

6—300 К и в более крупном масштабе в интервале 6—30 К, а также за зависимость температуры Дебая Θ (T), рассчитанной по сглаженным значениям теплоемкости на ПП ЭВМ «Искра-1030». Из этого рисунка следует, что при $T \geq 70$ К значения теплоемкости двух исследованных боратов близки по величине, различаясь не более чем на 3—4 %. Близки оказываются и значения рассчитанных температур Дебая. В области $T \leq 70$ К расхождение в измеренных величинах теплоемкости боратов значительно и максимально (~ 100 %) при $T \sim 20$ К (см. вставку к рисунку). Причины такого расхождения пока не ясны и требуют проведения дальнейших исследований на более широком наборе составов $Y-R$ -боратов.

Авторы выражают благодарность Л. И. Поткину за предоставление образцов и Ю. В. Белокрылову за помощь при обработке экспериментальных результатов на ЭВМ.

Список литературы

- [1] Билак В. И., Куратов И. И., Леонюк Н. И. и др. // ДАН СССР. 1978. Т. 240. № 3. С. 585—587.
- [2] Дорожкин Л. М., Куратов И. И., Леонюк Н. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. № 21. С. 1297—1300.
- [3] Сирота Н. Н., Антюхов А. М., Новиков В. В., Федоров В. А. // ДАН СССР. 1981. Т. 259. № 2. С. 362—364.

Брянский
государственный педагогический институт
им. акад. И. Г. Петровского

Поступило в Редакцию
2 апреля 1990 г.
В окончательной редакции
18 июня 1990 г.

УДК 539.143.43

© Физика твердого тела, том 33, № 2, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 2, 1991

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ОКРУЖЕНИЯ ТЕТРАГОНАЛЬНОГО ЦЕНТРА Ce^{3+} В МОНОКРИСТАЛЛАХ SrF_2 и BaF_2

Р. П. Ахаладзе, Р. И. Мирианашвили, О. В. Ромелашвили, Т. И. Санадзе

Настоящая работа является продолжением исследования суперсверхтонкого взаимодействия (ССТВ) тетрагонального центра Ce^{3+} в монокристаллах SrF_2 и BaF_2 методом радиочастотного дискретного насыщения (РЧДН) [1], начатого в работе [2], и посвящена изучению ССТВ с ядрами второй и более удаленных координационных сфер. Сведения о ССТВ с этими ядрами являются фактически единственным источником информации о локальных искажениях кристаллической решетки вблизи иона примеси [3].

Эксперименты проводились при температурах 1.6—6 К с применением методики РЧДН [1]. Концентрация парамагнитной примеси составляла 0.01—0.1 %.

Нами исследовался спектр РЧДН от различных неэквивалентных групп ядер второй, третьей и четвертой координационных сфер, который состоял из большого числа линий, сконцентрированных в узком частотном диапазоне ~ 1.5 МГц вблизи частоты свободной прецессии ядер фтора. Разделение ядер каждой координационной сферы на группы обусловлено наличием зарядокомпенсирующего иона фтора. В ориентациях магнитного поля $H \parallel [001]$, $H \parallel [100]$, $H \parallel [110]$ и $H \parallel [101]$ линии РЧДН от некоторых групп ядер перекрываются, поэтому определить все компоненты тензоров ССТВ этих ядер невозможно и приходится изучать угловые зависимости

Кристалл	А	Ядро		С	Ядро	
		113	$\bar{1}\bar{1}\bar{3}$		113	$\bar{1}\bar{1}\bar{3}$
SrF ₂	A ₁	-0.363 (6)	-0.351 (8)	C ₁	-0 002 (2)	-0.006 (4)
	A ₂	0.155 (10)	0 085 (10)	C ₂	-0 002 (3)	-0.006 (4)
	A ₃	1.400 (4)	1.301 (4)	C ₃	0.002 (2)	0.015 (5)
	A ₄	0.449 (10)	0 375 (10)	C ₄	0.253 (2)	0.221 (2)
	A ₅	0.865 (4)	0.698 (6)	C ₅	26.9° (2)	24.0° (3)
BaF ₂	A ₁	-0.327 (20)	-0.319 (30)	C ₁	-0 004 (5)	-0.008 (8)
	A ₂	0.133 (20)	0.076 (30)	C ₂	-0 010 (3)	0.000 (4)
	A ₃	1.053 (6)	0.982 (8)	C ₃	0 004 (9)	0 011 (10)
	A ₄	0.320 (10)	0.414 (8)	C ₄	0 212 (2)	0.185 (4)
	A ₅	0.537 (20)	0.639 (10)	C ₅	26 9° (4)	23.8° (7)

Примечание. Компоненты тензоров ССТВ А записаны в кубической системе координат, приведены в МГц. Параметры ССТВ С₁, С₂, С₃, С₄ приведены в Т⁻¹⁰.

спектров РЧДН от направления магнитного поля. Угловые зависимости исследовались в плоскостях (001) и (100), в которых каждая из неэквивалентных групп ядер дополнительно разделяется на группы из-за различия их положений относительно ориентации магнитного поля. Обработка результатов экспериментов проводилась по формулам [2] методом наименьших квадратов на ЭВМ по всем измеренным частотам угловой зависимости спектра РЧДН от каждой группы эквивалентных ядер. Среднеквадратичные отклонения измеренных резонансных частот от рассчитанных составляли 8—9 кГц.

Из сравнения экспериментально наблюдаемого спектра РЧДН с рассчитанным в случае чисто диполь-дипольного взаимодействия для неискаженных решеток SrF₂ и BaF₂ следует, что спектр РЧДН от ядер фтора третьей и четвертой координационных сфер совпадает с вычисленным, тогда как линии РЧДН от ядер второй координационной сферы расщепляются. Это может быть обусловлено изменениями как диполь-дипольного взаимодействия из-за локальных искажений решетки вблизи Се³⁺, так и ковалентной связи. Для определения локальных искажений мы воспользовались параметрами ССТВ [4], которые вычисляются по компонентам тензоров ССТВ и позволяют выделить диполь-дипольное взаимодействие и оценить долю ковалентного вклада, вносящего неопределенность в величины искажений. Поскольку ковалентность ожидается наиболее сильной для ядер второй координационной сферы вблизи иона-компенсатора, она оценивалась нами именно для ядер типа 113 и $\bar{1}\bar{1}\bar{3}$ (см. таблицу; обозначения ядер записаны в кубической системе координат). Из этой таблицы видно, что параметры С₄ и С₅, которые характеризуют диполь-дипольное взаимодействие, существенно превышают параметры С₁, С₂, С₃, обусловленные ковалентной связью. Поэтому с помощью С₄ и С₅ можно определить положения ионов фтора удаленных координационных сфер относительно иона Се³⁺, а ковалентность в С₄ и С₅ оценить по параметрам С₁, С₂, С₃ и внести ее в ошибку к величинам искажений. Проведенный анализ показал, что в SrF₂ ион Се³⁺ смещается на $\delta=0.12$ (1) по направлению к зарядокомпенсирующему иону фтора; ионы фтора третьей и четвертой координационных сфер и все ионы фтора второй координационной сферы, кроме типа 113, остаются на тех же местах, что и в неискаженной решетке, а ионы типа 113 смещаются относительно положений в неискаженной решетке вдоль кубических осей кристалла *x*, *y*, *z* на $a=b=0.04$ (1), $c=0.03$ (2). (Величины δ , *a*, *b*, *c* делились на $\frac{1}{4}a_0$, где *a*₀ — параметр решетки). В монокристалле BaF₂ только ионы третьей и четвертой координационных сфер остаются на прежних местах; все ионы фтора второй координационной сферы, кроме ионов типа 113, приближаются к иону Се³⁺ на 0.03 (1), а ионы фтора типа 113 смещаются относительно положений в неискаженной решетке на $a=b=0.04$ (1), $c=0.02$ (2). Ион Се³⁺ смещается к иону-компенсатору на $\delta=0.12$ (1).

В заключение отметим, что при сравнении полученных нами результатов исследования тетрагонального центра Ce^{3+} в CaF_2 [5] были выявлены разногласия, выяснению причины которых будет посвящена дальнейшая работа.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Санадзе Т. И., Хуцишвили Г. Р. // Проблемы магнитного резонанса. М.: Наука, 1978. С. 207—225.
- [2] Ахаладзе Р. П., Мирианшвили Р. И., Санадзе Т. И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1983. Т. 47. № 12. С. 2319—2321.
- [3] Baker J. M., Davies E. R., Reddy T. Ks. | Contemp. Phys. 1972. V. 13. N 1. P. 45—59.
- [4] Ахаладзе Р. П., Берулава Б. Г., Мирианшвили Р. И., Назарова О. В., Санадзе Т. И. // ФТТ. 1982 Т. 24. № 10. С 2946—2951.
- [5] Baker J. M., Davies E. R., Hurrell J. P // Proc. Roy. Soc 1968. V. A308. N 1494. P. 403—431.

Тбилисский государственный университет

Поступило в Редакцию
18 июня 1990 г

УДК 537 226 4

© Физика твердого тела, том 33, № 2, 1991
Solid State Physics, vol 33, N 2, 1991

СТАБИЛИЗИРОВАННОЕ МОНОДОМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕТЛИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГИСТЕРЕЗИСА В КРИСТАЛЛАХ $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$

В. М. Дуда, В. Г. Линник

Явление стабилизации направления спонтанной поляризации характерно для многих сегнетоэлектриков и проявляется макроскопически в перетянутых либо смещенных петлях диэлектрического гистерезиса (ПДГ), наблюдаемых соответственно для поли- и монокристаллов. В настоящей работе уделяется внимание особенностям ПДГ монокристаллов германата свинца (ГС) со стабилизированным монокристаллическим состоянием.

Монокристаллы ГС выращивались методом Чохральского. Образцы представляли собой полярные срезы толщиной 0.3—0.5 мм с полупрозрачными платиновыми электродами, нанесенными методом катодного напыления. Образцы формовались в переменном электрическом поле до получения насыщенных симметричных ПДГ, затем монокристаллизировались кратковременной подачей постоянного электрического поля и выдерживались в течение нескольких часов для стабилизации монокристаллического состояния. Наблюдения ПДГ на частоте 50 Гц в кристаллах со стабильной поляризацией позволили зафиксировать следующие явления: а) ПДГ смещена относительно начала координат как вдоль оси абсцисс, так и вдоль оси ординат (рис. 1); б) выдержка в синусоидальном переключающем поле в течение достаточно длительного времени ведет к симметричной форме ПДГ; в) переключаемый заряд для смещенных и нормальных ПДГ всегда составлял $2P_s$.

Смещение ПДГ в сегнетоэлектриках вдоль оси абсцисс связывается с образованием в кристалле внутреннего поля [1]. Заряженные дефекты кристаллической решетки и их ассоциации, появляющиеся в сегнетоэлектрических кристаллах в силу различных причин (нарушение стехиометрии, введение примесей, радиационное облучение и др.), во многих случаях благодаря полярной природе кристаллической решетки можно представить как диполи с преимущественной ориентацией, обусловленной направлением спонтанной поляризации. Присутствие системы ориентированных