

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1979. [2] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М., 1985. [3] Walling J. C., White R. L. // *Phys. Rev.* 1974. **В10**. Р. 4748. [4] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Крынецкий И. Б., Матвеев В. М. // *ФТТ*. 1977. **19**, № 1, С. 259. [5] Звездин А. К., Кадомцева А. М., Крынецкий И. Б., Матвеев В. М. // Докл. симп. «Фазовые переходы и критические явления». Новосибирск, 1977. С. 54. [6] Воробьев Г. П., Кадомцева А. М., Крынецкий И. Б., Мухин А. А. // *ЖЭТФ*. 1989. **95**, № 3. С. 1049. [7] Крынецкий И. Б. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1974. [8] Воробьев Г. П., Кадомцева А. М., Крынецкий И. Б., Мухин А. А. // *ЖЭТФ*. 1990. **98**, № 5 (11). С. 1726. [9] Звездин А. К., Кадомцева А. М., Мухин А. А. // *Изв. АН СССР, сер. физ.* 1980. **44**, № 7. С. 1348. [10] Воробьев Г. П., Кадомцева А. М., Крынецкий И. Б., Лукина М. М., Мухин А. А. // *ЖЭТФ*. 1991. **99**, № 4. С. 1319. [11] Артемьев Г. Г., Кадомцева А. М., Леднева Т. М. и др. // *ФТТ*. 1987. **29**, № 3. С. 679. [12] Белов Д. В., Зорин И. А., Кадомцева А. М., Лукина М. М., Матвеев В. М. // *ФТТ*. 1987. **29**, № 5. С. 1592.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 1

УДК 537.226.33; 538.63; 538.221; 538.222

### МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МОЛИБДАТАХ ТЕРБИЯ И ГАДОЛИНИЯ

Б. К. Пономарев, С. А. Иванов,  
Б. С. Редькин, В. Н. Курлов

(Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка)

Исследовано влияние магнитного поля  $H < 110$  кЭ на электрическую поляризацию монокристаллических образцов метастабильных сегнетоэлектрических редкоземельных молибдатов  $Tb_2(MoO_4)_3$ ,  $Gd_2(MoO_4)_3$  и  $TbGd(MoO_4)_3$  при 78 К. Экспериментально показано, что при 78 К магнитное поле изменяет электрическую поляризацию и сегнетоэлектрическую доменную структуру  $TbGd(MoO_4)_3$  и  $Tb_2(MoO_4)_3$ . Обнаружены два типа эффектов: а) отклонение вектора спонтанной поляризации под действием магнитного поля от равновесного положения (процессы вращения); б) зарождение и рост под действием магнитного поля в первоначально однодоменных образцах доменов с противоположным направлением электрической поляризации (процессы смещения). Представляется наиболее вероятным, что наблюдаемые эффекты связаны со свойствами редкоземельных ионов.

#### 1. Введение

Метастабильные орторомбические сегнетоэлектрические  $\beta'$ -фазы редкоземельных молибдатов  $R_2(MoO_4)_3$  с пространственной группой симметрии  $Pba2$  существуют в молибдатах редкоземельных металлов от Рг до Dy. Они образуются при охлаждении метастабильных тетрагональных  $\beta$ -фаз, имеющих пространственную группу симметрии  $P42m$  (температуры плавления 1045—1222 °С). Сегнетоэлектрическое поведение наблюдается также в  $\beta'$ -фазе молибдата гольмия, однако в этом соединении фазы  $\beta$  и  $\beta'$  стабильны. Температура плавления молибдата гольмия 1245 °С [1].

Температура фазового превращения  $\beta \rightarrow \beta'$ , являющаяся одновременно и сегнетоэлектрической температурой Кюри  $T_c$ , изменяется от 235 °С для молибдата празеодима до 121 °С для молибдата гольмия. Переход  $\beta \rightarrow \beta'$  является фазовым переходом первого рода.

При охлаждении ниже сегнетоэлектрической температуры Кюри  $T_c$  эквивалентные оси  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  тетрагональной фазы становятся осями  $a$  и  $b$  орторомбической фазы. При этом точечная группа симметрии из-

меняется от  $\bar{4}2m$  до  $mm2$ . Так как орторомбические оси неэквивалентны, кристалл при переходе изменяет форму. Поэтому кристалл в  $\beta'$ -фазе обычно состоит из нескольких доменов. Эти домены кристаллографически связаны операцией симметрии  $\beta$ -фазы 4, которая теряется при  $\beta \rightarrow \beta'$ -переходе. Направление оси  $[001]$  при переходе через доменную границу изменяется на противоположное, так как эта ось в  $\beta'$ -фазе является полярной. Вектор спонтанной электрической поляризации  $P_s$  ориентирован вдоль оси  $[001]$ .

Проявления магнитоэлектрических (МЭ) взаимодействий очень разнообразны. Подробный обзор дан в работах [2, 3].

Мы упомянем лишь наиболее наглядную разновидность МЭ-эффекта, обнаруженную в бораците никеля  $Ni_3V_7O_{13}I$  [4]. Эффект состоит в том, что при охлаждении кристалла ниже 64 К происходит переход в сегнетоэлектрическое состояние и возникает слабоферромагнитный момент. Если при  $T$  ниже 64 К приложить магнитное поле, достаточное для переориентации слабоферромагнитного момента на  $90^\circ$ , то направление спонтанной электрической поляризации изменяется на противоположное. Здесь существенно то, что магнитоэлектрический эффект возникает в магнитоупорядоченном веществе.

До настоящего времени в литературе не было сообщений об экспериментальных наблюдениях прямого влияния магнитного поля на величину электрической поляризации веществ, находящихся в парамагнитном состоянии, за исключением работы [5].

В работе [5] исследовался парамагнитный монокристалл  $NiSO_4 \cdot 6H_2O$ , имеющий тетрагональную структуру с точечной группой симметрии 422. Было установлено, что при  $T=4,2$  К магнитное поле напряженностью 6 кЭ создает заметную электрическую поляризацию в направлении, перпендикулярном плоскости, содержащей вектор напряженности поля и тетрагональную ось.

## 2. Методика

Нами исследовано влияние магнитного поля  $H < 110$  кЭ на электрическую поляризацию монокристаллических образцов сегнетоэлектриков  $Tb_2(MoO_4)_3$ ,  $Gd_2(MoO_4)_3$  и  $TbGd(MoO_4)_3$  при 78 К.

Методика выращивания монокристаллов описана в [6].

Схема эксперимента изображена на рис. 1. Образец, имеющий форму плоскопараллельной пластины, помещался между двумя металлическими фольгами, которые плотно прижимались к образцу при помощи винтов.

Изготовленный таким способом конденсатор использовался в качестве емкостного датчика поляризации (ЕДП). ЕДП помещался внутри импульсного соленоида 3. Длительность импульса составляла 13 микросекунд. Неоднородность поля по длине образца не превышала 1%.

Напряжение с ЕДП подавалось на вход электрометрического каскада (ЭМК) 5 с входным сопротивлением  $10^9$  Ом и далее на вход одного из каналов цифрового запоминающего осциллографа 6. Емкость ЕДП составляла  $C_d=30$  пФ, емкость кабеля и ЭМК  $C_c=530$  пФ. Для уменьшения амплитуды сигнала параллельно ЕДП подключалась емкость  $C_p=2000$  пФ. Постоянная времени входной цепи ЭМК составляла 2,56 с, что значительно больше длительности импульса поля. Таким образом, воспроизведение импульса напряжения с ЕДП было обеспечено практически без искажений. На вход второго канала осциллографа подавался сигнал, пропорциональный напряженности магнитного поля соленоида. Этот сигнал формировался катушкой поля 4 и интегратором 7.

На экране осциллографа наблюдалась зависимость напряжения на обкладках ЕДП 2 от магнитного поля. Эта зависимость передавалась из осциллографа в компьютер. По величине напряжения ЕДП рассчитывалась поляризация образца  $P$ .

В зависимости от ориентации магнитного поля и направления измерения мы наблюдали изменения электрической поляризации, связанные либо с перемещением границ между сегнетоэлектрическими доменами (процессы смещения), либо с отклонением вектора электрической поляризации от направления полярной оси  $[001]$  (процессы вращения).

Эффекты, связанные с перемещением границ сегнетоэлектрических доменов, в наших условиях более чем на порядок превосходят эффекты поворота вектора электрической поляризации.

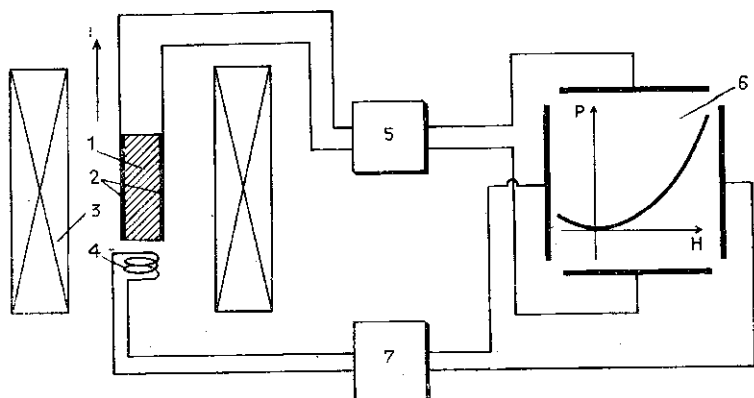


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — образец, 2 — обкладки емкостного датчика, 3 — соленоид, 4 — катушка измерения поля, 5 — электрометрический каскад, 6 — осциллограф, 7 — интегратор

### 3. Процессы смещения сегнетоэлектрических доменных границ

Так как спонтанная поляризация в доменах редкоземельных молибдатов направлена вдоль полярной оси  $[001]$ , для наблюдения эффектов движения доменных границ необходимо измерять компоненту электрической поляризации вдоль этой оси.

Образец представлял собой плоскопараллельную пластину толщиной 1 мм, вырезанную в плоскости  $(001)$  и имеющую форму равностороннего восьмиугольника. Расстояние между противоположными сторонами 9 мм.

В исходном состоянии образец содержал большое количество структурных доменов двух типов с различными ориентациями осей  $[100]$  и  $[010]$ ; векторы спонтанной поляризации в доменах антипараллельны и направлены вдоль оси  $[001]$  [1]. В таких случаях рентгеновский метод позволяет лишь указать два взаимно перпендикулярных направления, вдоль которых могут быть направлены оси  $[100]$  и  $[010]$  различных структурных доменов. Эти направления обозначены через  $X$  и  $Y$  (рис. 2).

Кристаллическая структура редкоземельных молибдатов чувствительна к механическим напряжениям в плоскости базиса. Оси  $[100]$  и  $[010]$  имеют различные длины: ось  $[010]$  несколько длиннее оси  $[100]$ . Сжатие вдоль  $[010]$  вызывает перестройку кристаллической структуры. Перестройка состоит в том, что сегнетоэлектрические домены, в которых вдоль направления сжатия ориентирована ось  $[100]$ , становятся энергетически более выгодными и растут за счет менее выгодных доменов, в которых вдоль направления сжатия ориентирована ось  $[010]$  [1].

Ниже изложены результаты измерений электрической поляризации на монокристаллическом образце  $TbGd(MoO_4)_3$ .

Перед началом измерений образец был монодоменизирован сжатием вдоль направления  $X$ . Процесс монодоменизации визуально контролировался в поляризованном свете. Однодоменное состояние сохранялось после снятия сжимающего усилия. Объемная доля немонадоме-

низированной части образца не превышала 1%. Таким образом, направление  $X$  перед началом измерений совпадало с кристаллографической осью  $[100]$ .

Измерялась электрическая поляризация  $P$  в направлении  $[001]$  в импульсном магнитном поле, ориентированном вдоль направлений  $X$ ,  $Y$  и вдоль биссектрисы угла между ними.

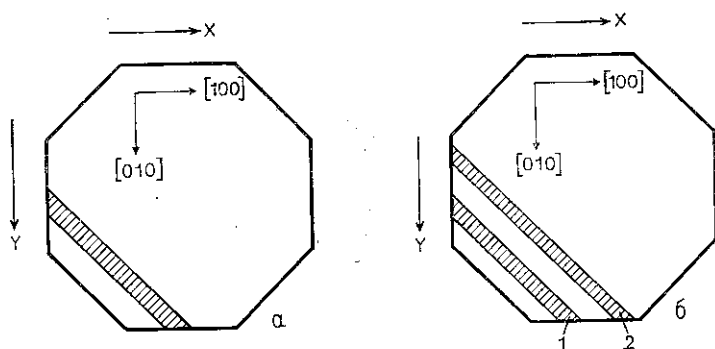


Рис. 2. Схематическое изображение структурных доменов с обращенной электрической поляризацией, возникающих в однодоменном образце  $\text{TbGd}(\text{MoO}_4)_3$  под действием магнитного поля после первого (а) и второго (б) импульсов магнитного поля. Незаштрихованная часть восьмиугольника — исходное однодоменное состояние образца. Стрелками показаны кристаллографические направления исходного однодоменного состояния. Изображение обращенного домена заштриховано. Оси  $[100]$  и  $[010]$  в заштрихованной области повернуты на  $90^\circ$ . Ось  $[001]$  и вектор электрической поляризации инвертированы

Зависимость магнитного поля от времени изображена на рис. 3, а. На рис. 3, б изображены соответствующие зависимости электрической поляризации от времени при температуре 78 К и различных ориентациях поля. Кривые 1 и 2 измерены в поле, параллельном направлению  $X$ . Кривая 1 измерена на однодоменном образце, т. е. в поле, параллельном оси  $[100]$ . Видно, что поляризация заметно отстает по фазе от поля. В поле 100 кЭ изменение поляризации превышает  $50 \cdot 10^{-9}$  Кл/см<sup>2</sup>. При уменьшении поля до нуля поляризация не обращается в нуль (остаточная поляризация составляет  $40 \cdot 10^{-9}$  Кл/см<sup>2</sup>). Это соответствует появлению в образце обращенного домена, площадь которого составляет примерно 10% от полной площади образца, если принять, что значение спонтанной поляризации исследуемого образца при 78 К не очень сильно отличается от таковой для  $\text{Tb}_2(\text{MoO}_4)_3$  при 298 К ( $P_s = 180 \cdot 10^{-9}$  Кл/см<sup>2</sup> [7]).

После измерения кривой 1 образец был извлечен из установки и подвергнут визуальному контролю в поляризованном свете. В результате воздействия поля он перестал быть однодоменным. Его доменная структура схематически изображена на рис. 2, а. Незаштрихованная часть восьмиугольника изображает исходное однодоменное состояние, а заштрихованная — обращенный домен, т. е. ту часть образца, в которой под действием магнитного поля произошла необратимая структурная перестройка, сопровождаемая инверсией электрической поляризации. Границы домена лежат в плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Площадь его составляет не более 10% от площади образца. Это значение хорошо согласуется с тем, которое получено из измерений поляризации.

После осмотра образец был помещен в датчик и подвергнут воздействию поля. Возникшее при этом изменение электрической поляри-

зации изображено на рис. 3, б (кривая 2). Видно, что эта кривая качественно подобна кривой 1. Соответствующая доменная структура изображена схематически на рис. 2, в. Видно, что обращенный домен, возникший после первого импульса поля, сохранился, и кроме него появился еще один аналогичный домен.

После этого поле было направлено вдоль биссектрисы угла между  $X$  и  $Y$ . Соответствующая зависимость  $P(t)$  изображена под номером 3 на рис. 3, б. Изменение поляризации значительно меньше  $10^{-10}$  Кл/см<sup>2</sup>. Измерения на монодоменном образце при такой ориентации в пределах погрешности эксперимента дают такой же результат. После измерений кривой 3 образец был подвергнут осмотру в поляризованном свете. Не было отмечено никаких изменений доменной структуры.

Далее поле было направлено вдоль  $Y$ . Результаты измерений пред-

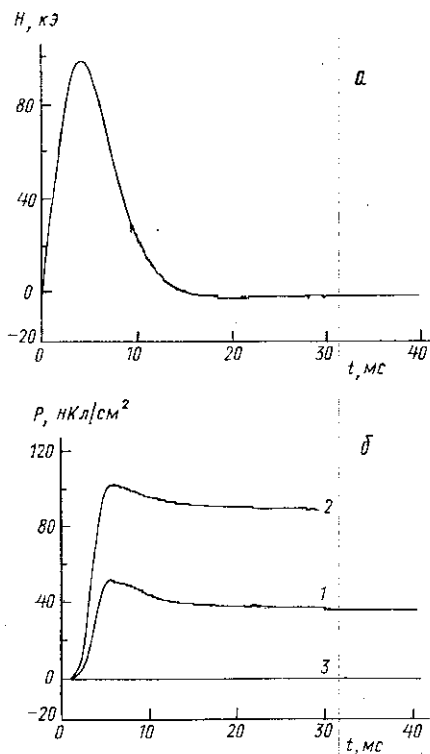


Рис. 3 а, б

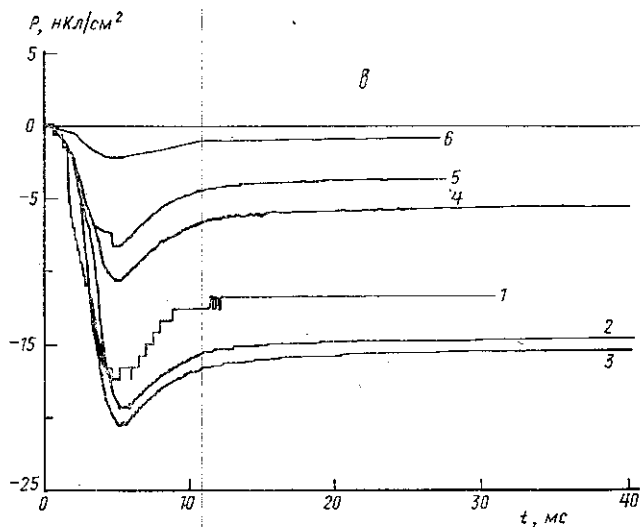


Рис. 3 в

ставлены на рис. 3, в. Номера кривых соответствуют последовательности их получения. Изменение поляризации имеет отрицательный знак, и максимальное абсолютное значение составляет  $20 \cdot 10^{-9}$  Кл/см<sup>2</sup>. Многократное включение импульсного поля привело к уменьшению этого значения до  $1 \cdot 10^{-9}$  Кл/см<sup>2</sup> (кривая 6 на рис. 3, в). Контроль в поляризованном свете показал, что образец после этого находится в однодоменном состоянии.

Ступеньки на кривых рис. 3 связаны с использованием нами цифровых осциллографов, имеющих лишь 8-битные АЦП, и являются приборным эффектом.

Итак, нами экспериментально показано, что при 78 К магнитное поле изменяет электрическую поляризацию и доменную структуру TbGd(MoO<sub>4</sub>)<sub>3</sub>.

Одно из возможных объяснений этого эффекта можно получить, исходя из двух хорошо известных экспериментальных фактов.

Первый из них уже упомянут выше и заключается в том, что механическое сжатие вдоль оси [010] (или растяжение вдоль [100]) делает сегнетоэлектрические домены с различными ориентациями этих осей энергетически неравноправными, и происходит рост энергетически выгодных доменов за счет невыгодных.

Второй факт состоит в том, что для всех исследовавшихся до настоящего времени редкоземельных металлов и их соединений характерны огромные магнитоэлектрические деформации — порядка  $10^{-4}$ — $10^{-3}$ , в том числе и в парамагнитном состоянии [8—12]. Большие значения магнитоэлектрики обусловлены отличным от нуля орбитальным моментом  $3^+$ -ионов. Исключением является гадолиний:  $3^+$ -ион гадолиния имеет нулевой орбитальный момент, и магнитоэлектрика металлического гадолиния и его соединений на два порядка ниже, чем в других редких землях. Редкоземельные элементы характерны тем, что их ионы, как правило, сохраняют свою индивидуальность в различных соединениях [8].

В работах [13—14] показано, что магнитные свойства молибдатов тербия и гадолиния определяются  $3^+$ -ионами тербия и гадолиния.

Таким образом, есть все основания предположить, что редкоземельные молибдаты не являются исключением и что в них также возникают большие магнитоэлектрические деформации. В таком случае становится понятным, почему действие магнитного поля, приводящее к появлению и росту новых структурных доменов, оказывается аналогичным действию механических деформаций. Например, отрицательная магнитоэлектрическая деформация вдоль оси [010] подействует на наш образец совершенно аналогично механическому сжатию, при помощи которого мы монодоменизировали образец перед началом эксперимента, а положительная магнитоэлектрическая деформация вдоль оси [100] должна оказывать на доменную структуру именно такое воздействие, какое мы наблюдаем в эксперименте.

Магнитоэлектрические деформации в начале эксперимента (рис. 3, б, кривые 1—2, поле параллельно X) благоприятствуют росту сегнетоэлектрических доменов с обращенной поляризацией, а в конце эксперимента (рис. 3, в, кривые 1—6, поле параллельно Y) уничтожают домен с обращенной поляризацией.

Двигаясь по образцу, граница может встретить барьеры, для преодоления которых приложенное поле недостаточно эффективно. Поэтому доля образца, претерпевшая структурную перестройку, может быть различной в зависимости от его дефектной структуры. Ясно, что это величина случайная. Если бы в нашем эксперименте в поле, параллель-

ном оси  $X$ , произошла полная переполаризация образца, то значение поляризации на кривой 2 на рис. 3, б было бы того же порядка, что на кривой 6 на рис. 3, в, отличаясь знаком. Визуальные наблюдения доменной структуры показывают, что переполаризация образца была неполной. Это можно объяснить наличием достаточно высоких потенциальных барьеров на пути движения доменных границ, которые не могут быть преодолены в наших экспериментальных условиях (качество образца, напряженность магнитного поля и температура). Достигнув непреодолимого в данных условиях потенциального барьера, доменная граница остановилась, и мы наблюдали при визуальном контроле частично переполаризованное состояние образца. Обратная переполаризация в исследуемом образце произошла полностью до восстановления исходного однодоменного состояния.

Измерения на  $Tb_2(MoO_4)_3$  дали аналогичные результаты. На образцах  $Gd_2(MoO_4)_3$  эффект равен нулю в пределах погрешности эксперимента ( $P \leq 10^{-10}$  Кл/см<sup>2</sup>).

#### 4. Отклонение вектора электрической поляризации от полярной оси (процессы вращения)

Для измерения эффектов, связанных с отклонениями электрической поляризации от направления  $[001]$ , использовались образцы среза  $(110)$ .

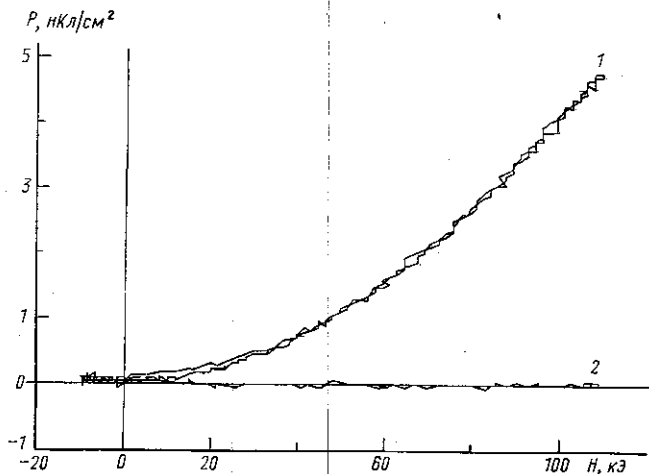


Рис. 4. Зависимости электрической поляризации вдоль направления  $[110]$  в  $Tb_2(MoO_4)_3$  (кривая 1) и  $Gd_2(MoO_4)_3$  (кривая 2) от магнитного поля, направленного вдоль  $[110]$ , при 78 К

Измерялась разность потенциалов, возникающая между поверхностями образца, перпендикулярными оси  $[110]$  при включении импульсного магнитного поля вдоль оси  $[1\bar{1}0]$ . Монодоменность образцов контролировалась по рентгеновским топограммам. На рис. 4 показаны зависимости электрической поляризации  $P$  от магнитного поля  $H$  для молибдата тербия (кривая 1) и для молибдата гадолиния (кривая 2) при  $T=78$  К. Для  $Tb_2(MoO_4)_3$  при  $H=110$  кЭ поляризация  $P = 4,75 \cdot 10^{-9}$  Кл/см<sup>2</sup>, что составляет около 2,5% от спонтанной поляри-

зации при 298 К ( $P_s=0,18 \cdot 10^{-6}$  Кл/см<sup>2</sup>, [7]). Электрическая поляризация с хорошей степенью точности пропорциональна квадрату магнитного поля. При изменении знака магнитного поля знак электрической поляризации не изменяется. В пределах погрешности эксперимента гистерезис отсутствует.

Нами измерены полевые зависимости электрической поляризации  $Tb_2(MoO_4)_3$  в описанной выше геометрии в полях до 110 кЭ в температурном интервале от 78 до 298 К. Во всем этом интервале изменение электрической поляризации, вызванное магнитным полем, пропорционально квадрату магнитного поля. Гистерезис на полевых зависимостях поляризации в пределах погрешности эксперимента равен нулю. Повышение температуры приводит к резкому убыванию электрической поляризации.

На рис. 5 приведена зависимость поляризации образца  $Tb_2(MoO_4)_3$  среза (110) от  $T^{-2}$  в поле  $H=104,5$  кЭ. Видно, что поляризация пропорциональна  $T^{-2}$  с хорошей точностью.

Электрическая поляризация молибдата гадолиния среза (110) в пределах погрешности эксперимента равна нулю ( $P \leq 10^{-10}$  Кл/см<sup>2</sup>).

Наблюдаемые полевые и температурные зависимости имеют следующее объяснение. Поляризация при пьезоэффекте линейно зависит от деформации. В данном случае деформация имеет магнитострикционное происхождение.

Магнитные подсистемы исследуемых молибдатов состоят из ионов тербия и гадолиния. Магнитные измерения [13, 14] показывают, что валентность ионов редких земель в этих соединениях равна +3. Известно, что  $3^+$ -ионы тербия имеют анизотропное пространственное распределение заряда магнитоактивных  $4f$ -электронов, так как их орбитальный момент отличен от нуля. В отличие от тербия  $3^+$ -ион гадолиния имеет нулевой орбитальный момент и сферически симметричное пространственное распределение заряда магнитоактивных  $4f$ -электронов.

Под действием магнитного поля изменяют свою пространственную ориентацию магнитные моменты редкоземельных ионов и жестко связанные с ними пространственные распределения зарядов  $4f$ -электронов.

Очевидно, что анизотропные облака зарядов  $4f$ -электронов, изменяя свою пространственную ориентацию, возмущают кристаллическую решетку. При этом возникают магнитострикционные деформации.

Известно, что редкоземельные ионы с отличным от нуля орбитальным моментом при намагничивании создают гигантские магнитострикционные деформации, которые примерно на два порядка превосходят магнитострикцию гадолиния, имеющего нулевой орбитальный момент [8—12].

Это имеет очевидное объяснение: пространственно анизотропный ион, изменяя свою пространственную ориентацию, возмущает кристаллическую решетку значительно сильнее, чем сферически симметричный

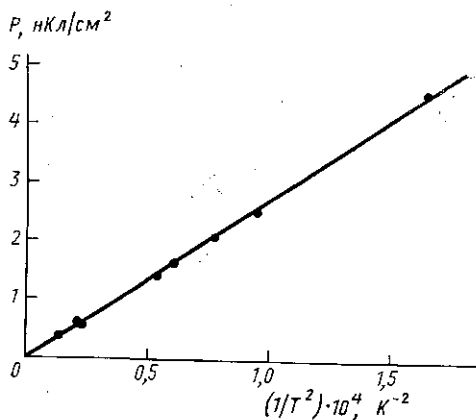


Рис. 5 Зависимость электрической поляризации  $Tb_2(MoO_4)_3$  от  $T^{-2}$  вдоль направления [110] в постоянном поле 104,5 кЭ



ион. Магнитоэлектрические деформации, связанные с намагничиванием спиновой системы, значительно меньше, чем магнитоэлектрическая система орбитальных моментов.

Деформации кристаллических решеток сегнетоэлектрических веществ приводят к изменению значений их электрических поляризацій за счет пьезоэффектов.

Известно, что магнитоэлектрическая парамагнетика пропорциональна квадрату его намагниченности, которая линейно зависит от поля. Отсюда сразу следует квадратичная зависимость поляризации от поля, наблюдаемая нами экспериментально.

Магнитная восприимчивость парамагнетика в соответствии с законом Кюри обратно пропорциональна температуре. Это означает, что при постоянном поле намагниченность убывает с ростом температуры обратно пропорционально температуре, а магнитоэлектрическая при этих условиях убывает обратно пропорционально квадрату температуры. Отсюда следует, что в такой модели электрическая поляризация при постоянном поле должна изменяться обратно пропорционально квадрату температуры, что мы и наблюдаем.

Так как магнитоэлектрические деформации в молибдате тербия значительно больше, чем в молибдате гадолиния, изменения электрической поляризации  $P$  при намагничивании молибдате тербия значительно больше, чем в молибдате гадолиния. Это согласуется с нашими результатами.

Необходимо отметить, что результаты измерений электрической поляризации могут содержать заметный вклад объемного заряда поверхностного слоя. Структура поверхностного слоя кристалла зависит от способа резания образца и поэтому вклад объемного заряда может изменяться от образца к образцу. Изучение роли объемного заряда представляет собой самостоятельную задачу.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Brixner L. H., Berkley J. R., Jettschko W. // Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earth (Chapter 30)/Ed. K. A. Gschneidner and L. Eyring. North-Holland Publishing Company, 1979. [2] Веневцев Ю. Н., Гагулин В. В., Любимов В. Н. Сегнетомагнетика. М., 1979. [3] Смоленский Г. А., Чупис И. Е. // УФН. 1982. 137, № 3. С. 415. [4] Ascher E., Riederer H., Schmid H., Stössel H. // J. Appl. Phys. 1966. 37. P. 1404. [5] Hou S. L., Bloembergen N. // Phys. Rev. 1965. 138. P. A1218. [6] Red'kin B. S., Kurlov V. N., Pet'kov I. S., Rossolenko S. N. // J. Cryst. Growth. 1990. 104. P. 77. [7] Borcharadt H. J., Bierstedt P. E. // J. Appl. Phys. 1967. 38. P. 2057. [8] Белов К. П., Белянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетика. М., 1965. [9] Белов К. П., Левитин Р. З., Пономарев Б. К. // ЖЭТФ. 1965. 49. С. 1733. [10] Белов К. П., Левитин Р. З., Пономарев Б. К. // ЖЭТФ. 1966. 51. С. 1634. [11] Белов К. П., Левитин Р. З., Пономарев Б. К., Попов Ю. Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1969. 10. С. 13. [12] Левитин Р. З., Пономарев Б. К., Попов Ю. Ф. // ЖЭТФ. 1970. 59. С. 1952. [13] Fisher R. A., Hornung E. W., Brodale G. E., Giaquie W. F. // J. Chem. Phys. 1972. 56, N 1. P. 193. [14] Fisher R. A., Hornung E. W., Brodale G. E., Giaquie W. F. // J. Chem. Phys. 1975. 63, N 3. P. 1296.