

микрoпластическая деформация определяется не свойствами отдельных дислокаций, а типом конкретной дислокационной структуры, образующейся в процессе предвратительной пластической деформации.

Результаты настоящей работы дают основание рассмотреть вопросы о взаимосвязи силовых и термически активируемых процессов в диапазоне обратимой микрoпластической деформации, а также о разделении их вклада в амплитудно-зависимое затухание.

Л и т е р а т у р а

- [1] Постников В. С. Внутреннее трение в металлах. М., 1974. 351 с.
- [2] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М., 1975. 472 с.
- [3] Давиденков Н. Н. // ЖТФ. 1938. Т. 8. № 6. С. 483—499.
- [4] Takahashi S. // J. Phys. Soc. Jap. 1956. V. 11. N 12. P. 1253—1263.
- [5] Nowick A. S. // Phys. Rev. 1950. V. 80. N 2. P. 249—257.
- [6] Hiki Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1958. V 13. N 10. P. 1138—1144.
- [7] Read T. A. // Trans. Met. Soc. AIME. 1941. V. 143. P. 30—41.
- [8] Roberts J. M., Hartman D. S. // J. Phys. Soc. Jap. 1963. V. 18. Suppl. 1. P. 119—129.
- [9] Rowett F. E. // Roy. Soc. Proc. A. 1914. V. 89. N A614. P. 528—543.
- [10] Постников В. С., Шаршаков И. М., Усанов В. В. // Изв. вузов, черная металлургия. 1966. № 5. С. 144—146.
- [11] Гранато А., Люкке К. // Ультразвуковые методы исследования дислокаций. М., 1963. С. 27—57.
- [12] Kressel H., Brown N. // Dislocation Dynamics. N. Y., 1968. P. 337—356.
- [13] Roberts J. M., Barnett D. M. // J. de Phys. 1985. V. 46. Coll. C10. N 12. Suppl. P. 199—204.
- [14] Инденбом В. Л., Чернов В. М. // Механизмы релаксационных явлений в твердых телах. М., 1972. С. 87—95.
- [15] Lücke K., Granato A. V., Teutonico L. J. // J. Appl. Phys. 1968. v. 39. N 11. P. 5181—5191.
- [16] Schlipf J. // Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids. Tokyo. 1977. P. 91—98.
- [17] Gremaud G. // J. de Phys. 1987. V. 48. Coll. C8. N 12. Suppl. P. 15—30.
- [18] Кустов С. Б., Голяндин С. Н., Кардашев Б. К. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2167—2176.
- [19] Никаноров С. И., Кардашев Б. К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М., 1985. 253 с.
- [20] Кустов С. Б., Голяндин С. Н., Никифоров А. В. и др. // Физические аспекты прогнозирования разрушения и деформирования гетерогенных материалов. Л., 1987. С. 176—182.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 сентября 1988 г.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ LnF_3 (Ln = La, Ce, Pr)

А. Э. Алиев, А. Ш. Акрамов, Н. Х. Ташмухамедова

Редкоземельные трифториды LaF_3 , CeF_3 , NdF_3 , PrF_3 со структурой тисонита в последние годы стали предметом многочисленных исследований в связи с обнаружением в них суперионной проводимости [1, 2]. Широкий комплекс экспериментальных исследований в этих соединениях [3, 4] показал, что в окрестности суперионного фазового перехода наблюдаются аномалии в производных от термодинамических функций — в теплоемкости, упругих модулях, энтальпии активации проводимости. Вместе с тем поведение одной из важнейших характеристик системы —

диэлектрической проницаемости ϵ — в области перехода не исследовано, в то время как такая информация может значительно прояснить проблему механизма суперинионного фазового перехода, которая в ряде последних работ связывается с ростом поляризуемости [5] и размерностью проводимости кристаллов [6].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований диэлектрических свойств монокристаллов LaF_3 , CeF_3 , PrF_3 . Измерения компонент тензора комплексной диэлектрической проницаемости проводились мостовым методом в диапазоне частот 10^2 – 10^5 Гц и температур 100–600 К [7]. В измерениях использовались кристаллы, выращенные методом Стогбаргера—Степанова [3] и вырезанные в виде пластин ($S \approx 100 \text{ мм}^2$, $d \approx 0.3$ – 1 мм). Перед измерениями все образцы предварительно отжигались при 700 К в течение 2 ч в атмосфере инертного газа (N_2).

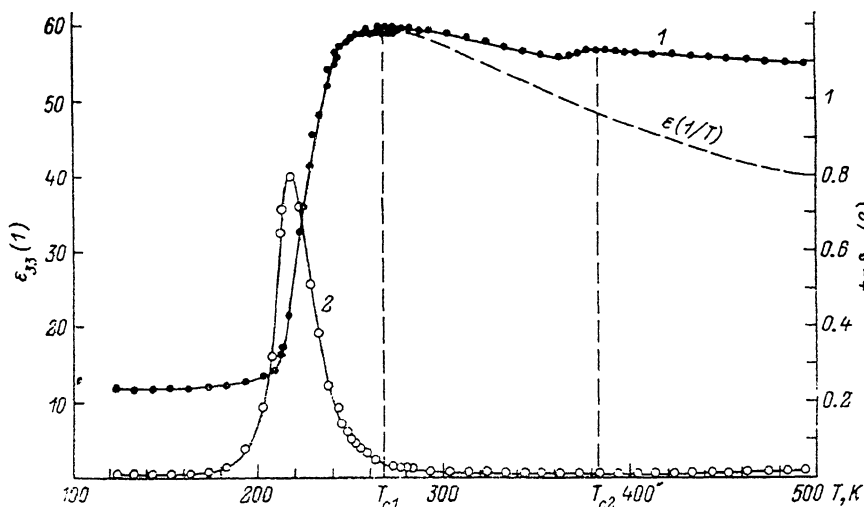


Рис. 1.

На рис. 1 представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости (1) и тангенса угла диэлектрических потерь (2), измеренные на частоте $f=1$ кГц вдоль оси [001] в монокристалле LaF_3 . Дисперсия диэлектрической проницаемости носит релаксационный характер и, по-видимому, обусловлена прыжками слабосвязанных ионов фтора, являющихся ответственными за суперинионную проводимость в этих кристаллах. С ростом частоты область дисперсий смещается в сторону положительных температур.

Предполагая прыжковый механизм ионного транспорта в LaF_3 , дисперсию диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{33}$ можно описать в рамках модели тепловой ионной поляризации [8]

$$\Delta\epsilon = 1 + \frac{n_0 e^2 \delta^2}{12 k T \epsilon_0} (1 + \exp(-t/\tau)), \quad (1)$$

где n_0 — полное число ионов, участвующих в поляризации, e — заряд ионов, δ — длина прыжка вдоль рассматриваемого направления, k — постоянная Больцмана, T — температура, t — время поляризации, τ — время релаксации слабосвязанных ионов. Очевидно, для области температур $T > 250 \text{ К}$ при $f=1$ кГц $\omega\tau \ll 1$ и членом $\exp(-t/\tau)$ можно пренебречь. Для оценки числа ионов, участвующих в процессе поляризации, и длины прыжка, определяющего дипольный момент $\mu=e\delta$, необходимо в соответствии со структурой LaF_3 [9] (наличием энергетически неэквивалентных положений F (1), F (2), F (3)) для каждого температурного диапазона определить тип движения, ответственный за поляриза-

цию. В области 150—350 К вдоль направления [001] ответственными за поляризацию, по-видимому, являются прыжки $F(1) \rightarrow F(1)$ [1]. Число ионов $F(1)$, составляющих $2/3$ всех ионов фтора в LaF_3 , равно $n_0 = 36.48 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$. Однако, учитывая структурные особенности кристалла LaF_3 , в выражение (1) следует подставить лишь половину этого значения, так как в течение одного полупериода приложенного поля в поляризации участвует лишь половина ионов $F(1)$, в то время как другая половина блокирована тяжелыми ионами La^{+3} . При этом длина прыжка ионов $F(1)$ вдоль направления [001] равна расстоянию между узельными положениями $F(1)$, $\delta = 2.532 \text{ \AA}$ [10]. Таким образом, для 300 К вклад в диэлектрическую проницаемость тепловой ионной поляризации составляет $\Delta\epsilon_{33} = 67$, что несколько превышает экспериментально полученное зна-

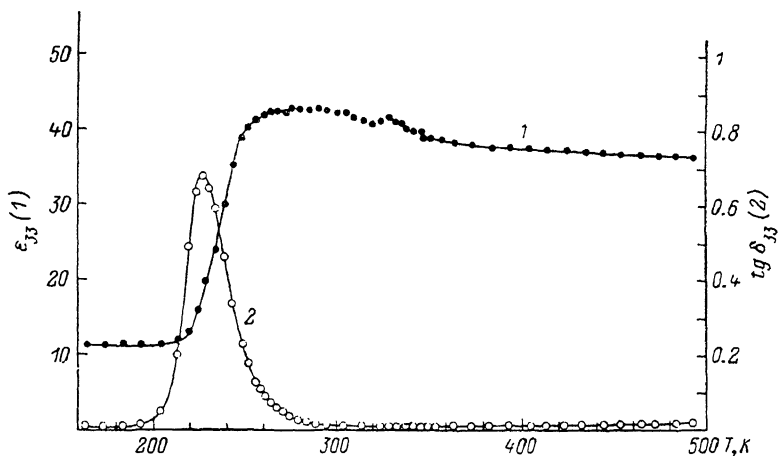


Рис. 2.

чение $\Delta\epsilon_{33} = 56$. В таблице приведены основные данные для расчета $\Delta\epsilon_{33}$: в исследуемых монокристаллах LnF_3 .

LnF_3	ρ , $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	$V_{\text{мол.}}$, \AA^3	$n_0 \cdot 10^{-27}$, м^{-3}	$\delta_{F(1) \rightarrow F(1)}$, \AA	$\Delta\epsilon_{33}$
LaF_3	5937	328.93	33.48	2.532	67
CeF_3	6120	320.58	37.43	2.511	67
PrF_3	6288	314.04	38.21	2.493	68

С целью выявления аномалий, связанных с фазовым переходом (ФП) в суперионное состояние [4], особенно тщательно исследовалась область температур 260—270 и 360—380 К. В области 260—270 К наблюдаются значительные флуктуации величины $\epsilon_{33} = 68 \pm 4$ в зависимости от предыстории образца. Однако явных отклонений, связанных с фазовым переходом в этой области температур, обнаружить не удалось. В области 360—380 К наблюдается рост ϵ_{33} , по-видимому, связанный с активизацией движения в подрешетке $F(3)$ [1].

Интересным является сам факт аномалии в ϵ_{33} при 370 К, где теплоемкость C_p претерпевает небольшой скачок [4], в то время как в области температур 265 К при наличии большого пика в теплоемкости аномалии в ϵ_{33} не обнаружены. По-видимому, это является следствием высокой локальной симметрии расположения ионов $F(1)$, имеющих число направлений диполя ($g=8$), значительно превышающее таковые у ионов $F(3)$ ($g=2$). Данный подход к проблеме, развитый на основе g -компонентной модели Поттса в [6], позволяет объяснить отсутствие аномалий в области 265 К, поскольку необходимо измерить $\Delta\epsilon_{33} \approx 3$ на фоне значительных флуктуаций в этой области температур.

Обращает на себя внимание неланжевенковский ход температурной зависимости ϵ_{33} . Отклонение от зависимости $\epsilon \sim T^{-1}$, по-видимому, связано с тем, что при $T > T_c = 265$ К число дипольных возбуждений продолжает возрастать с температурой. Действительно, в ряду LaF_3 , CeF_3 , PrF_3 уменьшение электропроводности и рост энергии активации (300 К) [3] приводят к уменьшению числа термически активированных дипольных возбуждений и соответствующему уменьшению $\Delta\epsilon_{33}$. В результате в монокристалле PrF_3 при 300 К экспериментальное значение $\Delta\epsilon_{33} = 42$ (рис. 2; $f = 1$ кГц).

Таким образом, заниженные значения экспериментально измеренной диэлектрической проницаемости в сравнении с расчетным обусловлены конечным значением электропроводности, рост которой с температурой приводит к отклонению зависимости $\Delta\epsilon_{33}(T)$ от ланжевенковского типа $\epsilon \sim T^{-1}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Chadwick A. V., Hope D. S., Jaroszkiewicz G., Strange J. H. // *Fast Ion Transport in Solids*. Ed. P. Vashita, J. N. Mundy, G. K. Shenoy. N. Y., North-Holland, 1979. P. 683—686.
- [2] Муринов И. В., Глушов О. В., Амелин Ю. В. // *ЖПХ*. 1980. Т. 53. № 7. С. 1474—1478.
- [3] Алиев А. Э., Ферштат Л. Н., Хабибуллаев П. К. // *Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук*. 1983. № 3. С. 75—78.
- [4] Хабибуллаев П. К., Ферштат Л. Н., Алиев А. Э. // *ДАН СССР*. 1985. Т. 281, № 2. С. 320—323.
- [5] Лидоренко Н. С., Зильберваг В. Е., Нагаев Э. Л. // *ЖЭТФ*. 1979. Т. 78. № 1. С. 180—188.
- [6] Урбанавичюс В. В., Шнейдер В. Е., Григас И. П., Давидович Р. Л. // *ЖЭТФ*. 1982. Т. 83. № 1. С. 275—283.
- [7] Абрамович А. А., Акрамов А. Ш., Алиев А. Э., Ферштат Л. Н. // *ФТТ*. 1987. Т. 29. № 8. С. 2479—2483.
- [8] *Физика кристаллических диэлектриков* / Под ред. И. С. Желудева, М., 1986. 462 с.
- [9] Rhandour A., Reau J. M., Matar S. F. et al. // *Mat. Res. Bull.* 1985. V. 20. N 11. P. 1309—1327.
- [10] Дмитриук М. В., Каминский А. А. // *ЖЭТФ*. 1967. Т. 53. № 3. С. 874—881.

Отдел теплофизики АН УзССР
Ташкент

Поступило в Редакцию
8 сентября 1988 г.

УДК 537.611.43

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ПРОЯВЛЕНИЕ АСИММЕТРИИ СПИН-ФОНОННОЙ СВЯЗИ В МНОГОУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

М. М. Шакирзянов

Эксперименты, проведенные в последнее время [1, 2], подтвердили выводы теории магнитного резонанса (МР) и спин-решеточной релаксации, развитой в работах [3, 4] с учетом асимметричности формы линии спин-фононной связи (СФС) относительно центра линии МР. Эффекты, обусловленные асимметричностью, особенно сильны в парамагнетиках с неоднородно-уширенной линией МР, являющейся совокупностью спиновых пакетов, связанных между собой эффективной кросс-релаксацией [4]. В этом случае состояние спин-системы характеризуется обычно спиновыми температурами квазиравновесных подсистем высокочастотной и низкочастотной энергетических резервуаров (НЧР), а ее поведение описывается, как при однородном уширении, уравнениями типа Провоторова [5]. Однако в отличие от случая однородного уширения в таких системах на-