АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 6

УДК 534.143

СТРИКЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ ПРИ БИГАРМОНИЧЕСКОМ СВЧ-ВОЗДЕЙСТВИИ ©

Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Семененко В. Н., Чистяев В. А.

Изучено возбуждение акустических колебаний разностной частоты при воздействии немонохроматической СВЧ-волны на диэлектрический кристалл, который является резонатором для электромагнитных и упругих колебаний. Теоретически обоснована и осуществлена в эксперименте динамическая методика измерения акустической добротности при воздействии на резонатор СВЧ-сигналов качающейся частоты. Приведены результаты экспериментов с образцами из $KTaO_3$.

Квадратичный эффект — электрострикция, присущая диэлектрикам любой природы, позволяет возбудить ультразвук немонохроматическим электрическим полем. Распространение в диэлектрике двух гармонических электромагнитных волн, имеющих близкие частоты ω_1 и ω_2, порождает вследствие электрострикции акустическую волну на разностной частоте Ω_a ($\Omega_a=\omega_2-\omega_1$). На этом основан способ возбуждения гиперзвука при смешении лазерных пучков, экспериментально изученный в [1]. В настоящей работе такого рода взаимодействие реализовано и исследовано для случая, когда частоты взаимодействующих электромагнитных волн находились в диапазоне СВЧ. В СВЧ-экспериментах проявляются существенные особенности, обусловленные резонансным характером явления, поскольку здесь типичные размеры кристаллических образцов сравнимы с длиной электромагнитной волны в диэлектрике. В этом случае кристалл представляет собой распределенную колебательную систему — диэлектрический резонатор (ДР). Поскольку вследствие условий волнового синхронизма длина акустической волны должна быть одного порядка с длинами взаимодействующих электромагнитных волн, то и для упругих колебаний диэлектрический образец может обладать резонансными свойствами. В этих условиях эффективность преобразования электромагнитной энергии в ультразвук возрастает тем сильнее, чем выше добротность ДР для электромагнитных и акустических колебаний. Дополнительное (и существенное) увеличение эффективности электроакустического взаимодействия достигается в экспериментах с сегнетоэлектрическими кристаллами, имеющими большие значения диэлектрической проницаемости на СВЧ ($\varepsilon\sim10^3-10^4$).

Рассмотрим ситуацию, когда возбуждение электромагнитных колебаний с частотами ω_p ($p=1, 2$) происходит на одной моде ДР, с собственной частотой ω_e и добротностью Q_e, в результате чего возникают акустические колебания разностной частоты Ω_a ($\Omega_a=\omega_2-\omega_1$) на моде с собственной частотой Ω_s и добротностью Q_s. Такое электроакустическое взаимодействие стоячих волн можно описывать, базируясь на уравнениях [2, 3] для нормированных переменных a и b, пропорциональных напряженности электрического поля и упругим деформациям соответствующих типов колебаний:

$$\ddot{a}+\frac{\omega_e}{Q_e}\dot{a}+\omega_e^2\left(1+\frac{2}{Q_e}b\right)a=-\frac{\omega_e^2}{Q_e}\sum_p E_p\cos\omega_p t, \qquad (1)$$

$$\ddot{b}+\frac{\Omega_s}{Q_s}\dot{b}+\Omega_s^2 b=-2\frac{\Omega_s^2}{Q_s}a^2. \qquad (2)$$

Вложение энергии в акустические колебания за счет электрострикции отражает правая часть (2). Ясно, что для такого процесса наиболее благоприятны резонансные условия: $\Omega_a \approx \Omega_s$.

Стрикционное возбуждение ультразвука сопровождается обратным воздействием акустических колебаний на электромагнитные. В результате спектр электромагнитных колебаний содержит не только частоты ω_1 и ω_2, но и комбинационные $\omega_{pk}=\omega_p+k\Omega_a$, где $k=\pm 1, \pm 2, \ldots$ Таким образом, решения (1), (2) следует искать в виде

$$a=\sum_p \sum_k Y_{pk} \cos(\omega_{pk} t+\varphi_{pk}), \tag{3}$$

$$b=z\cos(\Omega_a t+\varphi_a).$$

Пока амплитуда акустических колебаний невелика ($z \ll 1$), достаточно учитывать комбинационные частоты лишь первого порядка ($k=\pm 1$). Тогда из (1)—(3) легко найдем

$$\begin{gathered} Y_{p0}^2=E_p^2(1+\zeta_{p0}^2)^{-1}, \quad p=1,\ 2, \\ z^2=Y_{10}^2 Y_{20}^2(1+\nu^2)^{-1}, \\ Y_{p\pm 1}^2=Y_{p0}^2 z^2(1+\zeta_{p\pm 1}^2)^{-1}, \end{gathered} \tag{4}$$

где ζ_{pk} и ν — нормированные расстройки; $\zeta_{pk}=Q_e(1-\omega_e^2/\omega_{pk}^2)$, $\nu=Q_s(1-\Omega_s^2/\Omega_a^2)$.

С увеличением интенсивности СВЧ-волн эффективность преобразования частоты растет. Если уровень накачки превышает определенный порог ($E_{\text{пор}}$), колебательная система переходит в режим параметрического резонанса, где генерация ультразвука может происходить и при одночастотном СВЧ-воздействии [2, 3].

Рассматриваемый нами способ возбуждения колебаний акустических резонаторов не отличается высокой энергетической эффективностью. Однако он имеет и привлекательную сторону, поскольку позволяет возбуждать ультразвук в непьезоэлектрических кристаллах, не прибегая к нанесению электродов или креплению пьезопреобразователей. При этом о характеристиках акустического резонатора (Ω_s, Q_s) можно судить, наблюдая электромагнитные колебания комбинационных частот. По сравнению с режимом стрикционной параметрической генерации использование двухчастотного воздействия более удобно, поскольку при этом снижаются требования к его мощности. Действительно, как следует из (4), коэффициенты преобразования $K_{p\pm 1}=(Y_{p\pm 1}/Y_p)^2$ равны

$$K_{p\pm 1}=[f(\zeta|,\nu)]^{-1/2}E_1E_2, \tag{5}$$

где $f(\zeta|,\nu)$ — функция настройки: $f(\zeta|,\nu)=(1+\zeta_{p\pm 1}^2)^2(1+\nu^2)^2(1+\zeta_{10}^2)(1+\zeta_{20}^2)$. Будем полагать $E_1=E_2=E$. Переход от нормированных значений мощности накачки (E^2) к абсолютным (P) легко произвести путем сравнения с выражениями для пороговой мощности стрикционного параметрического возбуждения (нормированной $E_{\text{пор}}$ и абсолютной $P_{\text{пор}}$)

$$\frac{E^2}{P}=\frac{E_{\text{пор}}}{P_{\text{пор}}}. \tag{6}$$

Поскольку $P_{\text{пор}}$ может быть найдена по известной формуле [2], а

$$E_{\text{пор}}^2=(1+\zeta_p^2)(1+\zeta_{p-1}^2)(1+\zeta_{p+1}^2)/(\zeta_{p+1}^2-\zeta_{p-1}^2), \tag{7}$$

то (5) преобразуется к виду

$$K_{p\pm 1}=[f(\zeta|,\nu)]^{-1/2}\frac{E_{\text{пор}}^2}{P_{\text{пор}}}P. \tag{8}$$

С другой стороны, если мощность спектральной компоненты $\omega_{p\pm1}$ превышает некоторый уровень $P_{\min}$, определяемый шумами и чувствительностью индикатора, то возбуждение акустических колебаний фиксируется в эксперименте. Таким образом, должно быть

$$K_{p\pm1}P>P_{\min}. \tag{9}$$

Сопоставляя (8) и (9), получаем условие, которому должна удовлетворять мощность накачки, чтобы акустические колебания можно было зафиксировать по возникновению СВЧ-комбинационных:

$$P^2>[f(\zeta|,\nu)]^{1/2}E_{\text{пор}}^{-2}P_{\text{пор}}P_{\min}. \tag{10}$$

Представляет интерес наблюдение стрикционной генерации разностной акустической частоты в динамическом режиме, когда один из воздействующих на ДР сигналов СВЧ частотно модулирован по линейному закону. При этом снижаются требования к стабильности генераторов СВЧ, кроме того, таким образом удается возбуждать в кристалле затухающие цуги упругих колебаний, что позволяет быстро и удобно оценивать акустическую добротность различных мод ДР.

Рассматривая динамический режим, следует в правой части (1) заменить гармоническую компоненту $E_2\cos\omega_2 t$ на сигнал $E_2\cos\psi(t)$, где $\psi(t)=\omega_{20}t+Vt^2$, а $\omega_{20}=\omega_1+\Omega_s$. Решение уравнений колебаний (1), (2) будем искать методом последовательных приближений, полагая $a(t)=a_0+a_1+\ldots$, $b(t)=b_0+b_1+\ldots$. В исходном, нулевом приближении будем пренебрегать преобразованием в ультразвук, т. е. положим

$$b_0=0. \tag{11}$$

Тогда решение (1) сведется к нахождению отклика линейного осциллятора на совместное действие гармонического и частотно-модулированного сигналов. Представим его в виде

$$a_0(t)=Y_{10}\cos(\omega_1 t+\varphi_{10})+Y_{20}(t)\cos(\omega_2 t+Vt^2+\varphi_{20}(t)). \tag{12}$$

Амплитуда Y_{10} по-прежнему удовлетворяет (4), но величина $Y_{20}(t)$ в общем случае отличается от стационарного значения. Лишь при медленном качании частоты амплитуду $Y_{20}(t)$ все же можно рассчитывать по (4) с учетом временной зависимости мгновенной частоты $\omega_2(t)$ ($\omega_2(t)=d\psi/dt=\omega_{20}+2Vt$) и расстройки ζ_{20}.

Требование медленности изменения частоты означает, что промежуток времени t^*, в течение которого мгновенная частота $\omega(t)$ принимает значения в пределах полосы резонанса, велик по сравнению с временем релаксации колебаний $\bar{t}$ (для электрических колебаний $t_e^*=\omega_e/VQ_e$, $\bar{t}_e=Q_e/\omega_e$). Согласно результатам [4], практическим критерием применимости квазистационарного приближения является условие

$$\sigma>2, \tag{13}$$

где $\sigma=\frac{1}{4}\sqrt{t^*/\bar{t}}$. Будем считать, что для электромагнитных колебаний условие (13) выполнено, что соответствует типичной ситуации при использовании в эксперименте обычных свип-генераторов СВЧ и при неслишком высоких добротностях ($Q_e\leqslant10^4$).

Перейдем теперь к уравнениям первого приближения:

$$\ddot{a}_1+\frac{\omega_e}{Q_e}\dot{a}_1+\omega_e^2a_1=-2\frac{b_1}{Q_e}a_0, \tag{14}$$

$$\ddot{b}_1+\frac{\Omega_s}{Q_s}\dot{b}_1+\Omega_s^2b_1=-2\frac{\Omega_s^2}{Q_s}a_0^2. \tag{15}$$

Фактически в правой части (15) достаточно оставить лишь колебания с

разностной частотой, т. е. заменить a_0^2 на величину

$$\frac{1}{2} Y_{10} Y_{20}(t) \cos(\Omega_s t + V t^2 + \varphi_s), \tag{16}$$

где $\varphi_s = \varphi_{20}(t) - \varphi_{10}$. Если и для акустических колебаний выполняется (13) (при этом $t_s^* = \Omega_s / V Q_s$, $\bar{t}_s = Q_s / \Omega_s$), то амплитуду b_1 можно тоже находить, пользуясь квазистатическим приближением. Однако изменение частоты, медленное для СВЧ-колебаний, может оказаться вовсе не медленным для акустических колебаний, имеющих гораздо более низкую частоту. В общем случае отклик акустической моды на воздействие вида (16) следует находить, пользуясь известными соотношениями теории линейных систем (см., например, [4, 5]). Нетрудно получить следующее приближенное выражение:

$$b_1(t) \approx -8\sqrt{2}\,\sigma_s Y_{10} Y_{20}(t) \operatorname{Re}\left\{ \exp\left(i - \frac{1}{2Q_s}\right) \Omega_s t \left[\frac{1}{2}(1+i) + C(\tau) + iS(\tau) \right] \right\}, \tag{17}$$

где $C(\tau)$ и $S(\tau)$ — интегралы Френеля, $\tau(t) = \sqrt{V} t + i\sqrt{2}\sigma_s$. Для применимости (17) необходимо, чтобы изменение $Y_{20}(t)$ за время релаксации акустических колебаний было малым. Это означает, что дополнительно к (13) требуется

$$\sigma_e > 2\sqrt{\bar{t}_s / \bar{t}_e}. \tag{18}$$

Итак, с точностью до осцилляций, обусловленных зависимостью от времени $C(\tau)$ и $S(\tau)$, отклик акустической степени свободы при $t > 0$ представляет собой затухающие собственные колебания. Поскольку время релаксации акустических колебаний, как правило, заведомо больше, чем электромагнитных, то решение (14) с учетом (17) можно вновь искать в квазистатическом приближении

$$a_1(t) = \sum_{p=k=\pm 1} \sum a_{pk}, \tag{19}$$

где $a_{pk} = Y_{pk}(t) \cos(\tilde{\omega}_{pk}(t) t + \varphi_{pk}(t))$, $\tilde{\omega}_{pk}(t) = \tilde{\omega}_{p0} \pm \Omega_s$ $(k = \pm 1)$, $\tilde{\omega}_{10} = \omega_1$, $\tilde{\omega}_{20} = \omega_{20} + Vt$. При нахождении амплитуд $Y_{pk}(t)$ из (4) учитываем, что мгновенные частоты $\omega_{2\pm1}(t)$ зависят от времени следующим образом: $\omega_{2\pm1}(t) = \omega_{20} \pm \Omega_s + 2Vt$ и $\zeta_{2\pm1} = \zeta_{2\pm1}(t)$.

Часть энергии электромагнитных колебаний ДР излучается в СВЧ-тракт и попадает в системе индикации на детектор, выходной сигнал которого пропорционален квадрату амплитуды СВЧ-колебаний. Заметный сигнал дают составляющие нулевого порядка, пропорциональные $(Y_{10}^2 + Y_{20}^2(t))$, и первого порядка, для которых

$$V_0 = d[Y_{10} Y_{2-1}(t) \cos(Vt^2 + \varphi_{2-1} - \varphi_{10}) + Y_{20}(t) Y_{1+1}(t) \cos(Vt^2 + \varphi_{20} - \varphi_{1+1})]. \tag{20}$$

Таким образом, в продетектированном сигнале имеются биения с нарастающей частотой и затухающей амплитудой. Затухание определяется в основном экспоненциальным фактором $\exp(-t/2\bar{t}_s)$, так что, наблюдая биения, можно получить информацию об акустической добротности. Однако следует иметь в виду, что в действительности закон затухания акустических колебаний (17) отличается от экспоненциального. Кроме того, возможны дополнительные искажения огибающей из-за непостоянства фаз φ_{2-1}, φ_{1+1}, и φ_{20}, однако при выполнении условия (18) эти искажения будут малыми.

Экспериментальное исследование особенностей рассмотренного способа возбуждения акустических колебаний проводилось в опытах с ДР из танталата калия при 4,2 К. Методика и техника эксперимента были аналогичны изложенным в [6]. На резонатор, находящийся в охлаждаемой измерительной ячейке, поступали СВЧ-сигналы от двух генераторов, включенных в плечи двойного Т-моста. Источником колебаний фиксированной частоты (ω_{10}) служила генераторная секция на диоде Ганна, сигнал с ка-

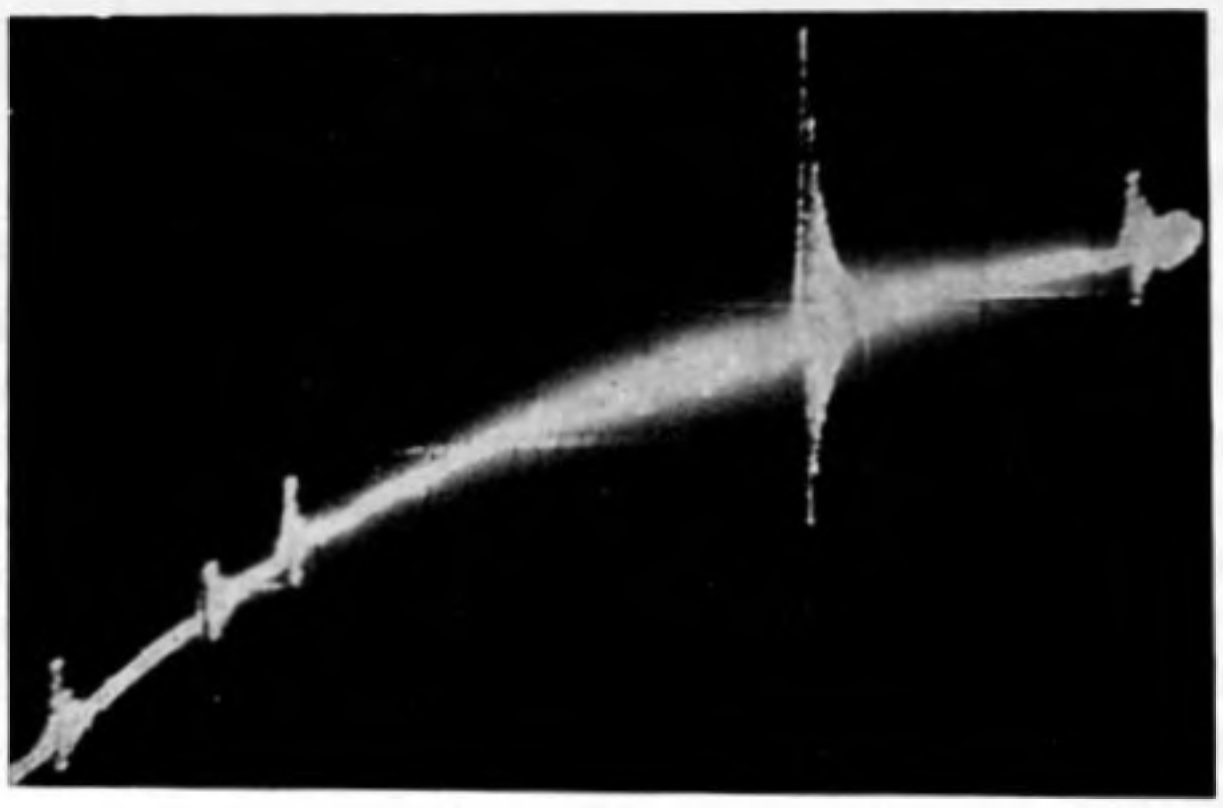

Рис. 1. Картина биений на частотной характеристике резонанса при качании частоты накачки в широкой полосе ($\Delta\omega \simeq 38$ МГц). Возбуждаются акустические частоты (справа налево): $\Omega_s = 62{,}6$ МГц, 69,1, 79,4, 80,4, 83,6 МГц. Сферический ДР из $KTaO_3$

чающейся частотой $\omega_2(t)$ вырабатывался клистронным генератором Г4-56. В установке была применена схема компенсации, которая позволяла исключить влияние паразитных отражений, так что сигнал, поступающий на детекторную головку индикатора, был пропорционален амплитуде СВЧ-колебаний в резонаторе. Продетектированный сигнал отображался на экране осциллографа, напряжение развертки которого использовалось для частотной модуляции клистронного генератора.

Условия наблюдения биений, сопровождавших возбуждение акустических колебаний, были наилучшими, когда частота ω_{10} была в точности равна резонансной частоте ДР. Напротив, амплитуда биений резко уменьшалась, когда условию синхронного взаимодействия $\omega_2 - \omega_{10} = \Omega_s$ соответствовала такая настройка, что $\zeta_1 + \zeta_2 = 0$, поскольку составляющие биений (20) оказывались при этом в противофазе.

При качании частоты второго сигнала в полосе нескольких мегагерц наблюдались биения, свидетельствующие о последовательном возбуждении целого ряда акустических мод (рис. 1). Для быстрого определения собственных частот упругих колебаний применялась дополнительная амплитудная модуляция сигнала с диода Ганна, в результате которой в спектре СВЧ-сигнала возникали гармоники $\omega_{10} \pm \omega_м$, где $\omega_м$ — частота модуляции. В момент, когда при свиппировании выполнялось условие $\omega_2(t) = \omega_{10} \pm \omega_м$, на детекторной головке возникали нулевые биения. Меняя частоту модуляции, добивались совпадения метки от нулевых биений с началом цуга (20), при этом величина $\omega_м$ совпадала с Ω_s.

Эффективность возбуждения различных акустических мод была различной и существенно зависела от пространственного распределения полей электромагнитного и упругого типов колебаний, участвовавших во взаимодействии. Однако последовательно устанавливая частоты ω_{10} и ω_2 вблизи разных резонансных частот ω_e, можно получить достаточно полную картину спектра акустических колебаний.

Для измерения времени релаксации акустических колебаний необходимо подобрать такую скорость качания частоты, при которой влияние искажающих факторов минимально и форма огибающей биений соответствует экспоненте. Требования к оптимальной скорости частотной модуляции противоречивы. С одной стороны, она ограничена сверху условиями (13), (16), которые обеспечивают квазистационарный характер электромагнитных колебаний. Кроме того, при слишком быстром прохождении резонанса, когда $\sigma_s \ll 1$, амплитуда упругих колебаний уменьшается (см. (17)), что затрудняет их наблюдение. С другой стороны, при малой скорости качания форма биений (20) становится неблагоприятной для определения акустической добротности (см. рис. 2, *а*). Чтобы надежно наблюдать огибающую биений, необходимо выполнить следующее условие:

$$V\bar{t}_s \gg \pi, \tag{21}$$

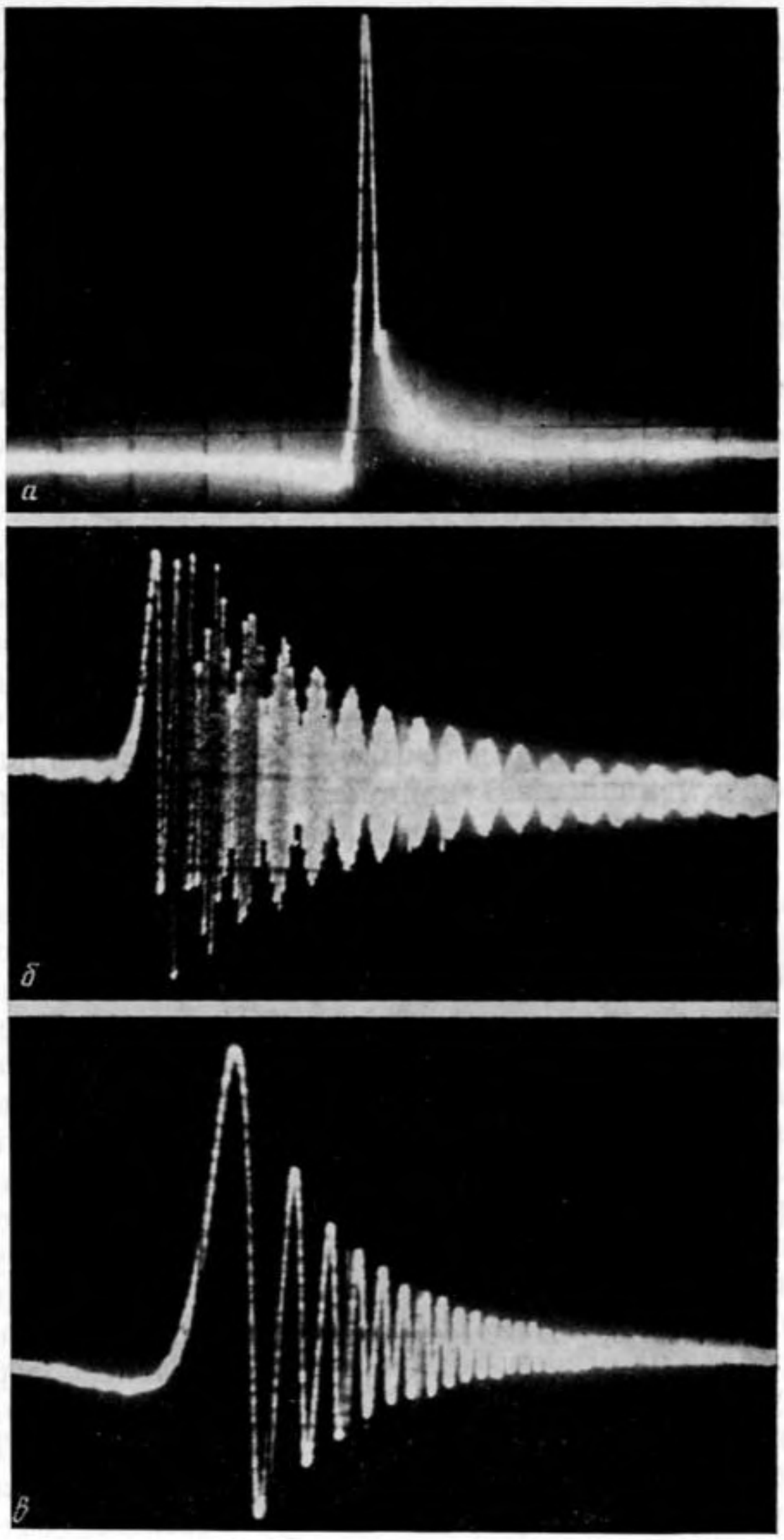

Рис. 2. Биения при качании частоты накачки в узкой полосе ($\Delta\omega \simeq$ $\simeq 1{,}3$ МГц): *а* – медленное свиппирование ($\Omega_s \simeq 69{,}1$ МГц, $V=10$ Гц/с); *б* – «френнелевские» осцилляции ($\Omega_s \simeq 62{,}6$ МГц, $V=10$ Гц/с), *в* – быстрое свиппирование ($\Omega_s \simeq 69{,}1$ МГц, $V=2{,}5 \cdot 10$ Гц/с)

при этом картина затухающего цуга будет иметь вид, показанный на рис. 2, *в*. Выполнение (21) позволяет также ослабить влияние «френелевских» осцилляций, являющихся следствием интерференции собственных и вынужденных акустических колебаний. Эти осцилляции также наблюдались в эксперименте (рис. 2, *б*).

Легко установить, что совместное выполнение (13), (18) и (21) возможно лишь в случае, когда акустическая добротность сравнительно высока, причем

$$\bar{t}_s \geqslant 10^3 \bar{t}_e. \tag{22}$$

В резонаторах с меньшей добротностью приходится отказываться от одного из указанных ограничений, при этом точность определения Q_s снижается.

Стрикционное возбуждение разностной акустической частоты позволи-

Характеристики сферического ДР (d =0,54 мм)

Ω_s, МГц	Q_s, $\cdot 10^{-3}$	$\bar{t}_s$, мкс	t_s^*, мкс	σ_s	$2\sqrt{\bar{t}_s/\bar{t}_e}$	$P_{пор}$, мВт
48,4	1,5 (12,5)	31 (258)	13 (1,6)	0,16 (0,02)	60 (172)	0,32 (0,032)
62,6	4,7 (19)	75 (304)	5 (1,3)	0,06 (0,02)	93 (186)	0,68
69,1	3,5 (25)	50 (362)	8 (1,1)	0,1 (0,01)	76 (203)	–
80,4	2 (16)	25 (199)	16 (2)	0,2 (0,03)	53 (151)	1,36
129	6,4 (13)	50 (101)	8 (4)	0,2 (0,05)	76 (107)	–

Примечания. 1. $\omega_e \simeq 54{,}1$ ГГц; $Q_e \simeq 1{,}9\cdot 10^3$; $\bar{t}_e = 0{,}035$ мкс; $V = 2{,}5\cdot 10^9$ Гц/с; $t_e^* = 0{,}011$ с; $\sigma_e = 140$. 2. Вне скобок указаны характеристики для жидкого гелия, в скобках — для газообразного.

ло определить собственные частоты и добротности упругих мод различных ДР, применявшихся в экспериментах по параметрическому электроакустическому возбуждению [3, 6]. Исследовавшиеся резонаторы имели объем 10^{-4}—10^{-3} см^3. Для резонаторов неправильной формы, полученных путем выкалывания из монокристаллов $KTaO_3$, лучшие значения Q_s достигали 500. Несколько большие добротности имели цилиндрические ДР (Q_s до 1200). Гораздо меньшим затуханием обладали резонаторы сферической формы. В качестве примера в таблице представлены результаты, полученные на одном из сферических ДР.

Результаты экспериментов с ДР разной формы указывают на то, что значительная доля энергии акустических колебаний рассеивается при контакте ДР с опорой. Именно это обусловливает более высокий уровень потерь в резонаторах неправильной формы и цилиндрических по сравнению со сферическими ДР, у которых площадь контакта с опорой минимальна. Другой фактор, ограничивавший акустические добротности резонаторов,— потери на излучение звука в жидкий или газообразный гелий. При этом из-за большего акустического импеданса жидкого гелия он вносит большие потери, чем газообразный. Резонаторы сферической формы обладают тем преимуществом, что в них можно возбуждать крутильные колебания, которые не вызывают излучения в окружающую среду, поскольку нормальная компонента смещения для них равна нулю на поверхности ДР.

В данной работе не ставилась цель свести уровень потерь к минимуму, определяемому упругой вязкостью. Для сравнения отметим лишь, что экстраполяция данных [7] о затухании ультразвука в $KTaO_3$ от частот 180 к 10 МГц по закону $\alpha \sim \Omega^2$ позволяет ожидать достижения $Q_s \sim 10^6$.

В экспериментах по определению акустического затухания важно контролировать, чтобы мощность СВЧ-сигналов была существенно меньше, чем порог стрикционного параметрического возбуждения. В противном случае, если мощность хотя бы одного из сигналов близка к пороговому уровню, в колебательной системе происходит параметрическая регенерация потерь. При этом, в частности, по мере приближения P к $P_{пор}$ наблюдается увеличение времени затухания биений.

Таким образом, рассмотренный и осуществленный в настоящей работе способ безэлектродного возбуждения акустических колебаний в непьезоэлектрических кристаллах действительно позволяет легко определить спектр собственных акустических частот кристаллических образцов, добротности соответствующих мод, а также, по амплитудам колебаний комбинационных частот, оценивать пороговую мощность стрикционного параметрического возбуждения и величину констант электрострикции. Примененная нами методика определения добротности при воздействии на резонансную систему сигнала качающейся частоты имеет ряд общих черт с методом, предложенным в [8] для измерения добротностей СВЧ-резонаторов. Однако характер физических процессов при стрикционном возбуждении существенно более сложен, что потребовало детального анализа в настоящей работе.

Авторы выражают благодарность П. П. Сырникову за предоставление кристаллов танталата калия.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дьяконов А. М., Леманов В. В., Саттикулов М.* Возбуждение и усиление упругих волн в кристаллах молибдата свинца под действием мощного лазерного излучения / ФТТ. 1980. Т. 22. № 2. С. 353–359.
2. *Белокопытов Г. В.* Стрикционное параметрическое возбуждение в диэлектрических резонаторах // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 9. С. 1121–1129.
3. *Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Чистяев В. А.* Параметрическое стрикционное возбуждение ультразвука в диэлектрических резонаторах СВЧ // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 218–221.
4. *Хлытчиев С. М.* Воздействие напряжения с линейно изменяющейся частотой на линейные системы // Радиотехника. 1956. Т. 11. № 1. С. 61–72.
5. *Харкевич А. А.* Избранные труды. Т. 2. М.: Наука, 1973.
6. *Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Чистяев В. А.* Стрикционная параметрическая генерация в диэлектрических резонаторах из $KTaO_3$ // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 7. С. 1381–1387.
7. *Баррет Г.* Акустические свойства веществ со структурой типа перовскита // Физическая акустика/Ред. Мэзон У., Терстон Р. М.: Мир, 1973. Т. 6. С. 90–138.
8. *Вятчанин С. П., Тимашов А. В.* Простой метод измерения высоких добротностей сверхвысокочастотных резонаторов // ПТЭ. 1983. № 4. С. 145–146.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
9.XII.1988