

Затухание звука конечной амплитуды вблизи сегнетоэлектрического фазового перехода

© О.Ю. Сердобольская, А.В. Сердобольский, Г.П. Морозова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 23 июня 1999 г.

В окончательной редакции 14 сентября 1999 г.)

Рассчитаны температурные зависимости эффективного затухания звука вблизи фазового перехода в кристалле триглицинсульфата для мощных звуковых волн с деформацией порядка 10^{-5} . Показано, что за счет критического возрастания модулей упругости третьего порядка генерация гармоник и их поглощение могут внести существенный вклад в измеряемый коэффициент поглощения на основной частоте. Результаты сравниваются с экспериментом.

Мощные ультразвуковые волны в нелинейной среде испытывают дополнительное поглощение, связанное с образованием высших гармоник. Обычно акустическая нелинейность твердых тел мала, однако вблизи фазового перехода T_c для некоторых акустических мод наблюдается сильное возрастание действующих упругих модулей третьего порядка $C^{(3)}$. При этом скорость звука, определяемая соответствующей комбинацией упругих модулей второго порядка $C^{(2)}$, испытывает скачок в точке фазового перехода, который обычно не превышает нескольких процентов. Таким образом, нелинейный акустический параметр γ , определяемый как $\gamma = C^{(3)}/C^{(2)}$ (без учета геометрической нелинейности), может возрастать на несколько порядков, что наблюдается экспериментально [1]. При этом для достаточно низких частот модули упругости можно считать статическими достаточно близко от перехода. Если не учитывать затухания звука, то можно оценить расстояние до образования разрыва $l_n = (\gamma u_0 k)^{-1}$, где u_0 — амплитуда деформации в волне, k — волновое число. С другой стороны, при фазовом переходе увеличивается затухание, связанное с релаксацией параметра порядка и имеющее вид $\alpha \sim \omega^2 \tau / (1 + \omega^2 \tau^2)$, где τ — время релаксации параметра порядка. Соответствующая характерная длина $l_\alpha = (\alpha)^{-1}$. Кроме того, вблизи перехода существует дисперсия, связанная также с релаксационным механизмом.

Оценим параметры нелинейности, дисперсии и затухания для типичного сегнетоэлектрика триглицинсульфата (ТГС), имеющего фазовый переход второго рода при температуре $T_c = 49.5^\circ\text{C}$. Для продольной волны вдоль оси z скорость звука испытывает скачок $\Delta v/v_\infty = 0.055$ ($v_\infty = 4 \cdot 10^5$ cm/s). Здесь v_∞ — скорость звука в параэлектрической фазе (при $T > T_c$). Затухание α в сегнетофазе (при $T < T_c$) имеет обычный релаксационный вид; в парафазе, где релаксационный вклад равен нулю, остается затухание, связанное с флуктуационным и дефектным механизмами, и изменение затухания происходит примерно, как $\alpha \sim (T - T_c)^{-1}$ [2]. Максимум затухания соответствует $\omega \tau = 1$, где ω — частота звука, τ — время релаксации параметра порядка (спонтанной поляризации вдоль оси y). Для ТГС при $T > T_c$ $\tau = 3.4 \cdot 10^{-11} (T - T_c)^{-1}$ s.

Экспериментальные исследования показали, что в парафазе при $T > T_c$ акустический нелинейный параметр $\gamma \approx (C_{333} + 3C_{33})/C_{33}$ для рассматриваемой волны сильно нарастает, что видно по увеличению сигнала второй гармоники [1,3]. При этом изменение модуля упругости третьего порядка C_{333} симметрично относительно T_c . Изменение этих величин с температурой в парафазе представлено на рис. 1 [4]. Данные для затухания соответствуют частоте 8 МГц для продольной волны вдоль оси z . Нелинейный параметр $\gamma = (3C_{33} + C_{333})/C_{33}$.

В дальнейших расчетах предполагалось, что при распространении продольной волны конечной амплитуды происходит образование высших гармоник, и сигнал первой гармоники уменьшается как вследствие этого эффекта, так и вследствие обычного линейного поглощения. Поскольку условие $\omega \tau \ll 1$ выполняется для частот вплоть до 100 МГц во всей области температур, за исключением интервала порядка сотой доли градуса, дисперсией скорости звука можно пренебречь, и затухание высших гармоник пропорционально ω^2 . Тогда нелинейное уравнение для деформации в сопровождающей системе координат можно записать в виде

$$\frac{2}{v} \frac{\partial u}{\partial t'} = \gamma u \frac{\partial u}{\partial z} + v \beta \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}. \quad (1)$$

Здесь $\beta = 2\alpha v/\omega^2$, $t' = t - (z/v)$.

Полагая $u = \sum_{n=-N}^N A_n(t') \exp(iknz)$, получаем систему укороченных уравнений в виде

$$\frac{dA_n}{dt'} + \alpha n^2 v A_n = i\omega \gamma \sum_{m=-N}^N m A_m A_{n-m}. \quad (2)$$

Расчет производился для $T > T_c$, где затухание мало, а нелинейность велика. В сегнетофазе влияние нелинейности значительно меньше из-за большой величины релаксационного поглощения.

При расчете учитывались 30 гармоник для основной частоты 8 МГц. Расчет проводился при различных значениях начальной амплитуды деформации первой гармоники: $A_{10} = 3 \cdot 10^{-6}$, 10^{-5} , $3 \cdot 10^{-5}$, $6 \cdot 10^{-5}$. При таких

начальных амплитудах длина затухания сравнима при некоторых температурах с расстоянием до образования разрыва.

При расчетах использовались экспериментально измеренные в [4] температурные зависимости линейного затухания на 8 МГц и нелинейного параметра (рис. 1). Длина взаимодействия L выбиралась равной 1.2 см, что соответствовало длине образца в эксперименте, о котором будет сказано далее. Таким образом, рассчитывались амплитуды деформации гармоник на приемном конце образца. Отметим, что для приведенных выше амплитуд деформации, которые могут быть легко достигнуты в эксперименте, учет только 30 гармоник был вполне достаточен, так как уже пятая гармоника на расстоянии порядка 1 см в ТГС из-за затухания была пренебрежимо мала.

На рис. 2 представлены расчетные температурные зависимости для амплитуд первых трех гармоник, а на рис. 3 — эффективное затухание при начальных амплитудах деформации 10^{-6} , $3 \cdot 10^{-5}$ и $6 \cdot 10^{-5}$. Эффективное затухание сигнала первой гармоники определялось как $\alpha_{\text{эфф}} = (\ln(A_{10}/A_{1L}))/L$. Видно, что за счет генерации гармоник и значительного поглощения высших гармонических составляющих эффективное значение затухания первой гармоники увеличивается по сравнению с линейным случаем, однако это заметно только при деформациях, превышающих 10^{-5} . При более низких амплитудах возбуждения нелинейное поглощение можно не учитывать. Практически же для ТГС его следует учитывать только в узком интервале порядка нескольких десятых градуса выше точки фазового перехода, поскольку ниже увеличивается затухание, а выше — уменьшается нелинейность. Однако для более низких частот этот интервал расширяется за счет уменьшения затухания, нелинейность же определяется статическими модулями упругости и от частоты не зависит.

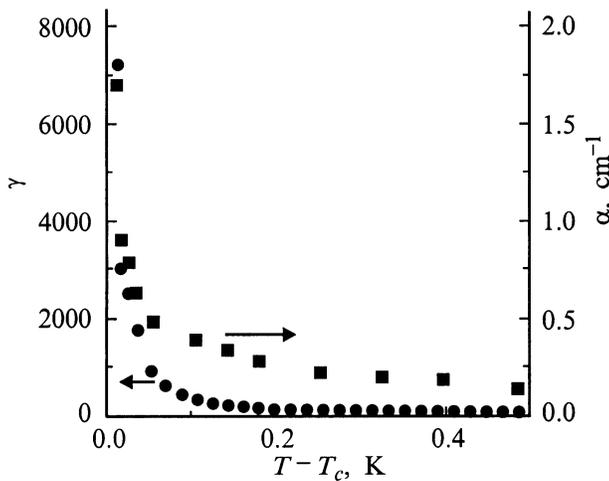


Рис. 1. Коэффициент затухания α (8 МГц) и нелинейный акустический параметр γ для продольной волны u_z в ТГС при $T - T_c > 0$.

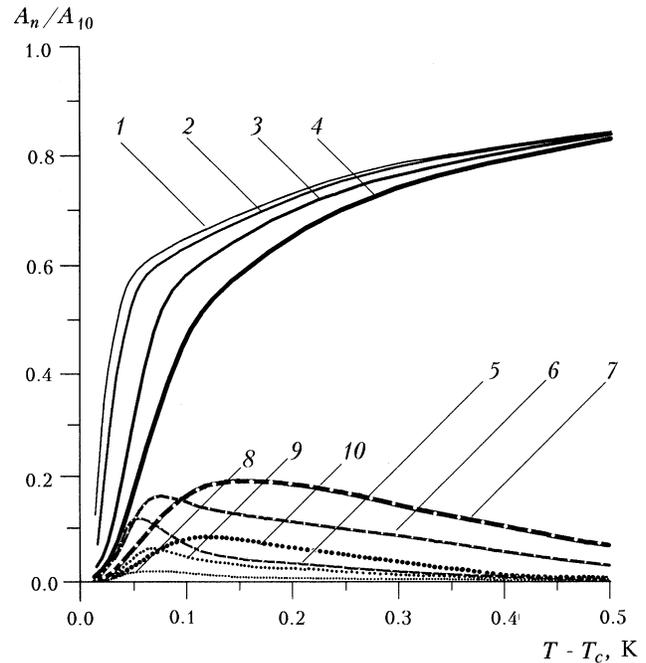


Рис. 2. Относительное изменение амплитуд первых трех гармоник продольной волны вдоль оси z на расстоянии 1.2 см от излучателя при различных уровнях начальной деформации A_{10} (частота 8 МГц). 1-я гармоника: 1 — $A_{10} = 6 \cdot 10^{-6}$, 2 — $A_{10} = 10^{-5}$, 3 — $A_{10} = 3 \cdot 10^{-5}$, 4 — $A_{10} = 6 \cdot 10^{-5}$; 2-я гармоника: 5 — $A_{10} = 10^{-5}$, 6 — $A_{10} = 3 \cdot 10^{-5}$, 7 — $A_{10} = 6 \cdot 10^{-5}$; 3-я гармоника: 8 — $A_{10} = 10^{-5}$, 9 — $A_{10} = 3 \cdot 10^{-5}$, 10 — $A_{10} = 6 \cdot 10^{-5}$.

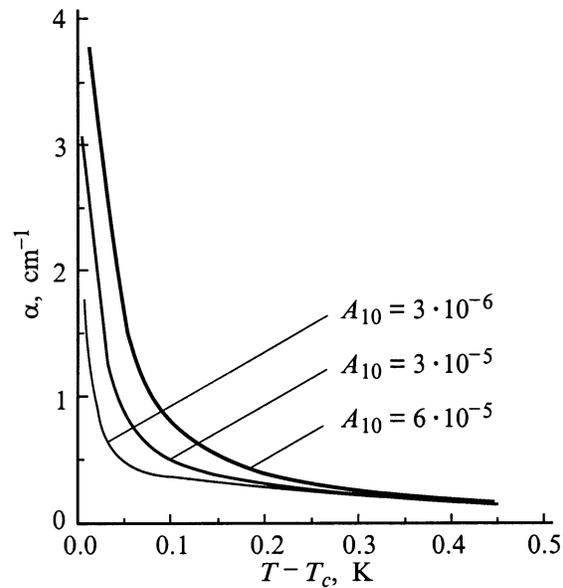


Рис. 3. Эффективное затухание продольной волны частоты 8 МГц со стороны парафазы при различных начальных амплитудах акустической деформации.

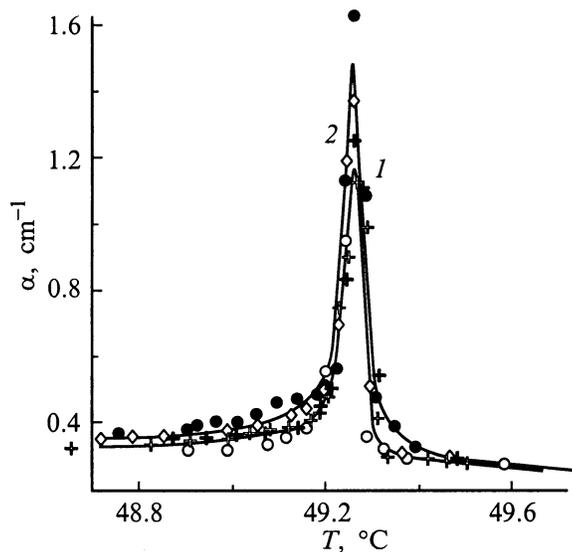


Рис. 4. Затухание продольной волны вдоль оси z при амплитуде напряжения на излучателе 20 (1) и 350 В (2).

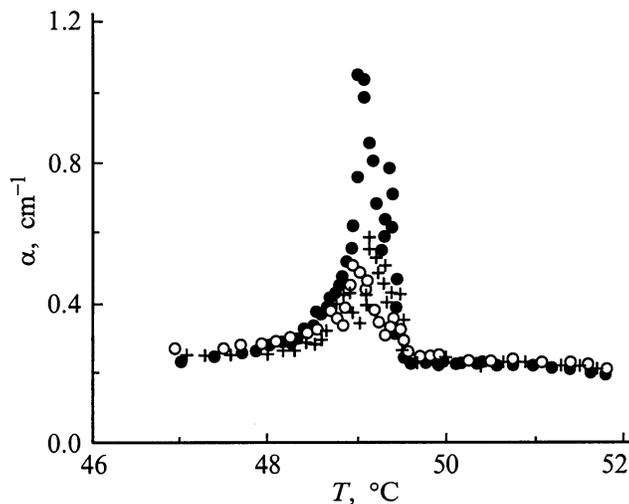


Рис. 5. Затухание продольной волны вдоль оси z при амплитуде напряжения на излучателе 3500 В (три различных измерения).

Нелинейное поглощение звука было исследовано экспериментально для рассматриваемой выше акустической волны в ТГС на частоте 8 МГц в импульсном режиме для трех значений напряжения на входном преобразователе: $V_1 = 20$, $V_2 = 350$, $V_3 = 3500$ В (рис. 4, 5). Сплошные линии — результат усреднения по трем измерениям. По нашим оценкам, акустическая деформация 10^{-5} соответствовала $V \sim 1000$ В. При $V_1 = 20$ В затухание можно считать линейным. Видно, что для $V_2 = 350$ В пик затухания несколько возрастает, особенно со стороны парафазы, где затухание мало. При дальнейшем увеличении амплитуды (рис. 5) пик затухания сильно размывается, что, по-видимому, обусловлено неоднородным нагреванием

образца звуком. Этот эффект зависит от соотношения длительности, периода следования звуковых импульсов и времени тепловой релаксации образца.

Если длина затухания l_α меньше длины образца L , возникают значительные продольные градиенты температуры, и локальное значение затухания соответствует близости локальной температуры к точке фазового перехода. Для малых значений затухания этот эффект уменьшается за счет многократных отражений звука.

Время тепловой релаксации образца $t_p \sim L^2/\chi \sim 10$ с, где $\chi \sim 10^{-4}$ м²/с — коэффициент теплопроводности ТГС. Период следования импульсов $t_1 = 10^{-3}$ с, следовательно, $t_p \sim 10^4 t_1$. Время затухания $t_\alpha = l_\alpha/v \sim 10$ мкс вдали от перехода, $t_\alpha \sim 0.1$ мкс в максимуме затухания.

Акустическая энергия одиночного импульса $E = 1/2\rho v^3 u_0^2 S \Delta t / \omega$, где S — площадь поперечного сечения образца, Δt — длина акустического импульса. Температурный градиент вдоль образца может быть оценен как

$$\Delta T_a \approx \alpha \frac{u_0^2 v^3}{\omega c_v} \Delta t \frac{t_p}{t_1} \approx \frac{u_0^2 v^2}{\omega c_v} \frac{\Delta t}{t_3} \frac{t_p}{t_1}, \quad (3)$$

где c_v — теплоемкость. Для $u_0 \sim 10^{-5}$ $\Delta T_a \sim 10^{-1}$ К. Таким образом, расширение наблюдаемой критической области происходит за счет неоднородного нагрева, что маскирует увеличение затухания, связанного с нелинейностью. Чтобы избежать нежелательного нагрева, следовало бы уменьшить период следования импульсов на 1–2 порядка. Заметим, что при продольных градиентах (вдоль волнового вектора) площади под кривыми примерно сохраняются [5], поскольку фронт волны остается плоским. Однако в рассматриваемом случае, по-видимому, из-за оттока тепла через боковые поверхности образца существенными являются поперечные градиенты, волновой фронт искажается, поэтому расчет истинного затухания становится невозможным.

Авторы использовали экспериментальный материал, полученный в диссертации А.И. Кондраткова [4].

Список литературы

- [1] О.Ю. Сердобольская, В.И. Сериков. ФТТ **17**, 2, 627 (1975).
- [2] Б.А. Струков, А.П. Леванюк. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. Наука, М. (1983). 240 с.
- [3] А.И. Кондратков, О.Ю. Сердобольская. ФТТ **30**, 4, 1174 (1988).
- [4] А.И. Кондратков. Автореф. канд. дис. МГУ, М. (1985).
- [5] О.Ю. Сердобольская, В.А. Румянцев. Вестн. МГУ Сер. 3, Физика, астрономия **3**, 35 (1998).