

05.3;12

©1993

О ВОЗМОЖНОСТЯХ УВЕЛИЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ KO_2PO_4 ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ЧЕРЕЗ ТОЧКУ КЮРИ

А.Г.Липсон, Д.М.Саков, Е.И.Саунин, Б.В.Дерягин

В работах [1,2] было обнаружено, что при фазовых превращениях типа сегнетоэлектрик-параэлектрик, имеющих место при переходе монокристаллов KO_2PO_4 (DKDP) через точку Кюри (T_C) наблюдается генерация продуктов холодного ядерного синтеза (ХЯС) — нейтронов и трития. При этом было показано, что, в частности, температурные положения нейтронных всплесков соответствуют температурному положению токов термодеполяризации DKDP, т.е. в конечном счете отвечают ширине сегнетоэлектрического фазового перехода (ΔT) в поляризованное состояние. Интенсивность эмиссии нейтронов, наблюдавшейся в [1,2] была невысока, так что величина эффекта в среднем превышала естественный фон в 2–3 раза. Последнее обстоятельство связано с тем, что вследствие “размазанности” перехода по температурной шкале ($\Delta T \approx 2$ К) и невысокой скорости нагрева-охлаждения образцов, не удавалось существенно повысить величину отношения сигнал/фон. Высказывались соображения, что величину эффекта можно повысить, значительно увеличивая массу образца, т.е. увеличивая общее число дейтеронов в системе. Кроме того, воспроизводимость результатов опытов по эмиссии нейтронов DKDP оказалась сильно зависящей от дефектов структуры образцов. Она резко уменьшалась при многократном термоциклировании образцов, когда кристаллы покрывались трещинами.

Таким образом, необходимо было исследовать зависимости интенсивности эмиссии нейтронов в DKDP от температурной (ΔT) ширины сегнетоэлектрического перехода, массы образца и его дефектности.

Ниже мы продемонстрируем экспериментальные методы, позволяющие существенно повысить соотношение сигнал/фон (до уровня 10 и более) в процессе счета нейтронов при переходе через точку Кюри в кристаллах DKDP в процессе термоциклирования (нагрев-охлаждение) образцов.

Использовали партию кристаллов KO_2PO_4 , выращенных из раствора с номинальным содержанием дейтерия $97 \pm 0.2\%$,

($T_C = 221$ К, $\Delta T \simeq 3$ К, для малых образцов с массой $m = 0.5$ г). Кристаллы, вырезанные из моноблока в направлении (110), подвергались шлифовке, что приводило к внесению в них дефектной структуры. В качестве рабочих образцов применяли 3 вида кристаллов: 1 — монокристаллы массой $m_1 = 0.45 \pm 0.05$ г правильной формы в виде призмы $10 \times 10 \times 2$ мм, 2 — моноблоки в виде стержней $m_2 = 10$ г, 3 — измельченные образцы. В последнем случае диспергирование монокристаллов осуществлялось в керамической ступке в атмосфере сухого аргона до размеров частиц 0.5 мм в диаметре. После этой процедуры полученный грубодисперсный порошок DKDP смешивали с медным порошком, имеющим удельную поверхность $S \simeq 5$ м²/г в отношении 30% (весовых) DKDP на 70% меди. Затем из данной смеси под давлением $P \simeq 200$ кг/см² прессовали таблетки весом 1.5 г, которые и использовали в эксперименте.

Образцы помещали в толстостенный латунный криостат, снабженный нагревательной спиралью и термопарой медь-константан. Погрешность измерения термопары в интервале 150–250 К составила ± 0.2 К. Криостат с образцом помещали в сосуд Дьюара, расположенный в непосредственной близости от детектора нейтронов, снабженного пассивной защитой из полиэтилена и кадмия. Установка для регистрации нейтронов, процедуры калибровки детектора и регистрации нейтронов подробно описаны в [1–3]. Нагрев и охлаждение образцов 1, 2, 3 осуществлялся в линейном режиме с одинаковой постоянной скоростью 0.08 К/с. С целью унифицирования процедуры термоциклирования, а также периодического восстановления упорядочения структуры в DKDP, после каждого цикла нагрев-охлаждение осуществлялось кратковременное охлаждение образцов до $T = 78$ К.

В описываемой серии экспериментов регистрацию нейтронов осуществляли в интервалах, соответствующих сегнетоэлектрическому переходу ΔT_C , а также в температурных интервалах, примыкающих к ΔT_C , расположенных соответственно выше и ниже точки Кюри. Результаты экспериментов для образцов 1, 2 и 3 в областях достоверного превышения над фоном ($L > 3\sigma$) представлены в таблице.

Как видно из таблицы, на больших монокристаллических образцах DKDP 1 наблюдается примерно 2-х кратное превышение над фоном в интервале температур 220–223 К, совпадающим с интервалом в окрестности T_C , в котором происходит сегнетоэлектрический фазовый переход. Отметим, что впоследствии изначальной дефектности образцов в данном случае счет нейтронов распределен достаточно равномерно во всем интервале T_C в отличие от [1,2], где в пределах

Параметры эмиссии нейтронов на монокристаллах массой $m_1 = 0.45$ г (1), $m_2 = 10$ г (2), пресс-таблетках: 30% DKDP+70%Cu (3)

N^0	ΔT_C (К)	$N_{\text{отсч/с}}$	n (н/с)	\sum (н/переход)
1	220.0 – 223.0	0.023 ± 0.007	0.31 ± 0.09	21.0 ± 6.5
2	204.0 – 220.0	0.020 ± 0.006	0.23 ± 0.07	28.0 ± 9.2
3	221.6 – 220.0	0.150 ± 0.011	5.10 ± 0.50	21.0 ± 2.5

П р и м е ч е н и е. ΔT_C — температурный интервал, соответствовавший наблюдавшемуся превышению над фоном; N — величина эффекта за вычетом космического нейтронного фона ($N_{\text{ф}} = 0.012 \pm 0.003$ отсч/с), усредненная по первым 50 циклам нагрев-охлаждение; n — величина эффекта с учетом эффективности детектора; \sum — суммарное число нейтронов, испущенных в интервале ΔT_C за вычетом фоновых значений, усредненное по первым 50 циклам нагрев-охлаждение.

ΔT_C наблюдались 2 ярко выраженных максимума, обусловленных двумя последовательными поворотами доменов.

В случае массивных кристаллических образцов 2 ($m_2 = 10$ г) средняя интенсивность эмиссии нейтронов даже ниже, чем на образцах 1. При этом область, в которой наблюдается превышение над фоном, значительно растянута ($\Delta T_C \approx 16$ К). Это обусловлено плохой теплопроводностью образцов DKDP [4], в результате чего при используемых скоростях нагрева-охлаждения показания термпары расходятся с истинной температурой массивного кристалла. В этом случае происходит неравномерный нагрев (охлаждение) образца, появление температурного градиента и, как следствие, уширение перехода.

Полученные данные свидетельствуют о том, что простое увеличение массы кристалла DKDP (или числа дейтронов в системе) не приводят к положительному эффекту увеличения эмиссии нейтронов. Это и понятно. “Растяжка” перехода влечет за собой увеличение “паразитного” времени фонового счета, в результате чего отношение сигнал/фон падает.

Совсем иная картина наблюдается при использовании порошкообразных образцов DKDP с высокой теплопроводностью 3. В этом случае наблюдалось более чем 10-кратное превышение над фоном в узком температурном интервале $\Delta T_C = 0.4$ К. Сужение перехода обусловлено резким повышением теплопроводности системы, в результате чего частицы DKDP могут испытывать фазовый переход при близких температурах, т.е. практически одновременно. Уменьшение величины температурного интервала, влекущее за собой уменьшение времени набора фона, приво-

дит, в свою очередь, к резкому возрастанию отношения сигнал/фон. Суммарное число нейтронов, испущенных на переходе, практически с точностью до 0 остается одинаковым во всех случаях 1-3 и составляет порядка 20 нейтрон/переход, что примерно соответствует результатам, зарегистрированным в [1,2] для другой (бездефектной) серии кристаллов DKDP.

Таким образом, полученные в работе данные, позволяют указать пути к повышению величины отношения сигнал/фон в экспериментах по наблюдению эмиссии нейтронов в кристаллах DKDP при фазовом переходе через точку Кюри. Это обстоятельство, в свою очередь, увеличивает надежность результатов по инициированию реакций ХЯС, стимулированных фазовым переходом в дейтерированных сегнетоэлектриках. В то же время зависимости интенсивности эмиссии нейтронов от ширины сегнетоэлектрического перехода находят свое естественное объяснение в случае привлечения модели процессов ХЯС, предложенной в [2]. В этой работе было высказано предположение, что слияние ядер дейтерия стимулируется возможностью одновременного заселения подвижными дейтеронами в решетке DKDP двух соседних D-позиций, расположенных на расстоянии 0.45 \AA друг от друга, в процессе фазового перехода. Если переход достаточно узкий, то плотность мощности упругой энергии, высвобождаемой на доменных стенках, достаточно высока, что приводит к увеличению вероятности заселения соседних D-позиций (образец 3). И наоборот, в случае растянутого перехода плотность мощности высвобождаемой упругой энергии мала, а следовательно, мала вероятность заселения соседних D-позиций (образец 2). В результате массивные кристаллы, несмотря на гораздо большее суммарное содержание дейтерия, не дают выигрыша в интенсивности эмиссии нейтронов по сравнению с кристаллами малой массы. Планируется продолжить исследование зависимостей интенсивности эмиссии нейтронов в кристаллах DKDP с различной массой, теплопроводностью и в присутствии внешних электрических полей.

Список литературы

- [1] *Липсон А.Г., Саков Д.М., Калинин В.Б., Дерягин Б.В.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 16. С. 90-95.
- [2] *Липсон А.Г., Саков Д.М., Саунин Е.И.* и др. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. В. 6. С. 2142-2153.
- [3] *Derjaguin B.V., Lipson A.G., Kluev V.A.* et al. // Nature. 1989. V. 341. P. 492.
- [4] *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Наука, 1981. 736 с.

Институт физической химии РАН

Поступило в Редакцию
4 октября 1993 г.
