

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ РАДИОЧАСТОТНОГО ЭХА В ПОРОШКАХ

Я.Я. Асадуллин

Предложены два новых нелинейных механизма формирования радиочастотного эха в различных порошках, хорошо объясняющие природу и основные свойства "динамического" эха и "голографической" записи. Впервые теоретически предсказан новый эффект — фазовая модуляция спада эха во времени.

Ниже предложены два общих механизма формирования радиочастотного (РЧ) эха в порошках различных кристаллов (см. [1]), хорошо объясняющие природу и свойства этого явления: 1) нелинейное затухание, обусловленное амплитудно-зависимым внутренним трением Q_H^{-1} ; 2) нелинейная дисперсия, обусловленная амплитудно-зависимым дефектом модуля η_H (см. также [2]).

В металлах, пьезоэлектриках и парамагнетиках природа Q_H и η_H связана с отрывом дислокаций от закрепляющих примесей [3] и зарождением свежих дислокаций, а в ферро- и сегнетоматериалах — колебаниями, сдвигом и переориентацией доменных стенок [4, 5] в поле упругих колебаний, возбуждаемых РЧ полем. (Для объяснения РЧ эха в пьезо- и сегнетопорошках в [6] привлечен механизм дислокационной нелинейности упругих свойств частиц; ниже показано, что последний является частным случаем нашего второго механизма). При амплитуде РЧ деформаций $\gamma_0 \sim 10^{-8} \div 10^{-6}$ отрыв дислокаций и доменов носит обратимый характер: в течение каждого полупериода колебаний дислокационная петля (доменная стенка) отрывается и снова закрепляется и т. д. [3 — 5]. Зависимость Q_H^{-1} и η_H от амплитуды упругой деформации в свободном затухании $\gamma(t)$ при этом — квадратичная:

$$Q_H^{-1}(\gamma) = A_1 \gamma^2, \quad \eta_H(\gamma) = C_1 \gamma^2; \quad A_1 = C_1. \quad (1)$$

При $\gamma_0 \sim 10^{-6}$ и выше отрыв от примесей носит необратимый, статический характер. Поэтому Q_H^{-1} и η_H в свободном затухании после импульсного возбуждения оказываются амплитудно-независимыми, равными их значениям в момент окончания возбуждения $Q_H^{-1}(\gamma_0)$ и $\eta_H(\gamma_0)$, где γ_0 — амплитуда деформации в конце действия импульса. Амплитудная зависимость $Q_H^{-1}(\gamma_0)$ и $\eta_H(\gamma_0)$ — квадратичная, с ростом γ_0 переходящая в линейную. Соответственно для Q_H^{-1} и η_H в свободном затухании имеем:

$$Q_H^{-1} \approx Q_H^{-1}(\gamma_0) = A_2 \gamma_0^2 = \text{const}, \quad \eta_H \approx \eta_H(\gamma_0) = C_2 \gamma_0^2 = \text{const}; \quad (2)$$

$$Q_H^{-1} \approx Q_H^{-1}(\gamma_0) = A_3 \gamma_0 = \text{const}, \quad \eta_H \approx \eta_H(\gamma_0) = C_3 \gamma_0 = \text{const}. \quad (3)$$

Эдс $\mathcal{E}(t)$, наводимая колеблющейся частицей в приемном контуре, пропорциональна амплитуде деформации $\gamma(t)$. В случае обратимого отрыва (1) для $\gamma(t)$ после импульса имеем уравнение

$$\dot{\gamma} + (\Gamma - i\omega)\gamma - i\nu|\gamma|^2\gamma = 0; \quad \nu = \frac{\Omega}{2}(C_1 + iA_1), \quad (4)$$

где Γ — амплитудно-независимый параметр затухания, $\omega = \omega_0 - \Omega$, ω_0 и Ω — частоты РЧ поля и собственных колебаний частицы. Решая (4) для двухимпульсного возбуждения и используя формализм Гоулда [1, 2], находим последовательность откликов через функции Бесселя первого рода $J_n(q_1)$, где $n = 1, 2, 3, \dots$,

$$q_1 = \frac{\Omega}{2\Gamma}(C_1 + iA_1)\gamma_1\gamma_2 e^{-\tilde{\Gamma}_1\tau} [1 - e^{-2\Gamma(t-\tau)}], \quad (5)$$

Здесь и ниже $\tilde{\Gamma}_i = \tilde{\Gamma}_i^{-1}$ — амплитудно-зависимый характер затухания, τ — интервал между импульсами. При условии $|q_1|^2 \ll 1$ выражение для первого сигнала двухимпульсного эха имеет вид

$$\mathcal{E}_1(t = 2\tau) \sim \int_0^\infty G(\omega) d\omega \gamma_2 \frac{|q_1|}{2} e^{-\tilde{\Gamma}_2\tau} \cos \left[\arctg \frac{A_1}{C_1} + \psi_1(\gamma_1, \gamma_2, \tau) \right], \quad (6)$$

где $G(\omega)$ — распределение частиц по частотам, γ_i — амплитуда деформации, производимой i -импульсом,

$$\psi_1(\gamma_1, \gamma_2, \tau) = \frac{\Omega}{2\Gamma} C_1 (1 - e^{-2\Gamma\tau}) [\gamma_2^2 - \gamma_1^2 (1 - e^{-2\tilde{\Gamma}_1\tau})]. \quad (7)$$

В статическом случае (2) в формуле (6) вместо q_1 и ψ_1 имеем

$$q_2 = \Omega(C_2 + iA_2)\gamma_1\gamma_2\tau e^{-\tilde{\Gamma}_3\tau}, \quad \psi_2(\gamma_1, \gamma_2, \tau) = \frac{\Omega}{2} C_2\tau [\gamma_2^2 - \gamma_1^2 (1 - e^{-2\tilde{\Gamma}_3\tau})]. \quad (8)$$

В линейной области (3) ограничимся двумя предельными случаями: а) $\gamma_1 \gg \gamma_2$; б) $\gamma_2 \gg \gamma_1$. Для них в формуле (6) находим:

$$а) q_3 = \frac{\Omega}{2} (C_3 + iA_3)\gamma_2\tau, \quad \psi_3(\gamma_1, \tau) = -\frac{\Omega}{2} C_2\gamma_1\tau (1 - e^{-\tilde{\Gamma}_4\tau}); \quad (9)$$

$$б) q_4 = \frac{\Omega}{2} (C_3 + iA_3)\gamma_1\tau e^{-\tilde{\Gamma}_4\tau}, \quad \psi_4(\gamma_1, \gamma_2, \tau) = \frac{\Omega}{2} C_3\tau(\gamma_2 - \gamma_1). \quad (10)$$

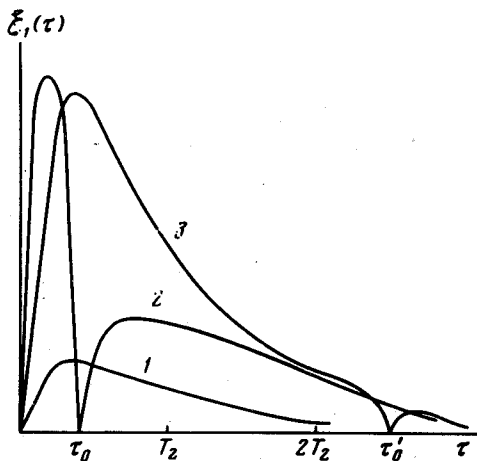
В трехимпульсном эхо первый сигнал стимулированного эха, обусловленный механизмами (1), характеризуется постоянной $T_1 = T_2/2$. В случае механизмов (2) или (3) T_1 определяется временем возврата $Q_H^{-1}(\gamma_0)$ и $\eta_H(\gamma_0)$, имеющим порядок часов и даже многих суток. Для случаев а) и б) первое стимулированное эхо имеет вид

$$а) \mathcal{E}_1(t = \tau_1 + \tau) \sim \gamma_3 q_3 \sim \gamma_2 \gamma_3; \quad б) \mathcal{E}_1(t = \tau_1 + \tau) \sim \gamma_3 q_4 \sim \gamma_1 \gamma_3.$$

где τ_1 — момент подачи третьего импульса.

(11)

Основной результат работы: во всех случаях $\xi_n \sim J_n(q_i)$, а при $|q_i|^2 \ll 1$ для первичного эха $\xi_1 \sim |q_i| \sim |\eta_H + \tau Q_H^{-1}|$, т. е. сигнал пропорционален η_H и Q_H^{-1} . Очевидно, что динамическое эхо [1] обусловлено обратимым отрывом дислокаций (доменов), а "голографическая" запись есть следствие необратимого движения или зарождения свежих дислокаций и доменов. Поля импульсов, используемые в экспериментах, создают $\gamma_0 \sim 10^{-7} \div 10^{-4}$. Используя опытные данные для $Q_H^{-1}(\gamma_0)$ и $\eta_H(\gamma_0)$ [3 - 5], по формулам (8), (9) или (10) легко находим, что в пьезоэлектриках, металлах и парамагнетиках уже при $\gamma_0 \sim 10^{-5}$, а в ферро- и сегнетопорошках даже при $\gamma_0 \sim 10^{-6}$ $|q_i| \sim 1$. Это означает большую эффективность предложенных механизмов и что формулы типа (6), полученные разложением $J_n(q_i)$ по степеням q_i , ограничены малыми импульсами возбуждения. Этот вывод коррелирует с экспериментами [1], где показано, что уже при малых полях приближение слабого сигнала нарушается.



Зависимость двухимпульсного эха $\xi_1(\tau)$ от интервала τ между импульсами: 1 - при обратимом отрыве; 2 и 3 - при необратимом отрыве: 2 - $\gamma_1 > \gamma_2$, 3 - $\gamma_2 > \gamma_1$

Из (6) с учетом (9) и (10) следует, что при $\gamma_1 \gg \gamma_2$ амплитуда сигнала не зависит от γ_1 , а при $\gamma_2 \gg \gamma_1$ линейно растет с γ_2 , что подтверждается экспериментами [1, 7]. При этих условиях сигнал стимулированного эха не зависит от γ_1 и γ_2 , соответственно (см. (11)), что также совпадает с экспериментом [7].

Важное следствие формул типа (6) в том, что при условии

$$\arctg \frac{A_i}{C_i} + \psi_i = \pm (2n + 1) \frac{\pi}{2}; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$

амплитуда сигнала обращается в нуль. Из ограниченности и малости ψ_1 при любых значениях τ следует, что условие (12) для динамического эха не выполняется и сигнал, возрастая из нуля при $\tau = 0$ до некоторого максимума, далее монотонно спадает с ростом τ (см. рисунок, кривая 1). Для ψ_2 при $\gamma_1 > \gamma_2$ и для ψ_3 условие (12) выполняется при отрицательном знаке правой части; для ψ_2 при $\gamma_2 > \gamma_1$ и для ψ_4 - при положительном знаке. Оценки показывают, что для $\gamma_1 > \gamma_2$ первый минимум имеет место при $\tau_0 \ll T_2$ (кривая 2), а для $\gamma_2 > \gamma_1$ - при $\tau_0' > T_2$ (кривая 3). Рассмотренный эффект является следствием нелинейной дисперсии и

носит общий характер для всех эхо-явлений типа Гоулда [2]. В частном случае: $n = 0$, $\gamma_1 > \gamma_2$ — этот эффект был наблюден в работе [1], однако объяснения дано не было. Важное значение (12) в том, что оно позволяет экспериментально определить величины Q_H^{-1} и η_H .

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 июля 1980г.

Литература

- [1] K.Fossheim, K.Kajimura, T.G.Kazyaka, R.L.Melcher, N.S.Shiren. Phys. Rev., B17, 964, 1978.
 - [2] R.W.Gould. Amer. J. Phys., 37, 585, 1969.
 - [3] A.V.Granato, K.Lücke. J.Appl. Phys., 27, 583, 1956.
 - [4] Р.Бозорт. Ферромагнетизм, ИИЛ, 1956, гл. 13.
 - [5] Л.А.Шувалов, А.М.Широков. ДАН СССР, 154, 1075, 1964.
 - [6] В.М.Березов, В.С.Романов. Письма в ЖЭТФ, 25, 165, 1977; В.М.Березов, В.И.Башков, В.Д.Корепанов, В.С.Романов. ЖЭТФ, 73, 2579, 1977.
 - [7] K.Fossheim, K.Kajimura, R.L.Melcher. Solid State Comm., 27, 753, 1978.
-