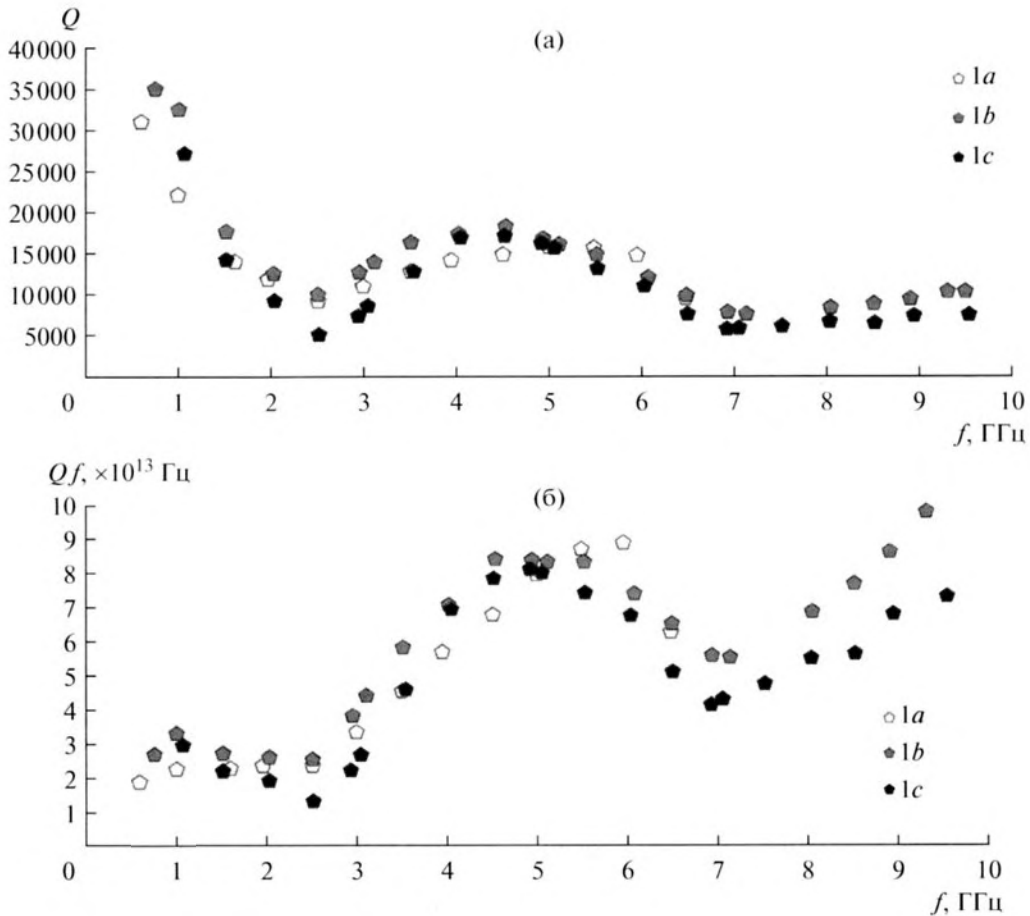


Рис. 5. Экспериментальные частотные зависимости (а) добротности Q и (б) параметра качества Qf для серии резонаторов 1a–1c.

Таким образом, были получены максимальные экспериментальные значения параметра качества $Qf \approx 6.5 \times 10^{13}$ Гц в окрестности 5 ГГц (рис. 6б).

Из числа исследованных резонаторы серии 3a–3c с круглыми электродами имели более низкую добротность.

Как следует из эксперимента, частотные зависимости параметра качества Qf не отвечают представлениям теории Ахиезера. Как правило, имеет место увеличение Qf с ростом частоты. Данное обстоятельство было подтверждено и результатами, полученными на ряде других ОАВ-резонаторов (рис. 7).

На рис. 7 показаны частотные зависимости параметра качества Qf для трех типов ОАВ-резонаторов, различающихся толщинами пьезоэлектрических пленок и алмазных подложек. При построении кривых использованы значения Qf , отвечающие максимумам на экспериментально полученных частотных зависимостях. Здесь же представлены “очищенные” кривые, которые получены вычитанием вклада шероховатости нитрида алюминия в соответствии с формулой (12).

Как следует из рис. 7, вычитание вклада, связанного с шероховатостью нитрида алюминия, особенно заметно в высокочастотной области. “Очищенные” кривые 1–3 отвечают линейным частотным зависимостям.

С целью оценки относительных и абсолютного вкладов в общее затухание, связанных с пьезоэлектрическим преобразователем и металлическими пленками в сравнении с алмазной подложкой, были использованы известные из литературы данные по погонному затуханию в использованных материалах, приведенному к 1 ГГц. Для алмаза использовали оценку фонон–фононного затухания, показанную в табл. 2. Сводные результаты в применении к конфигурации и толщинам слоев исследованного ОАВ-резонатора приведены в табл. 3.

Как следует из табл. 3, вкладом акустического затухания в тонких пленках можно пренебречь по сравнению с затуханием в подложке.

Используя соотношение (6) и результаты для ОАВ-резонаторов, показанные на рис. 7, были рассчитаны частотные зависимости фонон–фононного затухания в алмазе (рис. 8). Как и для па-

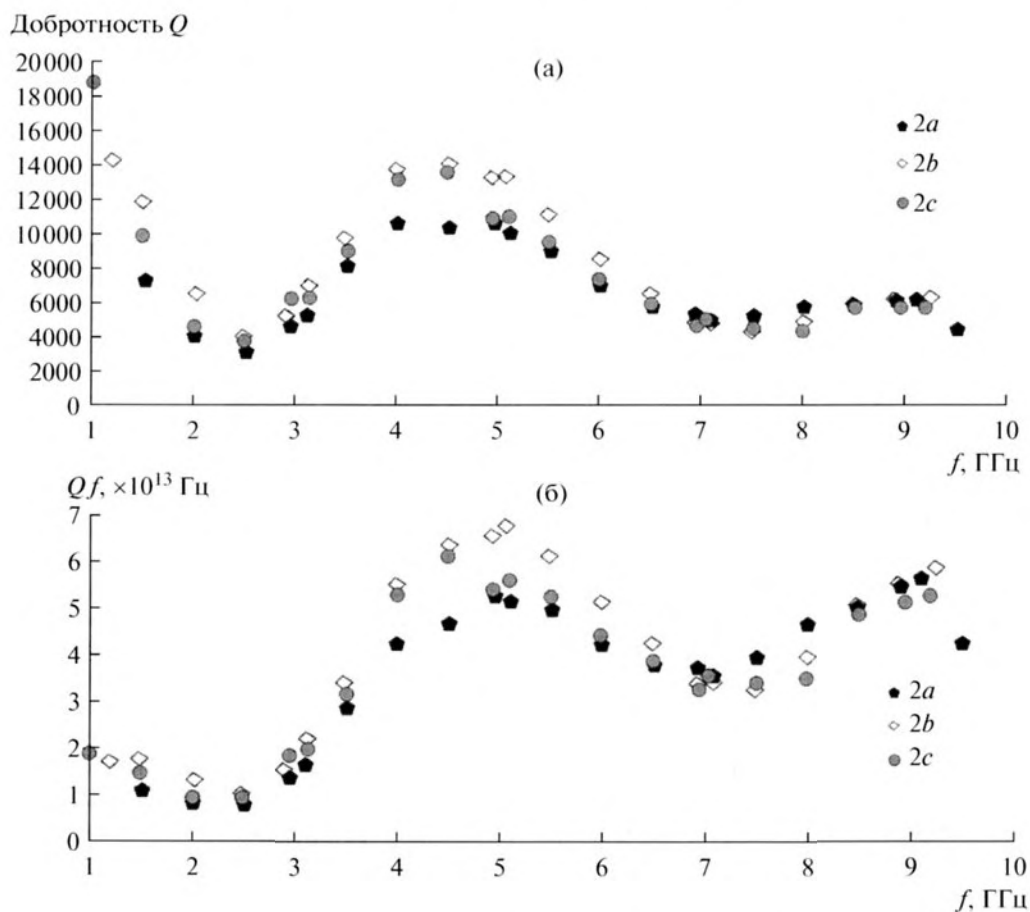


Рис. 6. Экспериментальные частотные зависимости (а) добротности Q и (б) параметра качества Qf для серии резонаторов 2a–2c.

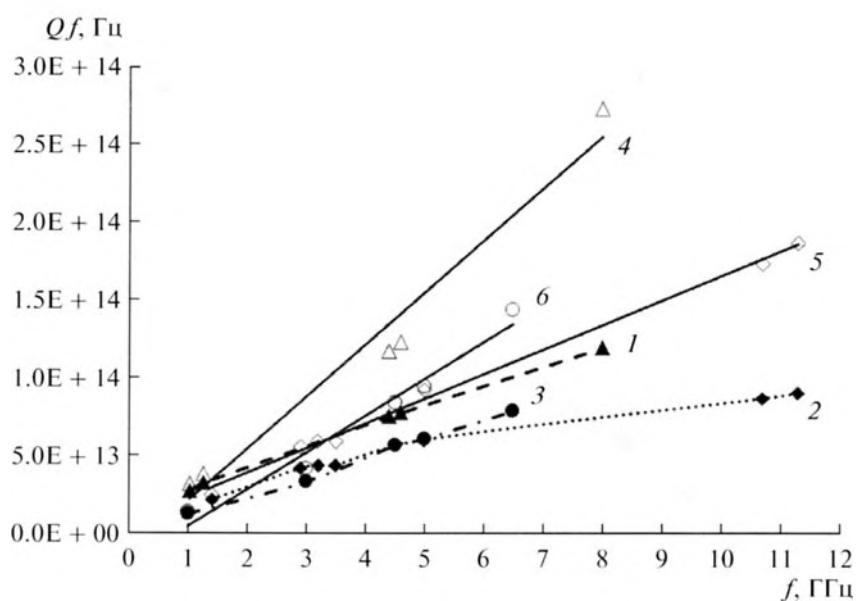


Рис. 7. Частотные зависимости параметра качества Qf для ОАВ-резонаторов на основе слоистой структуры “Al/AlN/Mo/(001) алмаз”: 1 – толщины слоев Al, AlN, Mo и алмаза 107 нм/880 нм/130 нм/1107 мкм соответственно; 2 – толщины слоев 107 нм/880 нм/130 нм/1075 мкм; 3 – толщины слоев 164 нм/624 нм/169 нм/510 мкм; 4 – учтено вычитание вклада шероховатости нитрида алюминия для кривой 1; 5 – то же для кривой 2; 6 – то же для кривой 3.

Таблица 3. Относительные и абсолютные значения затухания продольной акустической волны в слоях ОАВ-резонатора

Слой	Al [35]	AlN [36]	Mo [37]	Алмаз
α , дБ/(ГГц ² см)	175	36	16	0.47
$\alpha \times d$, 10 ⁻³ дБ/ГГц ²	2.9	2.2	0.3	18.4

Примечание: в расчете $\alpha \times d$ использовались следующие толщины слоев d : Al – 164 нм, AlN – 624 нм, Mo – 169 нм, алмаз – 392 мкм.

раметра качества, следует отметить линейную частотную зависимость, отвечающую механизму Ландау–Румера.

На рис. 9 показаны “очищенные” частотные зависимости параметра качества Qf для шести ОАВ-резонаторов, включая область частот ниже 1 ГГц, в сравнении с расчетными кривыми. Отметим, что, учитывая особенности данного типа ОАВ-резонаторов, получить сравнительно надежные данные в области частот ниже 0.5 ГГц оказалось проблематичным.

Из рис. 9 следует, что изменение наклона кривой частотной зависимости параметра качества наблюдается в окрестности 1 ГГц, что соответствует реализации режима Ахиезера в алмазе ниже данной частоты. Из анализа рис. 9 ясно, что прогнозируемая в работе [15] частота перехода от режима Ахиезера к режиму Ландау–Румера в алмазе

является существенно заниженной (~45 МГц); как результат, завышено время термической релаксации (~3.5 × 10⁻⁹ с), которое, по нашим данным, составляет величину $\tau = 1.6 \times 10^{-10}$ с. Используя данные рис. 9, соотношение (4) и параметр качества $Qf = 1.8 \times 10^{13}$ Гц, для направления [001] алмаза в пределе Ахиезера был получен частный параметр Грюнайзена $\gamma_{001}^L = 0.85$, характеризующий ангармоническое взаимодействие с продольной волной.

В табл. 4 приводятся рассчитанные данные по СВЧ акустическому затуханию алмаза в сравнении с монокристаллами, имеющими наименьшие акустические потери.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

На основе слоистой пьезоэлектрической структуры “Al/AlN/Mo/(001) алмаз”, где в качестве подложки использовали синтетический монокристалл алмаза IIa-типа, были изготовлены и исследованы на СВЧ многочастотные ОАВ-резонаторы с различной топологией электродов. Показано, что такие резонаторы имеют высокие значения добротности на СВЧ, причем максимальное значение параметра качества достигало $Qf \approx 10 \times 10^{13}$ Гц на частоте 9.5 ГГц. Дальнейшая оптимизация конструкции и технологии изготовления ОАВ-резонаторов позволит продвинуться и в область более высоких частот, поскольку с ростом частоты наблюдается возрастание параметра качества.

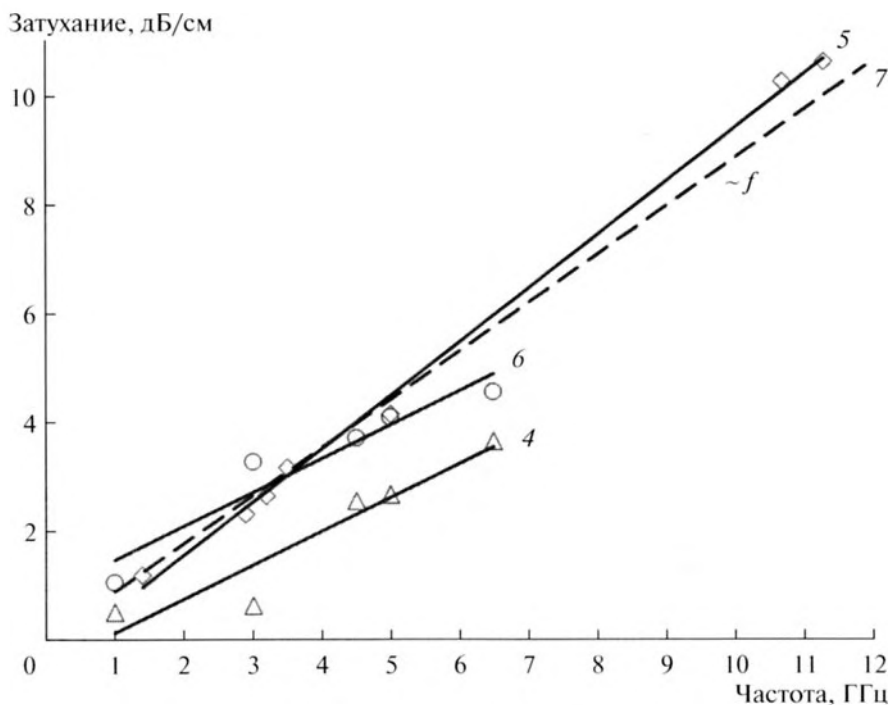


Рис. 8. Частотные зависимости фонон–фононного затухания в алмазе. Обозначения кривых соответствуют данным по ОАВ-резонаторам, показанным на рис. 7. Кривая 7 соответствует расчетной линейной частотной зависимости.

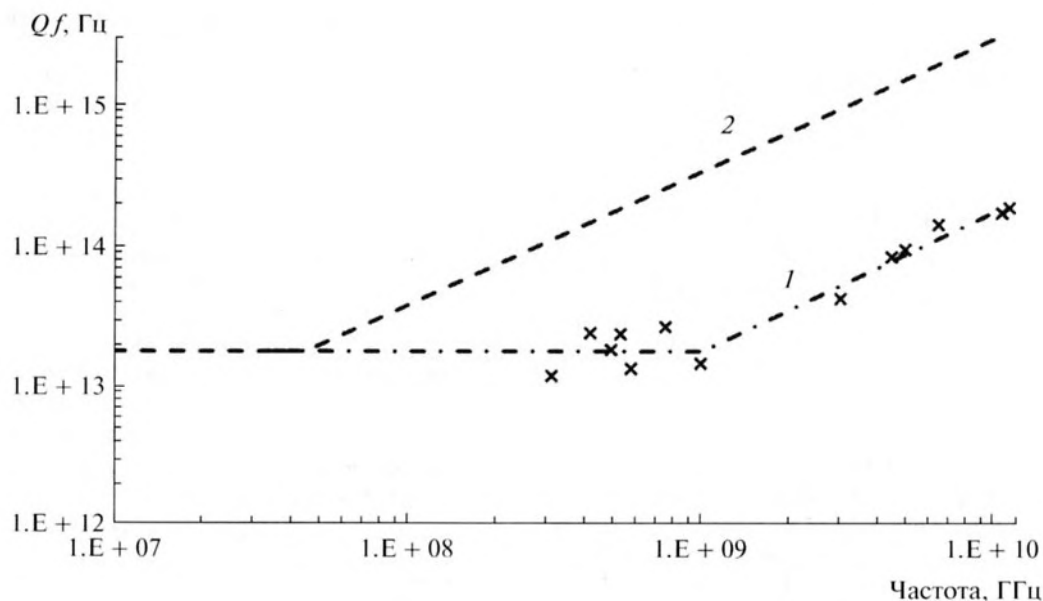


Рис. 9. Экспериментальные и расчетные частотные зависимости параметра качества Qf для ОАВ-резонаторов на основе алмаза: 1 – экспериментальные данные, полученные из измерений серии ОАВ-резонаторов; 2 – репродукция расчетной кривой частотной зависимости параметра качества для алмаза из [15].

Подробно проанализированы механизмы потерь акустической энергии в слоистой пьезоэлектрической структуре “Al/AlN/Mo/(001) алмаз”. Была сделана оценка глубины нарушенного приповерхностного слоя (~20–30 нм) в алмазе после финишной абразивной обработки, обоснованная методом дифракции обратно рассеянных быстрых электронов и наблюдением КЛ. Оценки показали, что потери акустической энергии на неровностях поверхности алмазной подложки при шероховатости ~30 нм, так же, как акустические потери в тонких пленках, на порядок меньше акустического затухания в объеме и принципиального значения не имеют. Однако неровности внешней поверхности пьезоэлектрической пленки AlN могут дать вклад, сравнимый с объемным затуханием в подложке. Также важно, что такой вклад возрастает с ростом частоты $\sim f^2$. Поэтому, используя экспериментальные данные АСМ, учитывали вклад данного механизма в совокупный эффект.

Основываясь на наших экспериментальных данных и теории акустического затухания, было показано, что частота перехода от режима Ахиезера к режиму Ландау–Румера в алмазе, по нашим данным, составляет ~1 ГГц, что гораздо выше оценки, сделанной авторами [15]; как результат, время термической фонон–фононной релаксации ($\tau = 1.6 \times 10^{-10}$ с) значительно ниже оценки ($\sim 3.5 \times 10^{-9}$ с) из работы [15]. Расчет акустического затухания показал, что, хотя на частоте ~1 ГГц акустические потери в алмазе несколько выше, но при увеличении частоты до 8–10 ГГц становятся заметно ниже, чем в известных материалах с низким уровнем затухания. Полученное нами максимальное экспериментальное значение $Qf \approx 10 \times 10^{13}$ Гц позволяет охарактеризовать синтетический алмаз как перспективный материал для СВЧ акустоэлектронных устройств.

Работа выполнена в рамках соглашения № 14.574.21.0074 (уникальный идентификатор

Таблица 4. СВЧ акустическое затухание (дБ/см) в монокристаллах при комнатной температуре

f , ГГц	Алмаз	ИАГ	Сапфир	LiNbO ₃	
источник	наши данные	[38]	[39]	[40]	эсп. [41]
1	0.89	0.2–0.3	0.2	0.3*	0.4
2	1.8	~1.0*	0.8*	1.0*	1.5
4.5	4	~5.2*	4.1*	5.1*	8.0
8	7.1	~16.0*	12.8*	15.8*	–

* Рассчитано в приближении Ахиезера.

проекта RFMEFI57414X0074) при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ с использованием оборудования ЦКП “Исследование наноструктурных, углеродных и сверхтвердых материалов” (ФГБНУ ТИСНУМ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lakin K.M.* Thin film resonator technology // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2005. V. 52. № 5. P. 707–716.
2. *Двоешерстов М.Ю., Чередник В.И., Босов С.И., Орлов И.Я., Руденко О.В.* Численный и экспериментальный анализ параметров акустоэлектронного тонкопленочного СВЧ-резонатора // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 5. С. 569–577.
3. *Sorokin B.P., Kvashnin G.M., Volkov A.P., Bormashov V.S., Aksenonkov V.V., Kuznetsov M.S., Gordeev G.I., Telichko A.V.* AlN/single crystalline diamond piezoelectric structure as a high overtone bulk acoustic resonator // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 113507.
4. *Zhang H., Pang W., Yu H., Kim E.S.* High-tone bulk acoustic resonators on sapphire, crystal quartz, fused silica, and silicon substrates // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 124911.
5. *Baumgartel L., Kim E.S.* Experimental optimization of electrodes for high Q , high frequency HBAR / Proc. IEEE Int. Ultrason. Symp. Rome, 2009. P. 2107–2110.
6. *Mansfeld G.D., Alekseev S.G., Polzikova N.I.* Unique properties of HBAR characteristics / Proc. IEEE Int. Ultrason. Symp. Beijing, 2008. P. 439–442.
7. *Благов А.Е., Даринский А.Н., Ковальчук М.В., Писаревский Ю.В., Просеков П.А., Таргонский А.В.* Рентгеноакустические резонаторы для управления пространственными характеристиками рентгеновского излучения // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 5. С. 561–568.
8. *Zhou C., Pang W., Li Q., Yu H., Hu X., Zhang H.* Extracting the electromechanical coupling constant of piezoelectric thin film by the high-tone bulk acoustic resonator technique // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2012. V. 59. № 5. P. 958–962.
9. *Алексеев С.Г., Мансфельд Г.Д., Ползикова Н.И.* Захват энергии колебаний в составных акустических резонаторах на основе кубических кристаллов // Радиотехн. и электрон. 2006. Т. 51. № 8. С. 984–990.
10. *Ахизер А.* О поглощении звука в твердых телах // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. № 12. С. 1318–1329.
11. *Woodruff T.O., Ehrenreich H.* Absorption of sound in insulators // Phys. Rev. 1961. V. 123. № 5. P. 1553–1559.
12. *Bommel H.E., Dransfeld K.* Excitation and attenuation of hypersonic waves in quartz // Phys. Rev. 1960. V. 117. № 5. P. 1245–1252.
13. *Mason W.P., Bateman T.B.* Ultrasonic-wave propagation in pure silicon and germanium // J. Acoust. Soc. Am. 1964. V. 36. № 4. P. 644–651.
14. *Mason W.P., Bateman T.B.* Relation between third-order elastic moduli and the thermal attenuation of ultrasonic waves in nonconducting and metallic crystals // J. Acoust. Soc. Am. 1966. V. 40. № 4. P. 852–862.
15. *Tabrizian R., Rais-Zadeh M., Ayazi F.* Effect of phonon interactions on limiting the fQ product of micromechanical resonators / Proc. 15 Int. Conf. on Solid-State Structures, Actuators and Microsyst. Denver, 2009. P. 2131–2134.
16. *Ландау Л.Д., Румер Ю.Б.* О поглощении звука в твердых телах // Phys. Zs. Sowet. 1937. V. 11. № 18. P. 227–233.
17. *Simons S.* On the interaction of long wavelength phonons with thermal phonons // Proc. Phys. Soc. 1964. V. 83. P. 749–754.
18. *Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972.
19. *Maris H.J.* In: Phys. Acoustics / Ed. Mason W.P. and Thurston R.N. N.Y.; L.: Acad. Press. 1971. V. 8. P. 280.
20. *Гуревич В.Л.* Кинетика фононных систем. М.: Наука, 1980. 400 с.
21. *Смагин А.Г., Ярославский М.И.* Пьезоэлектричество кварца и кварцевые резонаторы. М.: Энергия, 1970. 488 с.
22. *Рогов В.В., Ткач В.Н., Рублев Н.Д., Троян А.В., Попельток В.Н.* Исследование состояния поверхности деталей из сапфира ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) после их финишной обработки // Сверхтв. матер. 2008. № 2. С. 67–74.
23. *Anthony T.R., Banholzer W.F., Fleischer J.F., Lanhua Wei, Kuo P.K., Thomas R.L., Pryor R.W.* Thermal diffusivity of isotopically enriched ^{12}C diamond // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. № 2. P. 1104–1111.
24. *Hakovirta M., Vuorinen J.E., Nastasi M., Schwarz R.B.* Heat capacity of hydrogenated diamond-like carbon films // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. № 15. P. 2340–2342.
25. *Леонтьев К.Л.* Связи упругостных и тепловых свойств веществ // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 554–561.
26. *Илисовский Ю.В., Стернин В.М.* Решеточное поглощение высокочастотного звука в кремнии // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 385–391.
27. *Беломестных В.Н., Теслева Е.П.* Взаимосвязь ангармонизма и поперечной деформации квазизотропных поликристаллических тел // ЖТФ. 2008. Т. 74. № 8. С. 140–142.
28. *Сандитов Д.С., Маитатов В.В., Дармаев М.В., Сандитов Б.Д.* О параметре Грюнаизена кристаллов и стекол // ЖТФ. 2009. Т. 29. № 3. С. 59–62.
29. *Klein C.A.* Anisotropy of Young's moduli and Poisson's ratio in diamond // Mat. Res. Bull. 1992. V. 27. P. 1407–1414.
30. *Sorokin B.P., Kvashnin G.M., Volkov A.P., Bormashov V.S., Aksenonkov V.V., Kuznetsov M.S., Telichko A.V., Gordeev G.I.* Microwave acoustic properties of diamond single crystal as a substrate for High overtone Bulk Acoustic Resonator // Proc. of Joint Ultrason. Ferroel. Freq. Contr., Europ. Freq. Time Forum, and Piezosp. Force Micro. Symp. Prague, 2013. P. 1864–1867.
31. *Fu Z.J., Ji G.F., Chen X.R., Gou Q.Q.* First-principle calculations for elastic and thermodynamic properties of diamond // Commun. Theor. Phys. 2009. V. 51. P. 1129–1134.

32. *Parsons B.J.* Spectroscopic mode Gruneisen parameters for diamond // Proc. R. Soc. Lond. A. 1977. V. 352. P. 397–417.
33. *Mansfeld G., Alekseev S., Kotelyansky I.* Bulk acoustic wave attenuation in langasite // Proc. of IEEE Int. Freq. Cont. Symp. Seattle 2001. P. 268–271.
34. *Сорокин Б.П., Квашиин Г.М., Теличко А.В., Гордеев Г.И., Бурков С.И., Бланк В.Д.* СВЧ исследования многочастотных акустических резонаторов на основе слоистой пьезоэлектрической структуры “Me1/AlN/Me2/(100) алмаз” // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 4. С. 464–476.
35. *Sveshnikov B., Nikitov S., Suchkov S.* On universal modeling of the bulk acoustic wave devices / In: Modeling and measurement methods for acoustic waves and for acoustic microdevices. Ed. Marco G. Beghi. In-Tech, 2013. 621 p.
36. *Pandey D.K., Yadav R.R.* Temperature dependent ultrasonic properties of aluminium nitride // Appl. Acoust. 2009. V. 70. P. 412–415.
37. *Гуляев Ю.В., Мансфельд Г.Д.* Резонаторы и фильтры сверхвысоких частот на объемных акустических волнах: современное состояние и тенденции развития // Радиотехн. 2003. Т. 8. С. 42–54.
38. *Auld B.A.* Acoustic fields and waves in solids. N.Y.: John Wiley, 1973, V. 1, II.
39. *Fitzgerald T.M., Silverman B.D.* Ultrasonic attenuation in Al₂O₃ at ultrahigh frequencies and low temperatures // Phys. Lett. A. 1967. V. 25. № 3. P. 245–247.
40. *Landolt-Börnstein.* Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik. Neue Series; Bd. 3. Ferro- und antiferroelektrische Substanzen. Berlin, 1969.
41. *Wen G.P., Mayo R.F.* Acoustic attenuation of a single-domain lithium niobate crystal at microwave frequencies // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 9. P. 135–136.