

УДК 535.2, 535.33

© 1992

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВИДЕОИМПУЛЬСОВ В КЕРАМИЧЕСКОМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ

С. В. Сазонов, Л. С. Якупова

Проведено теоретическое исследование нелинейного распространения стационарных электромагнитных видеоимпульсов в керамическом сегнетоэлектрике типа порядок—беспорядок. Показано, что уединенные стационарные видеоимпульсы могут существовать только при температуре, превышающей некоторую критическую, определяемую параметрами среды, которая всегда больше температуры Кюри. При этом механизм дисперсии, обусловленный зернистой структурой керамического образца, существенно влияет на форму видеоимпульса в непосредственной близости от температуры Кюри. Проведено сравнение с соответствующими видеоимпульсами, формирующимися в чистом сегнетоэлектрике. Показано, что задержка видеосигнала возрастает при приближении к температуре Кюри, но остается всегда меньшей, чем в случае чистого сегнетоэлектрика.

Создание квантовых генераторов ультракоротких импульсов (УКИ) фемтосекундной длительности [1] повлекло за собой выход в свет теоретических работ, посвященных взаимодействию подобных импульсов с различными средами [2–7]. УКИ являются видеоимпульсами, т. е. содержат порядка одного периода электромагнитных колебаний. Поэтому здесь неприменимо используемое обычно приближение медленно меняющейся огибающей. При длительности видеоимпульса $\tau_p \sim 10^{-14}$ с его пространственная протяженность $l \sim c\tau_p \sim 1$ мкм (c — скорость света). В этом случае УКИ могут служить эффективным инструментом для исследования дисперсных сред с характерным размером структурной неоднородности $\bar{a} \sim 0.1$ мкм. Механизм дисперсии, обусловленный данной микроструктурой, может существенным образом влиять на форму УКИ. Примером такой среды является керамический сегнетоэлектрик, представляющий собой диэлектрическую матрицу с мелкими вкраплениями сегнетоэлектрических гранул (кристаллитов) [8].

Предположим, что каждый кристаллит представляет собой одноосный монодоменный сегнетоэлектрик типа порядок—беспорядок и что оси поляризации кристаллитов внутри образца параллельны друг другу. Последнего можно достичь, ведя процесс отжига керамики в постоянном внешнем электрическом поле [8].

Задача о распространении УКИ в керамическом сегнетоэлектрике представляет интерес также в связи с разработкой оптических методов передачи и обработки информации.

В приближении молекулярного поля [9, 10] гамильтониан протона, находящегося в сегнетоэлектрическом кристаллите, имеет вид

$$dH = -\hbar\omega_0\sigma_x - \hbar\mathcal{F}\langle\sigma_z\rangle\sigma_z - \hbar\Omega\sigma_z. \quad (1)$$

Здесь ω_0 — частота квантового туннелирования протона между минимумами двухъямного потенциала; \mathcal{F} — средняя постоянная диполь-дипольного взаимо-

действия между протонами; \hbar — постоянная Планка; $\Omega = dE/\hbar$; d — матричный элемент дипольного момента четно-нечетного квантового перехода протона; E — проекция электрического поля на дипольный момент перехода; $\langle \dots \rangle$ — операция квантового усреднения; $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ — операторы Паули. При этом σ_z — оператор дипольного момента, σ_x — оператор инверсии.

Записывая уравнения Гейзенберга для гамильтониана (1), после квантового усреднения получим

$$\frac{\partial U}{\partial t} = (\Omega + \mathcal{R}) V, \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \omega_0 R - (\Omega + \mathcal{R}) U, \quad (3)$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -\omega_0 V, \quad (4)$$

где

$$U \equiv \langle \sigma_x \rangle, \quad V \equiv \langle \sigma_y \rangle, \quad R \equiv \langle \sigma_z \rangle.$$

Дополним систему (2)—(4) уравнением Максвелла

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Omega = \frac{4\pi d}{\hbar c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \quad (5)$$

Здесь P — поляризация среды.

Считая, что среднее расстояние между гранулами $\bar{a} \gg \bar{a}_0$, где \bar{a}_0 — средний размер гранулы, запишем

$$P = \sum_j p(\mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (6)$$

$p(\mathbf{r}_j)$ — дипольный момент j -го кристаллита.

При $\bar{a} \ll l$ справедливо разложение

$$p(\mathbf{r}_j) = p(\mathbf{r} + \mathbf{a}_j) = p(\mathbf{r}) + (\mathbf{a}_j \nabla) p(\mathbf{r}) + \frac{1}{2!} (\mathbf{a}_j \nabla)^2 p(\mathbf{r}) + \dots \quad (7)$$

Здесь \mathbf{a}_j — вектор, соединяющий точку наблюдения и j -й кристаллит.

Считая, что гранулы перемешаны однородно и изотропно, после соответствующего усреднения и перехода от суммирования к интегрированию из (5)—(7) получим

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Omega = \frac{4\pi d^2}{\hbar c^2} n_0 n_k \bar{V}_k \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(R + \frac{a^2}{6} \Delta R \right). \quad (8)$$

Здесь n_k — концентрация кристаллитов, \bar{V}_k — средний объем кристаллита, n_0 — концентрация протонов внутри гранулы, \bar{a}^2 — средний квадрат расстояния между гранулами.

Сосредоточим внимание на стационарных решениях системы (2)—(4), (8) в виде импульсов, бегущих со скоростью v вдоль оси x , нормальной к плоскости туннелирования протона. Анализ показывает, что решение в виде стационарного уединенного импульса возможно лишь при температуре $T > T_k$ (T_k — температура Кюри), т. е. при отсутствии начальной поляризации среды ($R(t = -\infty) = 0$).

Для электрического поля видеоимпульса находим

$$\Omega = \alpha R_0 \left[1 + \frac{\beta}{\alpha \tau_p^2} \frac{1 + \delta^2 - (2 + \delta^2) \operatorname{sech}^2 \varphi}{1 + \delta^2 (1 + \operatorname{sech}^2 \varphi)} \right] \frac{\operatorname{sech} \varphi}{1 + \delta^2 \operatorname{th}^2 \varphi}, \quad (9)$$

где

$$\alpha = \frac{4\pi d^2}{h} \frac{n_0 n_k \bar{V}_k}{c^2/v^2 - 1},$$

$$R_0 = \frac{2}{\alpha_0} \sqrt{\omega_0 (\alpha_0 U_\infty - \omega_0)}, \quad (10)$$

$$\delta^2 = \frac{\omega_0 \beta}{\alpha_0} \frac{\alpha_0 U_\infty - \omega_0}{1 - \omega_0 U_\infty \beta},$$

$$\beta = \frac{\bar{a}^2}{6v^2} \alpha,$$

$\alpha_0 = \alpha + \mathcal{S}$, $U_\infty = \operatorname{th}(\hbar\omega_0/k_B T)$ — начальная инверсия, k_B — постоянная Больцмана. Фаза φ определяется через $\tau \equiv t - x/v$ из трансцендентного уравнения.

$$\tau/\tau_p = \varphi + 2\delta \operatorname{arctg}(\delta \operatorname{th} \varphi).$$

При $\beta = \delta = 0$ получаем решения для гомогенного образца. Разложение (7) остается справедливым, если $\delta < 1$. Скорость видеоимпульса удовлетворяет условиям

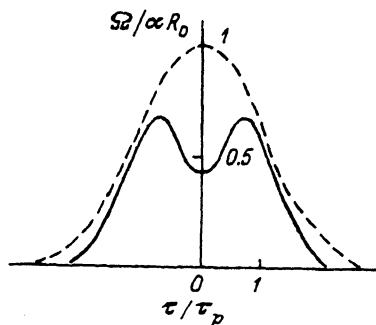
$$c/N_0 < v < c/N_\infty, \quad (11)$$

где N_0 и N_∞ — значения показателя преломления среды в низкочастотном и высокочастотном пределах соответственно, определяемые равенствами

$$N_0^2 = 1 + \frac{4\pi d^2 n_0}{k_B (T - T_k)} n_k \bar{V}_k, \quad (12)$$

$$N_\infty^2 = \left(1 - \frac{2\pi\omega_0^2 d^2 n_0 \bar{a}^2 n_k \bar{V}_k}{3c^2 k_B T} \right)^{-1}. \quad (13)$$

Профиль напряженности электрического поля видеоимпульса в гомогенном (штриховая кривая) и керамическом (сплошная кривая) сегнетоэлектрике при $\omega_0 = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\mathcal{E} = 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $U_\infty = 0.5$, $\alpha = 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\omega_0 U_\infty \beta = 0.4$, $\delta^2 = 0.44$, $\tau_p = 7.1 \cdot 10^{-14} \text{ с}$.



Здесь принято во внимание, что при $\omega_0 \ll \mathcal{E}$ $k_B T_k = \hbar \mathcal{E}$.

Для совместности неравенств (11) необходимо, чтобы $N_\infty < N_0$. Тогда с учетом (12) и (13) находим условие на параметры среды, при которых возможно образование в ней стационарных УКИ

$$T/T_k > \max \left\{ 1, \frac{4\pi d^2 n_0 n_k \bar{V}_k / k_B T_k - 1}{3c^2 / \omega_0^2 a^2 - 1} \right\}. \quad (14)$$

Анализ (9), (10) показывает, что в керамическом сегнетоэлектрике профиль импульса менее острый, чем в гомогенном образце. Крутизна профиля определяется процессами переизлучения, которые в керамическом сегнетоэлектрике идут медленнее, так как пространство между гранулами заполнено прозрачным диэлектриком.

С уменьшением концентрации гранул (увеличение \bar{a}), с уменьшением мощности импульса, а также при $T \rightarrow T_k$ все отчетливее в центре видеоимпульса выделяется провал (см. рисунок). В этих случаях квантовые переходы идут быстрее, чем процессы передачи частей импульса между гранулами. В силу этого импульс как бы разбивается на две части.

Взяв для сегнетоэлектрика KDP-типа $d \sim 10^{-18}$ ед. СГСЭ, $n_0 \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_k \sim 10^2 \text{ К}$, $T = 2T_k$, $\bar{a}_0/\bar{a} \sim 0.1$, по формуле (12) найдем, что $n_0^2 \geq 1$. В случае же чистого сегнетоэлектрика $n_0^2 \approx 10^2$. Поэтому задержка сигнала в керамическом образце меньше, чем в гомогенном. При $T \rightarrow T_k$ задержка УКИ возрастает.

Список литературы

- [1] Auston D. H., Cheung K. P., Valdmanis J. A., Kleinman D. A. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 16. P. 1555—1558.
- [2] Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Ораевский А. Н., Усков А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 9. С. 442—444.
- [3] Беленов Э. М., Назаркин А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 5. С. 252—255.
- [4] Маймистов А. И., Елютин С. О. // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. № 1. С. 101—105.
- [5] Сазонов С. В. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. № 8. С. 400—402.
- [6] Nakata I. // J. Phys. Soc. Japan. 1991. V. 60. N 2. P. 712—713.
- [7] Беленов Э. М., Назаркин А. В., Ушаповский В. А. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 3. (9). С. 762—775.
- [8] Барфут Дж. Введение в физику сегнетоэлектрических явлений. М.: Мир, 1970. 352 с.
- [9] Вакс В. Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. М.: Наука, 1973. 328 с.
- [10] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. 240 с.

Тихоокеанский
океанографический институт РАН
Владивосток

Поступило в Редакцию
4 января 1992 г.
В окончательной редакции
28 мая 1992 г.