

УДК 534.222:537.635

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ АКУСТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В УСЛОВИЯХ НИЗКОЧАСТОТНОГО МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

О. Ю. Беляева, Л. К. Зарембо, С. Н. Карпачев

(кафедра акустики)

Известно, что в магнитных средах эффективный ангармонизм упругой подсистемы возрастает из-за нелинейности магнитоупругого взаимодействия и магнитной подсистемы даже в нерезонансных условиях [1, 2]. Ранее нами было показано [3—5], что эффективная квадратичная нелинейность в ферритах резко возрастает в области магнитоакустического резонанса, наблюдаемого при совпадении частоты прецессии магнитного момента в эффективном магнитном поле с частотой упругой волны, распространяющейся в образце. Например, для кристаллов железо-иттриевого граната нелинейность увеличивается более чем на три порядка по сравнению с нерезонансными условиями [3].

Кратко остановимся на особенностях нелинейных акустических характеристик кристалла в случае неоднородных внутренних полей. Поскольку магнитоакустический резонанс достигается внутри кристалла в области, линейные размеры которой вдоль направления распространения звука $\delta z = \Delta H_i / H_{\text{вн}}'(z)$ [5], где ΔH_i — ширина естественной линии феррорезонанса, $H_{\text{вн}}(z)$ — одномерная функция распределения внутреннего поля, область большого значения эффективной квадратичной нелинейности также распределена неравномерно по кристаллу. Таким образом, в случае магнетиков мы принципиально имеем дело с неоднородно-нелинейным твердым телом. Это накладывает свои особенности на процесс генерации высших гармоник и осложняет интерпретацию результатов наблюдения.

В этой работе сообщаются результаты экспериментального исследования второй и третьей гармоник, а также формы акустической волны конечной амплитуды в кристалле железо-иттриевого граната. Кристалл имел форму цилиндра диаметром 7 и длиной 15 мм, ориентированного по оси [100]; в таком кристалле поле размагничивания достаточно неоднородно. Использовалась экспериментальная установка, подробно описанная в [4]; амплитуда напряжения на кварцевом излучателе ультразвука (30 МГц) ~ 300 В; звук распространялся вдоль оси [100]; коэффициент усиления приемного тракта в случае исследования третьей гармоники был в 10 раз больше, чем для второй. На рис. 1 показаны результаты измерения амплитуды второй гармоники $A_{2\omega}$ в зависимости от внешнего поля H_0 , а на рис. 2 — то же для третьей гармоники $A_{3\omega}$. В поле, меньшем 800 Э, кристалл еще не намагничен до насыщения и полидоменен. Наблюдающаяся значительная нечетность [$A_{n\omega}(H_0) \neq A_{n\omega}(-H_0)$, $n=2, 3$] эффекта генерации гармоник (ср. кривые 1 и 2 на рис. 1, 2) свидетельствует о зависимости от направления поля динамики перестройки доменной структуры и, следовательно, об определенной полярной закреплённости последней.

По поводу генерации второй гармоники следует сказать, что в области резонанса наряду с резким ростом эффективного нелинейного параметра значительно увеличивается и затухание. Однако, как показывают экспериментальные исследования, при некоторых значениях

поля (внутри резонансной области) амплитуда гармоники резко возрастает, что свидетельствует о более быстром по сравнению с затуханием росте нелинейного параметра. Конкуренция этих двух процессов происходит внутри кристалла в областях, линейные размеры которых порядка долей миллиметра, что затрудняет получение количественных данных.

Характерной особенностью зависимости $A_{3\omega}(H_0)$ является максимум, имеющий форму параболы и достигаемый в полях ~ 200 Э, меньших резонансного поля для второй гармоники. Для качественного оп-

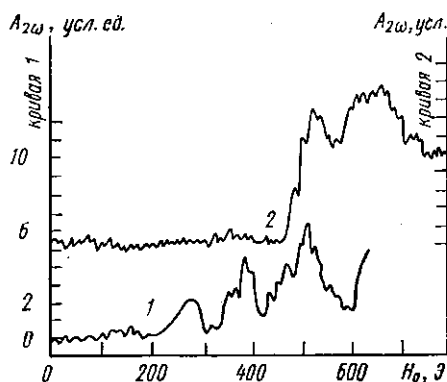


Рис. 1. Зависимость амплитуды второй гармоники в цилиндре из железо-иттриевого граната от внешнего магнитного поля (1 и 2 — противоположные направления поля)

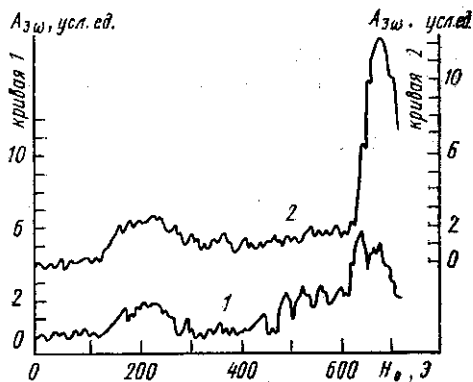


Рис. 2. Зависимость амплитуды третьей звуковой гармоники от H_0

ределения области кристалла, в которой формируется этот максимум, были проделаны такие же измерения $A_{3\omega}(H_0)$ с той разницей, что на среднюю часть кристалла была намотана дополнительная катушка (длиной по оси кристалла ~ 2 мм), через которую пропусклся постоянный ток. Влияние неоднородного подмагничивающего поля h ($-8 \div +8$ Э) сказывалось локально на центральной части кристалла, причем при изменении h тонкая структура спектра $A_{3\omega}$ в области высоких полей H_0 несколько изменяется, однако центр тяжести его практически не смещается. Характерный же максимум $A_{3\omega}$, соответствующий слабым полям, смещается весьма заметно, что свидетельствует о том, что он формируется в средней части кристалла. Возможной причиной увеличения $A_{3\omega}$ в области сравнительно слабых магнитных полей может быть ее генерация в легкоподвижных доменных стенках, расположенных в средней части кристалла. В пользу такого предположения говорят следующие факты: в середине кристалла, где средние внутренние поля (в частности, поле размагничивания) минимальны по модулю [5], формирование доменов облегчено; переходные области между доменами (доменные стенки) характеризуются еще более слабыми локальными внутренними полями. Вместе с тем, как показано в [5], низкочастотный резонанс ($\sim 10^7$ Гц) достигается в области внешних полей, близких к внутренним. Поэтому именно в слабых внешних полях H_0 могут создаваться предпосылки для генерации третьей гармоники. Поскольку в области этих полей вторая гармоника мала, вероятность квадратичного процесса $2\omega + \omega = 3\omega$ также мала, и более вероятным механизмом генерации $A_{3\omega}$ является кубическая нели-

нейность уравнения Блоха, обусловленная полем анизотропии (см., например, [6]); конкуренция последнего с обменным, как известно, приводит к формированию доменной границы. Резюмируя, можно сказать, что за формирование этого низкополевого экстремума в магнитном спектре $A_{3\omega}(H_0)$ вероятнее всего ответственна кубическая нелинейность доменных стенок.

По мере увеличения внешнего поля H_0 резонансная область перемещается из доменной стенки в объем, влияние поля анизотропии уменьшается, что сопровождается уменьшением третьей гармоники и ростом второй.

При еще большем увеличении H_0 доминирующим становится процесс генерации третьей гармоники за счет нелинейного взаимодействия первой и второй на квадратичной нелинейности; из сопоставления рис. 1 и 2 видно, что общий вид спектра $A_{3\omega}(H_0)$ при больших полях коррелирует с $A_{2\omega}(H_0)$. В этой области третья гармоника достигает значительной величины ($A_{3\omega}/A_{2\omega} \approx 5\%$).

Сильное возрастание амплитуды второй, третьей, а также наблюдавшихся нами более высоких гармоник (четвертой и пятой) свидетельствовало о том, что форма первоначально синусоидальной волны после прохождения ее через ряд локальных областей в кристалле с большой эффективной нелинейностью сильно искажается. В этих областях также велико затухание волны и достаточно велика дисперсия скорости звука. Форма

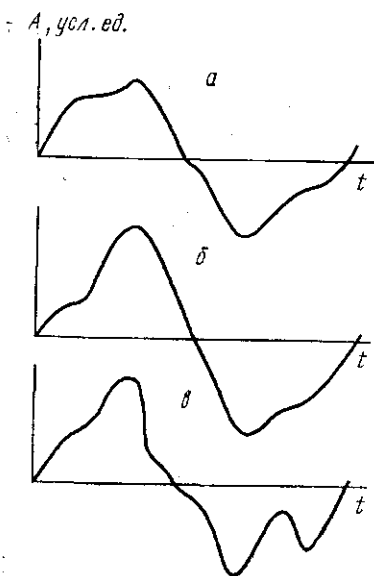


Рис. 3. Искажение формы ультразвуковой волны в условиях магнитоакустического резонанса в кристалле железо-иттриевого граната: $H_0 = 606,4$ (а); $627,0$ (б) и $672,8$ Э (в)

прошедшей кристалл волны (а только эта форма была измеримой в нашем эксперименте) в значительной мере определяется координатами этих аномальных областей, которые в свою очередь зависят от внешнего поля. Например, протяженность области высокой эффективной квадратичной нелинейности максимальна в центре кристалла (область малых градиентов $H_{\text{вн}}$), однако по оценкам в нашем случае из-за большой величины резонансного затухания она примерно в 3 раза превышала расстояние стабилизации второй гармоники, что приводило к нелинейному затуханию и к малому искажению волны, наблюдаемому на конце кристалла (маскировке нелинейного искажения) при внешнем поле, создающем резонанс в центре кристалла. Методика получения формы волны заключалась в следующем: использовался приемный пьезопреобразователь с резонансной частотой 18 МГц и известной амплитудно-частотной характеристикой. С учетом этой характеристики путем расчета корректировалась наблюдаемая форма волны. Искажение формы волны наблюдалось в диапазоне полей 600—700 Э (рис. 3) при генерации гармоник в основном на концах кристалла, т. е. в области доменной «шубы» [5]. Искажения, возникающие за счет резонансной генерации второй гармоники, достаточно сильны ($A_{2\omega}/A_{\omega} \approx 20\%$).

Подводя итог, следует сказать, что основной характер нелинейности (квадратичный, кубичный) зависит от внешнего поля. В области дорезонансных полей имеет место кубическая нелинейность, обусловленная, по-видимому, развитой доменной структурой с подвижными доменными стенками. В области резонанса характер нелинейности в основном квадратичный. Чрезвычайно большие значения эффективного нелинейного параметра при этом приводят к значительному искажению формы волны даже на расстояниях порядка длины волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Полякова А. Л. // Акуст. журн. 1976. 22, № 3. С. 427—431. [2] Ожогин В. И., Преображенский В. Л. // ЖЭТФ. 1977. 73, № 3(9). С. 988—1000. [3] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н., Генделев С. Ш. // Письма в ЖТФ. 1983. 9, № 8. С. 502—504. [4] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // ФТТ. 1983. 25, № 8. С. 2343—2345. [5] Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. // ФТТ. 1984. 26, № 7. С. 1943—1945. [6] Туров Е. А., Шавров В. Г. Препринт № 81/1 ИФМ УНЦ АН СССР. Свердловск, 1981.

Поступила в редакцию
20.12.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 1

УДК 534.222.2

О СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ДИФРАГИРУЮЩЕГО АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

О. В. Руденко, В. А. Хохлова

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В задачах нелинейной акустики шумовых волн необходимо одновременно учитывать и временную, и пространственную некогерентность. Это вызвано тем, что реальные источники интенсивного звука формируют поля со сложной пространственной структурой и широкими спектрами (шум кавитационного слоя, реактивных струй, волны от взрыва и др.). Из-за расходимости пучков широкополосных волн их временная некогерентность влияет на пространственную статистику уже в линейном приближении [1]. Нелинейность приводит к «растеканию» энергии по спектру и тем самым оказывает сильное дополнительное влияние на частотно-зависимые дифракционные эффекты.

Статистические свойства локализованного в пучке шумового поля будем характеризовать поперечной корреляционной функцией $B = \langle u(x, T_1, r_1) \cdot u(x, T_2, r_2) \rangle$, описывающей изменение как временных (время корреляции), так и пространственных (радиус корреляции) масштабов. Здесь u — колебательная скорость частиц среды, r_1 и r_2 — радиус-векторы точек нахождения приемников звука в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны — оси x , T_1 и T_2 — моменты регистрации.

В работе [1] предложен метод, позволяющий обобщить результаты решения линейной задачи дифракции шума на случай больших интенсивностей. Даны обоснование метода и подробный анализ линейных процессов в широкополосном пучке со случайной поперечной структурой. Следуя [1], перейдем к решению нелинейной задачи.

Пусть исходная поперечная корреляционная функция гауссовского шума имеет вид

$$B_0 = I_0 \exp(-T^2/t_k^2 - r^2/r_k^2 - R^2/R_0^2),$$