

ТРЕХИМПУЛЬСНОЕ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОЕ ЭХО В ПОРОШКАХ ПЬЕЗОДИЭЛЕКТРИКОВ

А.А. Чабан

Для случая порошка, свободно падающего в электрическом конденсаторе, построена теория трехимпульсного электроакустического эха, связанного с поворотом крупинки порошка внешним электрическим полем.

Обнаруженное недавно явление трехимпульсного электроакустического эха в порошках пьезодиэлектриков [1 – 4] еще не получило объяснения. Однако представляется довольно очевидным, что речь идет о возбуждении системы независимых осцилляторов. В связи с этим ниже рассмотрен простой случай свободно падающего порошка, когда сложное взаимодействие между отдельными крупинками отсутствует. Об экспериментальной реализации такой схемы при наблюдении явления двухимпульсного ферромагнитного эха сообщалось в работе [5].

Пусть крупинки порошка свободно падают между пластинами конденсатора. Для простоты рассмотрим лишь сферические частички, приготовленные из пьезоактивных кристаллов кубической симметрии (тогда по своим электрическим свойствам они изотропны). Частички имеют примерно одинаковые размеры, и в них можно возбудить упругие колебания на одной из нормальных мод с частотой, близкой к ω . Если в моменты времени $t = 0, \tau, T$ в конденсаторе создается переменное электрическое поле частоты ω , то при $t = T + \tau$ будет наблюдаться спонтанный электрический сигнал (эхо). Ниже мы проследим за его возникновением. (Ограничимся интервалами времени примерно до 10^{-2} сек, за которые крупинки между обкладками конденсатора еще не успевают заместиться новыми).

В момент времени $t = 0$ электрическое поле создает в порошке упругие колебания. С ними будет связан дипольный электрический момент n -й частицы $P_{ni}(t) = Q_{ni}(t) \sin[\omega t - \beta_{ni}(t)]$, где $i = x, y, z$, а $Q_{ni}(t)$ и $\beta_{ni}(t)$ медленно меняются во времени из-за малого отличия резонансной частоты от ω и затухания звука. Считаем, что в среднем по ансамблю частиц $\beta_{ni}(t)$ меняется на $\pi/2$ за некоторое время τ_0 (полагаем $\tau_0 < \tau$).

В учете такого фактора нестационарности здесь и далее мы следуем известной работе [6]. За не слишком большое время τ звук не успевает затухнуть. Тогда при включении на время $\tau \leq t \leq \tau + \Delta t$ (для простоты $\Delta t \lesssim \tau_0$) электрического импульса $E = E_0 \sin \omega t$ на диполь будет действовать ориентирующий момент сил $[P_n E]$. Поскольку P_n и E в течение интервала времени Δt изменяются практически с одинаковой частотой, то ясно, что возникнет постоянный момент сил. Он приведет частицу во вращение с угловой скоростью $\dot{\theta}_n$. Если выбрать направление E_0 за ось Z , то при $t > \tau + \Delta t$ получим

$$\dot{\theta}_{nx} = \frac{Q_{ny} E_0 \cos \beta_{ny}(\tau) \Delta t}{2I_n}; \quad \dot{\theta}_{ny} = - \frac{Q_{nx} E_0 \cos \beta_{nx}(\tau) \Delta t}{2I_n}, \quad (1)$$

где I_n — момент инерции частицы. По порядку величины $P_n \sim eAV$, где e — характерная величина пьезомодуля, A — средняя амплитуда относительной деформации, V — средний объем частицы. Если радиус частицы $5 \cdot 10^{-3}$ см, плотность $5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $e \sim 10^6$ CGSE, $A \sim 10^{-4}$, $E_0 \sim 10^4 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$, $\Delta t \sim 10^{-6}$ сек, то $\dot{\theta}_n \sim 30 \text{ рад/сек}$. Чтобы случайное вращение частиц не размывало возникающую ориентацию, предположим, что начальные скорости вращения существенно меньше этой весьма большой величины (вязкость воздуха при $t \lesssim 10^{-2}$ сек и таких значениях параметров не играет роли).

Обратим внимание на следующую крайне существенную деталь. Все повороты осуществляются так, чтобы векторы P_n и E (в течение времени Δt имеющие неразличимую частоту) стали по возможности параллельны. Такая ориентация диполей, конечно, приведет к сигналу электрической индукции. Однако через время порядка τ_0 фазы диполей β_{ni} станут случайными, и сигнал индукции исчезнет. (Разумеется, фазы β_{nx} и β_{ny} для одной частицы случайными не являются).

Предположим, что за достаточно большое время T все звуковые колебания затухнут. Включая электрическое поле в момент времени $t = T$ (для простоты берем его тождественным первому импульсу), мы вновь возбуждаем в кристалле те же колебания нормальных мод (малое изменение их амплитуды из-за поворота частиц отбрасываем, как эффект второго порядка). Эти колебания происходят в уже специальным образом повернутых крупинках. В момент времени $t = T + \tau$, когда фазы новых колебаний $\beta_{ni}(t - T)$ совпадут с фазами начальных колебаний во время ориентирующего взаимодействия $\beta_{ni}(\tau)$, должна вновь наблюдаться осциллирующая поляризация среды (причем вращение после $t = \tau + \Delta t$ еще продолжалось в том же направлении, что увеличивает сигнал эха). Этот отклик и есть трехимпульсное эхо.

Строгий расчет дает следующее выражение для полного дипольного момента порошка в момент времени $t = T + \tau$

$$P_z = \frac{1}{6} E_0 \Delta t TN \left\langle \frac{Q_n^2}{I_n} \right\rangle \sin[\omega(t - T)], \quad (2)$$

где N — число частиц в конденсаторе, $\langle \dots \rangle$ — означает усреднение по всем частицам. Исходная ориентация крупинок принята случайной. При $T \sim 10^{-2}$ сек и плотности частиц 10^4 см^{-3} в объеме конденсатора (остальные параметры указаны выше) следует ожидать электрического сигнала эха около $10^2 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$.

Отметим, что в рассмотренной нами частной схеме со свободным падением частиц сигнал двухимпульсного эха (его создадут звуковые колебания от второго электрического импульса) будет гораздо меньше, чем сигнал трехимпульсного эха. Сигналов двухимпульсного эха иной природы мы не рассматриваем.

Для геометрии, принятой в [1-4], теоретическое рассмотрение становится предельно сложным. Если вращение частиц ограничено "сухим" трением, а для вращающего момента взять то же выражение, что и для свободной частицы, то момент вращающих сил намного превзойдет момент сил трения при весьма скромных полях (конечно, такое прибли-

жение слишком грубо, так что соответствующих формул мы не приводим). Поскольку плотность частиц здесь очень велика, то следует ожидать заметного сигнала трехимпульсного эха вышеописанной природы и при этой геометрии эксперимента.

В заключение хотим еще раз привлечь внимание к желательности осуществления в эксперименте описанной выше простой и легко трактуемой теоретически схемы со свободным падением порошка.

Акустический институт

Поступила в редакцию
17 февраля 1976 г.

Литература

- [1] С.Н.Попов, Н.Н.Крайник, Г.А.Смоленский. Письма в ЖЭТФ, 21, 543, 1975.
 - [2] С.Н.Попов, Н.Н.Крайник, Г.А.Смоленский. ЖЭТФ, 69, 974, 1975.
 - [3] Я.Я.Асадуллин, В.М.Березов, В.Д.Коребанов, В.С.Романов. Письма в ЖЭТФ, 22, 285, 1975.
 - [4] В.М.Березов, Я.Я.Асадуллин, В.Д.Коребанов, В.С.Романов. ЖЭТФ, 69, 1674, 1975.
 - [5] S. Kurca, C.W. Searle. J. Appl. Phys., 46, 4612, 1975.
 - [6] G.F. Herrmann, D.E. Kaplan, R.M. Hill. Phys. Rev. 181, 829, 196
-