

является то, что в упорядоченных образцах карбида тантала степень дальнего порядка была меньше, чем максимальная возможная величина  $\eta$ . Действительно, оценки параметра  $\eta$ , сделанные нами с использованием ранее полученных данных по магнитной восприимчивости упорядоченного карбида  $TaC_y$  [1], показали, что величина параметра дальнего порядка на 15—25 % меньше максимальных возможных значений.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Gusev A. I., Rempel A. A., Lipatnikov V. N. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 106. N 2. P. 459—466.
- [2] Ремпель А. А., Гусев А. И. // ЖФХ. 1988. Т. 62. № 1. С. 2897—2901.
- [3] Гусев А. И., Ремпель А. А. Структурные фазовые переходы в нестехиометрических соединениях. М.: Наука, 1988. 308 с.
- [4] Gusev A. I., Rempel A. A. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 140. N 2. P. 335—346.
- [5] Липатников В. Н., Ремпель А. А., Гусев А. И. // ЖФХ. 1988. Т. 62. № 3. С. 589—593.

Институт химии УрО АН СССР  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
20 апреля 1989 г.

УДК 536.21 : 548.1.021

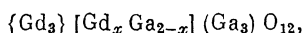
Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 10, 1989

### АНИЗОТРОПИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 6—300 К

П. А. Попов, А. В. Антонов, И. А. Иванов, А. А. Сидоров

Развитие промышленной технологии выращивания монокристаллов гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), используемых в качестве подложек запоминающих устройств на цилиндрических магнитных доменах (ЗУ на ЦМД), активных элементов лазеров большой мощности и рабочего тела низкотемпературных устройств требует уточнения теплофизических свойств и, в частности, теплопроводности ГГГ.

Гадолиний-галлиевые гранаты относятся к широкому классу синтетических и природных соединений, кристаллизующихся, по данным работы [1], в структурной группе  $Ia3d-O_h^0$  (№ 230) гексаэдрического класса кубической сингонии. Общая формула ГГГ может быть записана в виде



где скобками  $\{ \}$  обозначены додекаэдрические положения, занимаемые ионами  $Gd^{3+}$ ;  $[ ]$  — октаэдрические положения, занимаемые ионами  $Ga^{3+}$  и частично замещающими их ионами  $Gd^{3+}$ ;  $( )$  — тетраэдрические положения, занимаемые ионами  $Ga^{3+}$ . Степень октаэдрического замещения  $x$  определяет величину параметра решетки кристалла [2].

В отличие от работы [1] тщательные рентгеновские исследования монокристаллов ГГГ [3] показали наличие ромбоэдрического искажения решетки и необходимость ее описания структурной группой  $R\bar{3}$  с  $a_R = a_c$  и  $\alpha \approx 90^\circ$ . Авторы работы [3] указывают, что единственная ось симметрии  $\bar{3}$  решетки ГГГ совпадает с направлением роста монокристалла, выращиваемого методом Чохральского.

Следовательно, можно было ожидать разности теплопроводности ГГГ по направлениям  $\langle 11\bar{1} \rangle$  (направление роста монокристалла) и  $\langle 111 \rangle$  как результата ромбоэдричности решетки или направленности распределения примесей и других дефектов в процессе роста.

Для измерений  $\kappa(T)$  нами были вырезаны два образца из единичного кристалла ГГГ с направлениями длинных осей  $\langle 11\bar{1} \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  соответственно. Кроме этого, измерялись  $\kappa(T)$  для направлений  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$ . Для оценки повторяемости результатов измерений исследовались еще два образца, вырезанные из разных кристаллов ГГГ в направлении  $\langle 111 \rangle$ .

Все монокристаллы выращивались методом Чохральского. Образцы, приготовленные из них, имели форму прямоугольных параллелепипедов сечением  $5 \times 5$  мм и длиной 40 мм вдоль соответствующих кристаллографических направлений, грани которых совпадали с плоскостями (100), (110) и (111) или ( $11\bar{1}$ ). Точность ориентации плоскостей не хуже  $\pm 0.5^\circ$ . Поверхность образцов обрабатывалась абразивным порошком с зернистостью 40 мкм. Параметр решетки монокристаллов равен  $12.3825\text{--}12.3830 \text{ \AA}$ , что приблизительно соответствует составу  $x=0.035$ . Типичное содержание примесей в кристалле приведено ниже. Плотность дислокаций не более  $5 \text{ см}^{-2}$ .

Элемент	Ca	Fe	Cu	Si	Al	Ni	Mn	Ti	Pb	Mg	Zn	Sn	Cr	Sm	Eu	Tb	Y
Содержание, $10^{-4}$ вес. %	7	0.5	0.5	2	2	0.5	0.1	0.6	2	0.1	1	1	1	20	3	30	5

Температурная зависимость коэффициента теплопроводности  $\kappa(T)$  исследовалась абсолютным методом стационарного теплового потока. Метод основан на уравнении Фурье  $Q = \kappa (\partial T / \partial l) S$ , где  $Q$  — тепловой поток через поперечное сечение  $S$  образца;  $\partial T / \partial l$  — температурный градиент вдоль образца, определяемый нами как отношение перепада температуры  $\Delta T$  между датчиками, укрепленными на образце, к расстоянию  $\Delta l$  между ними.

Величина  $\Delta T$  измерялась дифференциальной термопарой состава хромель—Cu+Fe и составляла от 0.2 до 1.5 K во всем изученном интервале температур.

За абсолютное значение температуры образца  $T$  принималась температура средней точки между датчиками и определялась суммой  $T_1 + \Delta T / 2$ , где  $T_1$  — температура более холодного спая дифференциальной термопары, измеряемая другой термопарой того же состава.

Величина  $\Delta l$  составляла 20 мм. Поток тепла  $Q$  приравнивался мощности резистивного нагревателя, приклеенного на образце.

Для проверки установки были выполнены измерения  $\kappa(T)$  образца из латуни, прокальброванной во ВНИИФТРИ в диапазоне 4.2—90 K. Результаты наших измерений имели отличие от калибровочных не более чем на 1.6 % при температурах 12—90 K и до 5 % ниже 12 K. Расчетные оценки погрешности наших измерений для ГГГ составляют 6 % для интервала 6—25 K и 3 % для температур 25—300 K.

На рис. 1 приведены температурные зависимости относительной разности  $\epsilon$  коэффициента теплопроводности  $\kappa$  для различных пар кристаллографических направлений. Видно, что в области 35 K для всех пар направлений наблюдаются максимумы  $\epsilon$ , причем для случая  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  различие в теплопроводности составило  $\sim 10\%$ . Эта величина существенно превышает погрешность эксперимента; повторяемость результатов измерений для образцов одного направления, вырезанных из разных кристаллов ГГГ, оказалась в области указанной температуры не хуже 2 %.

Для направлений же  $\langle 11\bar{1} \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  значение  $\epsilon$  в области 35 K не превысило 2 %.

Экспериментальные значения коэффициента теплопроводности  $\kappa$  в интервале 6—300 K для изученного нами образца с направлением  $\langle 100 \rangle$  приведены на рис. 2, 1. При температурах 77 и 300 K полученные значения  $\kappa$  равны 0.45 и 0.085 Вт/см·K соответственно. Здесь же (кривая 2 [4]) приводятся данные для ГГГ стехиометрического состава с  $x=0$  и параметром решетки  $a=12.3763 \text{ \AA}$ , выращенного из раствора в расплаве. Анализ двух зависимостей показывает, что отклонение от стехиометрии

привело к уменьшению коэффициента теплопроводности, причем это различие возрастает с  $\sim 10$  до  $\sim 30$  % при понижении температуры от 300 до  $\sim 40$  К. Это можно объяснить меньшими значениями упругих постоянных исследуемого нами ГГГ [5], что привело к уменьшению средней скорости фононов с  $5.07 \cdot 10^5$  [6] до  $4.50 \cdot 10^5$  см/с, а также рассеивающим влиянием на фононы избыточных ионов  $Gd^{3+}$ . Как известно [7], рассеяние фононов на точечных дефектах становится преобладающим при понижении температуры до области, близкой к максимуму теплопроводности.

Заметим, что о похожем различии теплопроводности двух монокристаллов тербий-галлиевого граната, выращенных различными методами, указывается в работе [4].

В области температур ниже 20 К расположение графиков  $\kappa(T)$  (рис. 2) для кристаллов ГГГ, изученных в различных работах, определяется

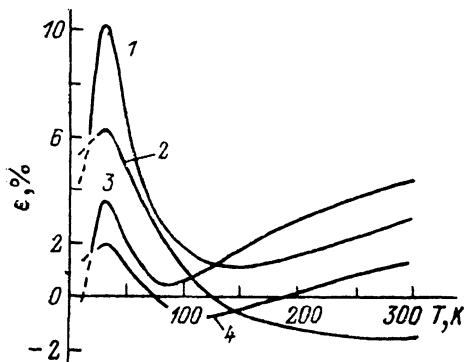


Рис. 1. Температурная зависимость относительной разности  $\varepsilon$  теплопроводности ГГГ по направлениям:  $\varepsilon = \kappa_{110}^{-1} \times (\kappa_{111} - \kappa_{110}) \cdot 100$  % (1),  $\kappa_{100}^{-1} (\kappa_{111} - \kappa_{100}) \cdot 100$  % (2),  $\kappa_{110}^{-1} (\kappa_{100} - \kappa_{110}) \cdot 100$  % (3),  $\kappa_{111}^{-1} (\kappa_{111} - \kappa_{111}) \cdot 100$  % (4).

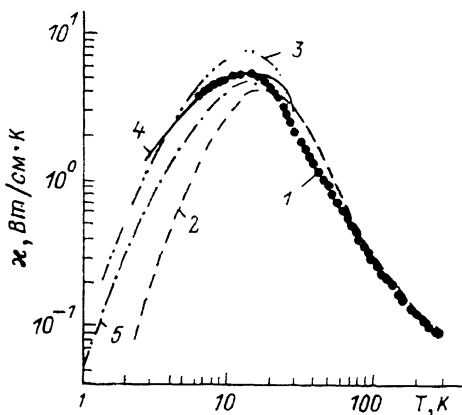


Рис. 2. Температурная зависимость  $\kappa(T)$  ГГГ.

1 — наст. раб., 2 — [4], 3 — [8], 4 — [9], 5 — [10].

размерами образцов. Кривая 3 описывает температурную зависимость  $\kappa(T)$  образца ГГГ, имеющего диаметр 10 мм [8]. Образцы, изученные в работах [9] (кривая 4) и [10] (кривая 5), имели сечения  $4.0 \times 9.2$  и  $2.63 \times 2.57$  мм соответственно. И наименьшие значения  $\kappa$  при низких температурах имел самый тонкий образец со средним диаметром 1.8 мм [4].

Таким образом, приведенные нами результаты измерений  $\kappa(T)$  ГГГ находятся в согласии с существующей теорией теплопроводности монокристаллов [7].

С другой стороны, установленная в настоящей работе анизотропия теплопроводности ГГГ не дает прямого подтверждения заключений авторов работы [3] о наличии ромбоэдрических искажений решетки ГГГ, хотя и не противоречит этим выводам. Решение этого вопроса требует дополнительных исследований. По-видимому, анизотропию теплопроводности ГГГ можно связать с эффектами, которыми в теоретических расчетах [6] обычно пренебрегают, а именно зависимостью среднего времени жизни фононов, их скорости и энергии от направления распространения.

#### Список литературы

- [1] Menzer G. // Zeitschrift für Kristallografie. 1928. V. 69. N 3/4. P. 300—396.
- [2] Geller S. // Zeitschrift für Kristallografie. 1967. V. 125. N 1—6. P. 1—47.
- [3] Chenavas J., Joubert J. C., Marezio M. // J. Less-Comm. Met. 1978. V. 62. N 1/2. P. 373—380.
- [4] Slack G. A., Oliver D. W. // Phys. Rev. 1971. V. 4. N 2. P. 592—609.
- [5] Антюхов А. М., Рутуков В. И., Антонов А. В., Иванов И. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 4. С. 1224—1226.

- [6] Neelmani J., Verma G. S. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 9. P. 3509—3514.  
 [7] Callaway J. // Phys. Rev. 1959. V. 113. N 4. P. 1046—1051.  
 [8] Nakuraku Y. // Jpn. J. Appl. Phys. 1983. V. 22. N 9. P. 1465.  
 [9] Numazawa T., Watanabe Y., Hashimoto T., Sato A., Nakagame H., Horigami O., Takayama S., Watanabe M. // Proc. IV Int. Criog. Engin. Conf. 1982. P. 30—33.  
 [10] Daudin B., Lagnier R., Salce B. // J. Magn. Materials. 1982. V. 27. N 3. P. 315—322.

Брянский государственный  
 педагогический институт  
 Брянск

Поступило в Редакцию  
 24 апреля 1989 г.

УДК 539.214 : 620.191

Физика твердого тела, том 31, в. 10, 1989

Solid State Physics, vol. 31, N 10, 1989

## ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ LiF С НАРУШЕННЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ

С. В. Лубенец, Л. С. Фоменко

Механические свойства твердых тел отличаются чувствительностью к характеру окружающей среды и к состоянию приповерхностного слоя [1—6]. В данной работе обнаружено и проведено предварительное изучение влияния тонкой шлифовки поверхности на параметры деформационного упрочнения монокристаллов LiF и прежде всего на величину предела текучести, качественно исследована картина развития дислокационной структуры на участке микропластичности, продемонстрирована

возможность управления процессом формирования образца, с помощью шлифовки реализовано одиночное скольжение.

Кристаллы LiF-2 [7, 8] при комнатной температуре имели предел

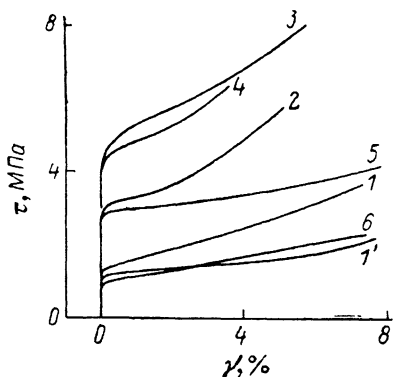


Рис. 1. Диаграммы деформации нешлифованных (1, 1') и шлифованных (2—6) образцов кристалла LiF-2.

Размеры поперечного сечения  $a \times b$  (мм): 2.03  $\times$  3.55 (1), 1.95  $\times$  3.4 (1'), 2.78  $\times$  3.03 (2), 1.78  $\times$  2.49 (3), 1.52  $\times$  2.58 (4); шлиф. широкие грани, 1.79  $\times$  2.61 (5); шлиф. узкие грани, 3.05  $\times$  4.17 (6); шлиф. для одиночного скольжения).

текучести  $\tau_0 = 1.1 \pm 0.15$  МПа. Боковые грани образцов прямоугольного сечения с размерами от 1.5  $\times$  2.5 до 3  $\times$  4 мм и высотой 9—11 мм шлифовали вручную на стеклянной пластинке, смачиваемой взвесью абразивного порошка М-1 в керосине. После шлифовки образцы промывали в ацетоне. Деформирование сжатием проводили при комнатной температуре со средней скоростью сдвиговой деформации  $\dot{\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>.

На рис. 1 показаны характерные диаграммы деформации. Кривые 1, 1' являются граничными для нешлифованных образцов в отношении предела текучести  $\tau_0 \pm \Delta \tau$  и коэффициентов упрочнения  $\theta \pm \Delta \theta$ . Отличительные особенности кривых деформационного упрочнения шлифованных образцов заключаются в следующем.

1. Наличие искаженного поверхностного слоя приводит к увеличению предела текучести  $\tau_0^{\text{III}}$ , которое зависит от площади поперечного сечения образца. Например, для кривой 2 отношение  $\tau_0^{\text{III}}/\tau_0 \approx 2.6$  и  $\sim 3.8$  для кривой 3.