

УДК 538.915

О ВОЗМОЖНОСТИ УВЕЛИЧЕНИЯ СКОРОСТИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ ДЕЙТЕРИРОВАННЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

В. С. Горелик, Г. М. Гуро, В. А. Царев

Предлагается метод увеличения скорости инициирования ядерных реакций при переполаризации дейтерированных сегнетоэлектриков.

В работе [1] при обсуждении различных методов стимулирования ядерных реакций в твердых телах впервые было предложено использовать сильные электрические поля сегнетоэлектриков (СЭ) для ускорения дейтронов в СЭ кристаллах.

Это предложение было недавно реализовано группами из Японии [2] и России [3 – 5]. Японская группа проводила разрушение СЭ $LiNbO_3$ в атмосфере дейтерия, тогда как российская использовала метод переполаризации СЭ. В [3] кристаллы KD_2PO_4 переполаризовывались посредством температурного перехода через точку Кюри ($T_c = 222 K$), а в [4, 5] KD_2PO_4 и $Ba_{0,4}Sr_{0,6}Nb_2O_6$ переполаризовывались переменным внешним электрическим полем. Во всех этих экспериментах была обнаружена слабая эмиссия нейтронов (превосходившая фон не более чем в 1,5 – 2 раза), что можно рассматривать как свидетельство протекания реакций dd -синтеза.

Для интерпретации этих данных в [6, 7] была предложена модель ускорения дейтронов в сегнетоэлектриках.

Указанные экспериментальные результаты несомненно представляют интерес с точки зрения изучения возможного ускорительного механизма ядерных процессов в твердых телах [6, 7]. Однако малая величина зарегистрированного потока нейтронов ($\lesssim 10^{-2}$ нейтр./с) и возможность ложных сигналов [8] делают необходимой дальнейшую экспериментальную проверку этих результатов.

Что касается теоретической интерпретации наблюдаемого излучения нейтронов [4, 5], то она представляется не вполне удовлетворительной, поскольку основана на некорректной модели [4] сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. В настоящей работе мы

предлагаем более реалистическую модель СЭ и на этой основе обсуждаем возможность повышения скорости реакций в СЭ.

Модель состояния поляризации СЭ [4], предполагающая наличие слоев диполей, создающих поляризацию P и разделенных промежутками d много большими размеров диполей Δ (рис. 1а), $\Delta \ll d$, имеет следующие недостатки:

- а) при $\Delta \ll d$ невозможно получить большие значения внутреннего поля поляризации обычных СЭ [9] $\sim 10^8$ В/см. Кроме того, модель [4] противоречит принятым представлениям о природе СЭ [10 - 12];
- б) из [4] непонятно, как действует поле деполяризации, уменьшающее поляризацию P внутри домена.

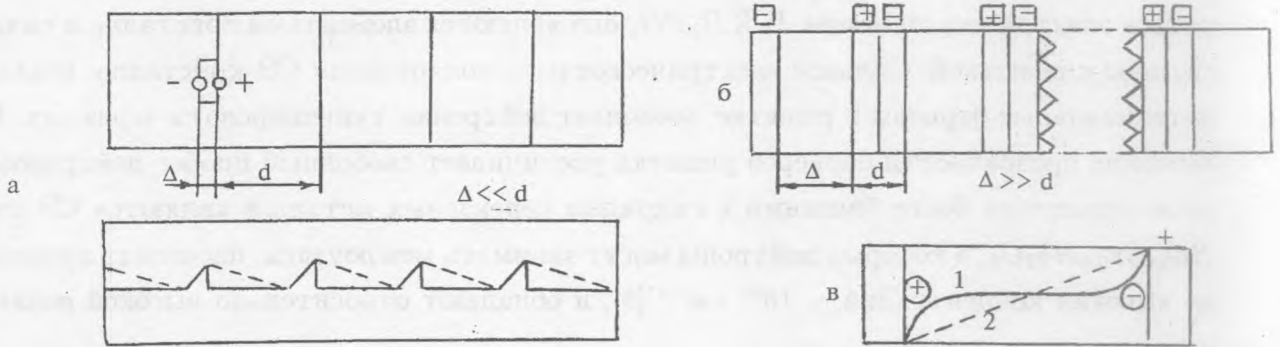


Рис. 1. а) Формирование поляризации в сегнетоэлектрике при $\Delta \ll d$, внизу – распределение потенциала в монодомене: — в модели [11], - - - в модели [4]. б) Формирование потенциала в сегнетоэлектрике при $\Delta \gg d$; +, -- слои ионов кристаллической решетки. в) Распределение заряда и потенциала в домене: 1 – потенциал монодомена в равновесном состоянии [8] (при действии деполяризующего, т.е. экранирующего поля), 2 – потенциал в отсутствии экранирующего поля; + – дырки, -- электроны.

Как известно, кристалл СЭ разбивается на домены. При действии внешнего поля он преобразуется в один домен (с-монодомен), на полярных гранях которого образуются двойные заряженные слои (см. рис. 1б), создаваемые благодаря экранирующему действию свободных носителей. Такие слои толщиной $\sim 10^{-7}$ см состоят из ионизованной решетки и свободных носителей (рис. 1) [9 - 11]. Свободные носители создаются при электрическом пробое, вызванном сильным внутренним электрическим полем поляризации ($\approx 10^8$ В/см). Таким образом, экранирующее поле свободных носителей (поле деполяризации) уменьшает поле внутри домена до величины $10^2 - 10^3$ В/см. Поэтому

электрическое поле монодомена и свободные носители оказываются сосредоточенными в узких слоях вблизи полярных граней (рис. 1в). Следовательно, СЭ является диэлектриком (с удельным сопротивлением $\simeq 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$).

Приведенная выше картина поляризации СЭ основана на решении уравнений для спонтанной индукции, поля и потенциала [13]. Последний показан схематически на рис. 1в.

Еще одно замечание относится к движению дейтронов внутри кристалла СЭ. Для KD_2PO_4 , использованного в [4, 5], ситуация в корне отличается от той, которая имеет место в гидридах переходных металлов. В последних дейтроны, занимающие междоузлия, связаны слабо с решеткой и могут относительно свободно мигрировать и ускоряться электрическим полем. В KD_2PO_4 они являются элементами кристалла и сильно связаны с решеткой. Сильное электрическое поле поляризации СЭ кристалла, искажая потенциальные барьеры в решетке, позволяет дейтронам туннелировать через них. Повышение прозрачности барьеров решетки увеличивает свободный пробег дейтронов. В этом отношении более близкими к гидридам переходных металлов являются СЭ типа $Ba_{0,4}Sr_{0,6}Nb_2O_6$, в которых дейтроны могут занимать междоузлия, насыщать кристалл до высоких концентраций $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [6], и обладают относительно высокой подвижностью.

Рассмотрим динамику процессов, связанных с переполаризацией. Процесс переполаризации монодоменного СЭ кристалла происходит по-разному в слабых и сильных электрических полях. В слабом поле переполаризация происходит вследствие генерации одного зародыша и его последующего расширения из-за движения боковых стенок. В этом случае отдельные области с переполаризацией слабо связаны между собой. При увеличении импульса внешнего напряжения число ядер растет и фронт переполаризации приобретает зигзагообразную форму. Наконец, при импульсах $\gtrsim 1 \text{ кВ}$ (см. [13]) фронт переполаризации превращается в прямую линию (рис. 1б).

Как уже отмечалось, сильное электрическое поле в домене сконцентрировано в узком слое ($\simeq 10^{-7} \text{ см}$) у полярных граней. Тем не менее, сильное электрическое поле в процессе переполаризации может существовать и по всей толщине кристалла $L \simeq 10^{-3} \text{ см}$. Действительно, согласно предыдущему обсуждению, переполаризация определяется как ионными процессами с характерными временами $\tau_i \simeq a_0/c_s \simeq 10^{-12} \text{ с}$ (a_0 – постоянная решетки, c_s – скорость звука), так и электронными процессами, связанными с временем

электронного пробоя $\tau_e \simeq 10^{-7}$ с [14]¹.

Таким образом, если время переполаризации для всего образца $T \simeq \tau_i L/a_0 \simeq L/c_s \simeq 10^{-8}$ с меньше времени τ_e , электронные процессы в пластине СЭ не успевают начаться за время $\tau < \tau_e$. В этом случае по всей толщине образца возникает сильное (атомное) электрическое поле $\simeq 10^8$ В/см.

Сильное электрическое поле искажает потенциальные барьеры и усиливает прозрачность решетки, что в свою очередь увеличивает пробег ускоряемых дейтронов. Такое поле способно ускорить дейтроны до значительных энергий несмотря на потери энергии на столкновения с атомами решетки. Считая дейтроны, находящиеся в междоузлиях, слабо связанными с решеткой (квазисвободными), легко оценить энергию W , которую они приобретают в результате ускорения полем E внутри ячеек и потерь на столкновение. Если $W_0 = eE\Delta$ – энергия, приобретаемая дейтроном при прохождении одной ячейки, $f(W)$ – потери энергии на одно столкновение и n – число пройденных дейтроном ячеек, то уравнение для $W = W(n)$ можно записать в виде

$$dW/dn = W_0 - f(W).$$

Используя явное выражение для $f(W)$ (см., например, [15]), можно провести интегрирование и найти $W(n)$. Ускорение могло бы быть особенно эффективным внутри микротрещин или специально созданных пористых структур на основе СЭ.

Другое характерное время, существенное для эффективного использования переполаризации, это время τ_f нарастания импульса переполаризации. Как следует из предыдущего обсуждения, τ_f должно быть порядка 10^{-9} с, чтобы обеспечить одновременное (в пределах $\simeq 10^{-9}$ с) создание зародышей по всей полярной грани монокристалла. Величина импульса может быть оценена из [16, 17] как $\simeq 3$ кВ.

Оптимальная форма импульса схематически показана на рис. 2. В этой связи мы хотели бы подчеркнуть следующее. В экспериментах [4, 5] как при термоциклировании (время фазового перехода $\sim 1 - 2$ мин), так и при циклировании электрического поля, полное время переполаризации T образца было значительно больше, чем время пробоя τ_e . При столь большом времени переполаризации сильное электрическое поле ($\simeq 10^8$ В/см) не возникает (экранированное поле внутри кристалла $\simeq 10^2 - 10^3$ В/см).

¹Согласно [14], оценка $\tau_e \simeq 10^{-7}$ с была получена для электрического поля 10^6 В/см. Поле поляризации в СЭ $\simeq 10^8$ В/см. Насколько нам известно, электрический пробой не изучался при столь высоких значениях поля. Поэтому вышеприведенная оценка должна рассматриваться как сугубо предварительная.

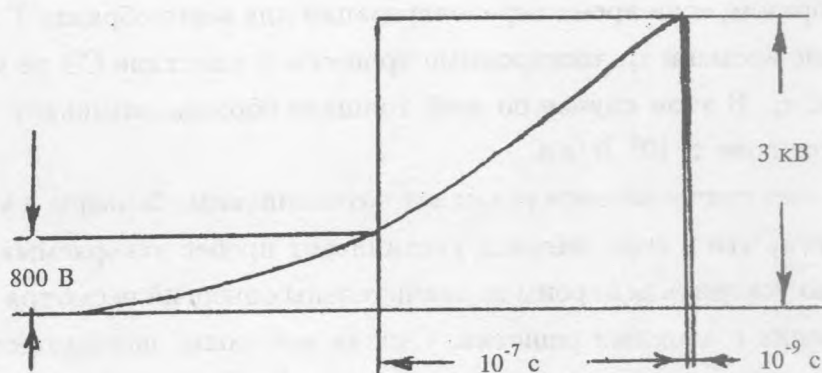


Рис. 2. Импульс внешнего поля для создания фронта переполаризации.

Проведенное обсуждение позволяет сформулировать следующие рекомендации для увеличения эффективности инициирования ядерных реакций при переполаризации СЭ.

1) Выбирается СЭ, для которого можно достигнуть высокой концентрации дейтронов без потери его СЭ свойств. 2) Эксперимент следует проводить при температуре, близкой к точке фазового перехода со стороны СЭ фазы. 3) Кристаллы СЭ следует вначале перевести с помощью внешнего поля в монодоменное состояние, а затем производить его переполаризацию. Для наиболее эффективного использования сильного внутреннего электрического поля, переполаризацию следует производить под действием импульса специальной формы с коротким временем нарастания ($\approx 10^{-9}$ с) и большой амплитудой $\lesssim 3$ кВ (см. рис. 2). 4) Направление импульса переполаризации в кристалле следует выбирать таким образом, чтобы сохранить большое значение P и использовать направления слабой связи дейтронов. 5) Синхронно с импульсом переполаризации можно подать на образец импульс лазера, частота которого совпадает с характерной частотой колебаний дейтронов в решетке, что позволит провести селективный нагрев дейтронов.

Можно ожидать, что предполагаемый набор условий позволит существенно увеличить эффективность инициирования ядерных реакций и, в частности, генерацию нейтронов по сравнению с методами, использованными в [2, 3].

Авторы благодарны Г. В. Федоровичу, А. Н. Лебедеву, А. Г. Липсону и В. А. Чечину за полезные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г о л у б н и ч и й П. И. и др., Препринт ФИАН N 113, М., 1989; ДАН, **307**, 99 (1989).
- [2] S h i g a k a w a Т. et al., Proc. ICCF-4, ed. Т. О. Passel and М. McKubre, **3**, 6-1 (1994).
- [3] Л и п с о н А. Г. и др., ЖЭТФ, **103** (6), 2142 (1993).
- [4] Д е р я г и н Б. В. и др., ДАН, **334** (3), 291 (1994).
- [5] Д е р я г и н Б. В. и др., ДАН, **336** (6), 753 (1994).
- [6] К л ю е в В. А. и др., Письма в ЖЭТФ, **12**, 1333 (1986).
- [7] Ц а р е в В. А., УФН, **160**, 1 (1990); C h e s c h i n V. A. et al., Intern. J. Theor. Phys., **33**, 617 (1994).
- [8] J o n e s S. et al., Proc. ICCF-4, ed. Т. О. Passel and М. McKubre, **3**, 26-1 (1994).
- [9] Г у р о Г. М. и др., Титанат бария, М., Наука, 1973, с. 71.
- [10] V u l В. М. et al., Ferroelectrics, **6**, 29 (1973).
- [11] L i n e s М. E., G l a s s А. М., Principles and Application of Ferroelectrics and Related Materials, Clarendon Press, Oxford, 1977.
- [12] С т р у к о в Б. А., Л е в а н ю к А. П., Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М., Наука, Физматгиз, 1983.
- [13] И в а н ч и к И. И., ЖЭТФ, **3** (12), 3731 (1961).
- [14] Л е б е д е в А. Н. и др., ДАН, **331** (3), 594 (1994).
- [15] С к а н а в и Г. И., Физика диэлектриков, ГИФМЛ, секция 94, Москва, 1958.
- [16] L i n d h a r d J. et al., K. Dan. Vidensk. Selsk., Mat. Fys. Medd., **33**, N 14 (1963).
- [17] C r e n d e l Н. et al., Ferroelectrics, **100**, 1 (1989).

Поступила в редакцию 6 марта 1995 г.