АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 6

УДК 534.222.2

РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ РЕЖИМ УСИЛЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН С ОБРАЩЕНИЕМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ФЕРРИТЕ

Брысев А. П., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Крутянский Л. М., Преображенский В. Л., Стаховский А. Д.

В работе сообщается о результатах экспериментального наблюдения регенеративного режима усиления звука с обращением волнового фронта в поликристаллическом магнитострикционном феррите.

Как известно, в акустических средах с параметрической модуляцией скорости звука на частоте 2ω может реализоваться параметрическое усиление прямой и обратной звуковых волн с частотой и взаимно сопряженными волновыми фронтами [1–5]. В условиях, когда глубина модуляции превосходит пороговое значение, в стационарном режиме наблюдается параметрическая генерация звуковых волн [1]. В настоящей работе сообщаются результаты экспериментального наблюдения нестационарных эффектов параметрического усиления звуковых импульсов с обращением волнового фронта в поликристаллическом феррите на основе Ni–Co. Обнаружено, что наряду с «классическим» эффектом ОВФ [5] при определенных условиях наблюдается регенеративный режим с аномально высоким коэффициентом усиления обращенной волны.

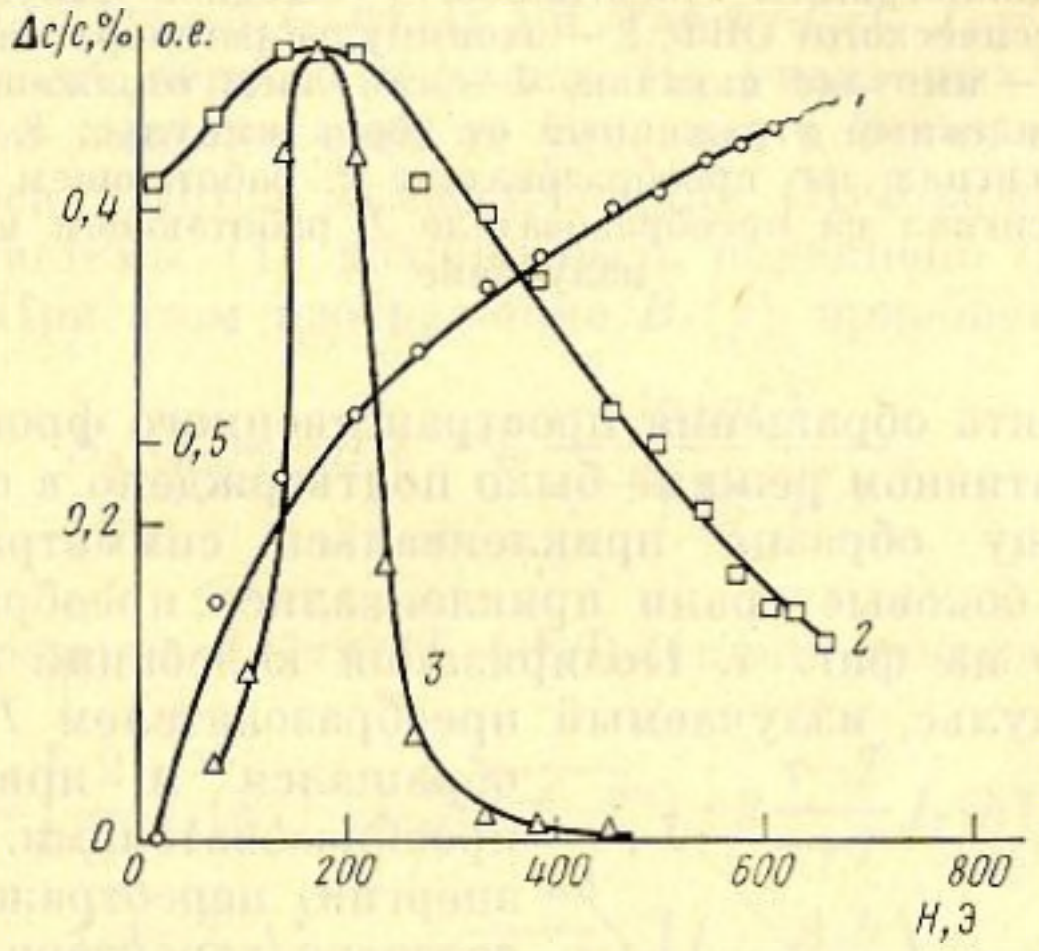
В экспериментах использовалась стандартная эхоимпульсная ультразвуковая методика: в образце феррита с размерами 3,5×7,5×30,0 мм³ с помощью пьезопреобразователей возбуждались и принимались импульсы продольных или сдвиговых волн с частотой заполнения f=28 МГц. Направление распространения звука выбиралось параллельным длинной стороне образца и направлению внешних постоянного и переменного магнитных полей. Постоянное однородное поле **H** создавалось электромагнитом, переменное магнитное поле накачки $\mathbf{h}_\sim$ с амплитудой до 50 Э — катушкой индуктивности длиной l=5 мм, намотанной на среднюю часть образца.

На фиг. 1 представлены результаты измерений полевых зависимостей скорости $c_s(H)$ сдвиговых волн, а также нормированных коэффициентов усиления для «классического» $K_1^s(H)$ и регенеративного $K_2^s(H)$ режимов ОВФ. На фиг. 2 приведены аналогичные экспериментальные кривые $c_l(H)$, $K_1^l(H)$ и $K_2^l(H)$ для продольных волн.

Наблюдалось заметное уменьшение коэффициента экстинкции при увеличении напряженности подмагничивающего поля H, что объясняется процессами монодоменизации образца и уменьшением магнитоупругой связи с ростом напряженности поля [4].

На фиг. 3, *а*, *б* представлены осциллограммы, на которых верхний луч фиксирует импульс накачки, а нижний — ультразвуковые импульсы, излучаемые и принимаемые одним и тем же пьезопреобразователем. Из фиг. 3, *а* видно, что непосредственно за импульсом *1*, соответствующим «классическому» процессу ОВФ, при длительностях импульса накачки $\tau_p > 3$ мкс регистрируется второй эхоимпульс *2*, причем данная осциллограмма отражает случай, в котором импульс накачки подается в тот момент, когда излученный от торца звуковой импульс достигает катушки. Амплитуда эхоимпульса *2* при фиксированной задержке накачки быстро нарастает с увеличением ее длительности τ_p до «гигантских» значений (на фиг. 3, *б* U_2^*=18 В на нагрузке R=50 Ом, что соответствует интенсивности звука $I\sim$800 Вт/см²). При таких мощностях звуковые волны оказывают уже заметное обратное влияние на импульс переменного маг-

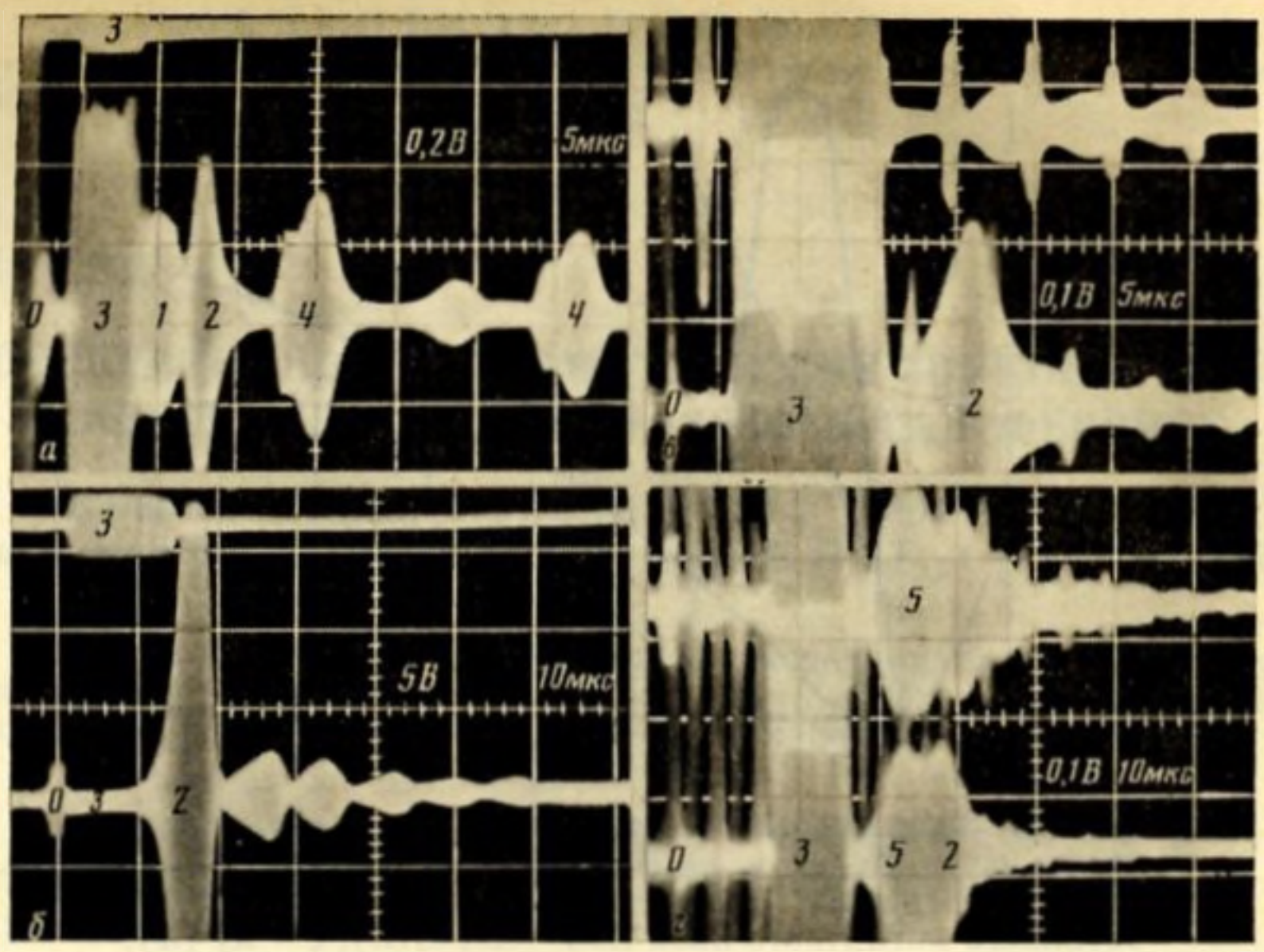
Фиг. 1. Зависимости относительного изменения скорости звука $\Delta c_s/c_s$ и коэффициентов усиления обращенной волны K_1^s и K_2^s для сдвиговых волн от постоянного магнитного поля H: $1 - \Delta c_s/c_s(H)$, $2 - K_1^s(H)$, $3 - K_2^s(H)$



Фиг. 2. Зависимости относительного изменения скорости звука $\Delta c_l/c_l$ и коэффициентов усиления обращенной волны K_1^l и K_2^l для продольных волн от постоянного магнитного поля H: $1 - \Delta c_l/c_l(H)$, $2 - K_1^l(H)$, $3 - K_2^l(H)$

нитного поля накачки, уменьшая его амплитуду (верхний луч фиг. 3, *б*). Коэффициент усиления на электрической стороне $K_e = U_2^*/U_0$, где U_0 и U_2^* — амплитуды напряжения на преобразователе, соответствующие прямому и обратному сигналам, оказывается в этом режиме аномально большим, достигая значения $K_e \approx 320$. Это значение K_e соответствует коэффициенту усиления на акустической стороне $K_a = B^*(0)/A(0)$, где $A(z)$ и $B^*(z)$ — амплитуды звука в прямой и обратной волне, который с учетом потерь на двойное электроакустическое преобразование ~35 дБ, составляет $K_a \approx 2 \cdot 10^4$ (86 дБ). Режим аномального большого усиления, как видно из фиг. 1, 2, реализуется лишь в достаточно узкой области значений напряженности H подмагничивающего поля. Оптимальные (в смысле максимальности K_a) поля H_1^{opt} и H_2^{opt} для «классического» и «аномального» обращенных импульсов отличаются друг от друга для поперечных волн и близки для продольных (фиг. 1, 2).

Отметим, что амплитуда звука, параметрически генерируемого от уровня шумов, достигает заметных значений при длительностях накачки $\tau_p > 40$ мкс.



Фиг. 3. Осциллограммы эхосигналов: 0 – входной импульс, *1* – импульс «классического» ОВФ, *2* — эхоимпульс регенеративного режима ОВФ, *3* — импульс накачки, *4* — импульсы отражений от торцов, *5* — усиленный отраженный от торца импульс; *3*, *в*, *с* — верхний луч: сигнал на преобразователе *2*, работающем на прием, нижний — сигнал на преобразователе *1*, работающем на прием и излучение

Наличие эффекта обращения пространственного фронта звукового импульса в регенеративном режиме было подтверждено в следующем эксперименте. К торцу образца приклеивалась симметричная кварцевая призма, а на ее боковые грани приклеивались преобразователи (*1*, *2*), как это показано на фиг. 4. Поляризация колебаний была направлена вдоль оси x. Импульс, излучаемый преобразователем *1*, пройдя призму, обращался и принимался обоими преобразователями. Часть звуковой энергии переотражалась в призме, создавая характерную картину переотражений на осциллограмме.

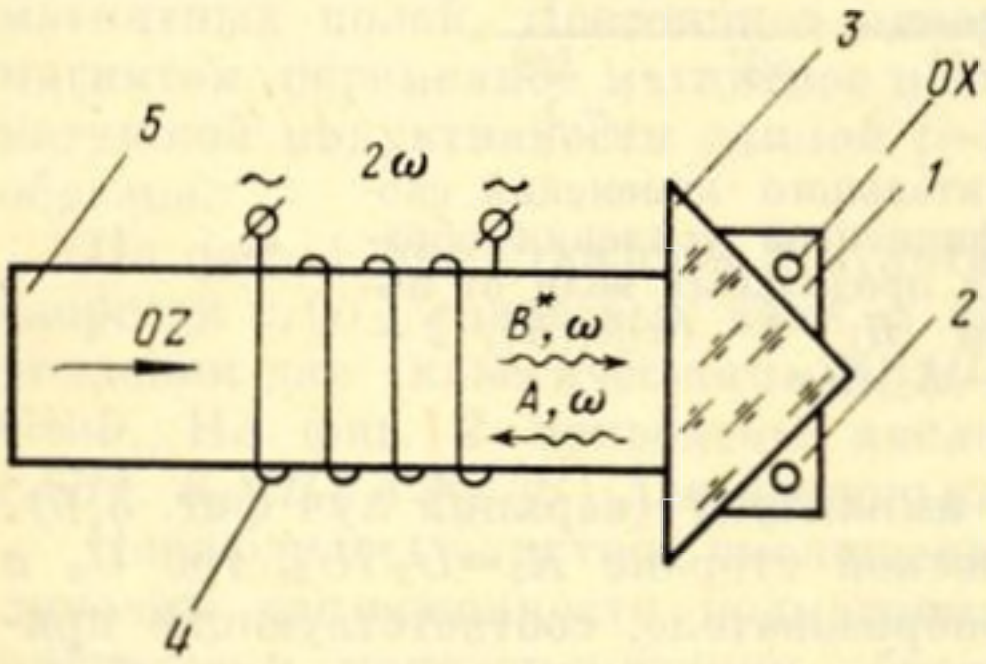


Рис. 4. Схема эксперимента по регистрации эффекта ОВФ в регенеративном режиме: *1*, *2* — пьезоэлектрические преобразователи, *3* — кварцевая призма, *4* — катушка, *5* — образец

Если в тот момент времени, когда излученный звуковой импульс достигал катушки, на нее подавалась накачка, то через соответствующее время на исходном преобразователе регистрировался эхоимпульс. На втором преобразователе эхосигнал появлялся с запаздыванием на время, необходимое для прохода звука по призме (см. фиг. 3, *в*). Если звук излучался другим преобразователем, то картина менялась на обратную, т. е. эхоимпульс всегда сначала приходил на излучатель. Если накачка подавалась в тот момент, когда звук, отразившись от противоположного торца, проходил назад под катушкой, на обоих преобразователях одновременно регистрировался усиленный эхосигнал отражения (см. фиг. 3, *г*). Таким образом, было экспериментально показано, что в регенеративном режиме имеет место эффект ОВФ.

Механизм формирования аномального сигнала ОВФ рассмотрим на основе нестационарной картины регенерации обратной волны в рамках простейшей системы параметрически связанных уравнений для медленно

меняющихся амплитуд $A(z,t)$ и $B(z,t)$ прямой и обратной волн:

$$\frac{\partial A}{\partial t}+c\frac{\partial A}{\partial z}+hB^{*}=0;\quad \frac{\partial B^{*}}{\partial t}-c\frac{\partial B}{\partial z}+hA=0; \tag{1}$$

где c – скорость звука, а $h=\left(\frac{\partial c}{\partial h_{\sim}}\right)\cdot h_{\sim}\cdot\frac{\omega}{c}$ – коэффициент параметрического взаимодействия. Будем считать, что область взаимодействия имеет длину $\mathscr{L}$. За начало отсчета времени выберем момент включения накачки ($t=0$), имеющей форму функции Хэвисайда $h=h_0\theta(t)$ и рассмотрим случай δ-образного сигнального звукового импульса на входе области взаимодействия $z=0$: $A(0,t)=A_0\delta(t-t_0)$, $(t_0>0)$. ОВФ-отклик $B^{*}(t,z=0)$ в случае произвольного входного сигнала имеет вид функции его свертки с рассматриваемой ниже функцией импульсного ОВФ-отклика $B_\delta^{*}(t)$. Из уравнений (1) и граничных условий $A(z=0,t)=A_0\delta(t-t_0)$, $B^{*}(z,t)=0$ при $z>(t-t_0)c$ следует, что на малых временах наблюдения $t-t_0<2L/c\equiv T$ лапласово изображение $B_\delta^{*}(t)$ имеет вид

$$B_\delta^{*}(p)=\frac{A_0}{h}\left[\sqrt{p^2-h^2}-p\right]e^{-pt_0}$$

и соответственно $B_\delta^{*}(t)=-A_0I_1(h\tau)/\tau$ [6], где $\tau=t-t_0$, I_1 – модифицированная функция Бесселя первого порядка. На указанных временах, когда падающий звуковой импульс еще не успевает достичь границы области взаимодействия, реализуется «классический» ОВФ-режим. Для времен $\tau>2L/c$ решение системы (1) должно быть подчинено граничному условию $B^{*}(\mathscr{L},t)=0$. При этом изображение $B_\delta(p)$ приобретает вид [6]

$$B_\delta^{*}(p)=-A_0e^{-pt_0}h\frac{\operatorname{tg}(qL)}{qc+p\operatorname{tg}(qL)}, \tag{2}$$

где $q=c^{-1}\sqrt{h^2-p^2}$.

В интервале времени $T<\tau<2T$ ОВФ-отклик описывается соотношением

$$B^{*}(z=0,\tau)=\left[\frac{2}{h\tau}I_1(h\tau)-I_0(h\sqrt{\tau^2-T^2})+2\frac{\tau-T}{\tau+T}I_2(h\sqrt{\tau^2-T^2})-\right.$$
$$\left.-\left(\frac{\tau-T}{\tau+T}\right)^2I_4(h\sqrt{\tau^2-T^2})\right]\left(-\frac{A_0h}{2}\right). \tag{3}$$

При условии $hT>\pi$, соответствующем превышению накачкой порогового значения для параметрической генерации звука из тепловых шумов, соотношение (3) описывает резко нарастающий импульс с несимметричной огибающей.

Рассмотренный механизм качественно передает основные черты обнаруженного в эксперименте эффекта, в частности естественно объясняется связь характерного момента появления аномального эхоотклика со временем двойного пробега звука по области взаимодействия.

Тем самым в нестационарном запороговом ОВФ-процессе на временах, малых по сравнению с временем нарастания генерации от уровня шумов до уровня насыщения, может формироваться фазово- и амплитудно-коррелированный с падающим звуковым сигналом гигантский регенеративный ОВФ-отклик.

Таким образом, в работе зарегистрирован специфический регенеративный режим усиления при ОВФ продольных и поперечных звуковых волн в феррите. Мощность обращенной волны достигает аномально больших значений по порядку величины близких к мощности импульса электромагнитной накачки.

Авторы признательны Е. Д. Власову и Н. Н. Рыжову за помощь в подготовке экспериментов, а также В. А. Ермолову за предоставленные образцы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Tompson R. B., Quate C. F.* Nonlinear interaction of microwave electric fields and sound in $LiNbO_3$ // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. № 3. P. 907–915.
2. *Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А.* К вопросу об обращении волнового фронта звука с усилением обращенной волны // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 5. С. 1144–1145.
3. *Брысев А. П., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Казаров Ю. Е.* Экспериментальная реализация модели ПОФУЗа на ниобате лития // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 9. С. 546–549.
4. *Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* // Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 307 с.
5. *Fossheim K., Holt R. M.* Two-pulse phonon echoes in solid-state acoustics // Physical acoustics. Academ. Press. 1982. V. 16. P. 216–294.
6. *Bobroff D. L., Haus H. A.* Impulse responce of active coupled wave system // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. P. 390–403.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
14.VI.1988