

*Письма в ЖЭТФ, том 15, вып.8, стр. 480 – 483*

*20 апреля 1972 г.*

**ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ ФЕРРИТА-ГРАНАТА ГАДОЛИНИЯ  
В ОКРЕСТНОСТИ МАГНИТНОЙ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ**

*И.К.Камиллов Г.М.Шахшаев*

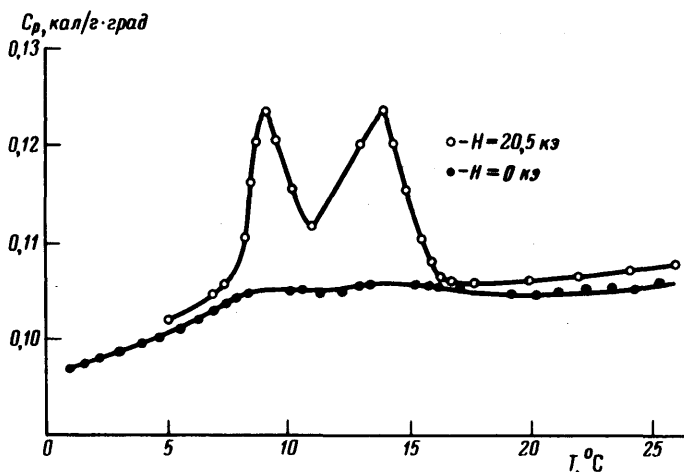
В настоящей работе сообщается о возможности экспериментального наблюдения разворота магнитных подрешеток редкоземельных ферритов-гранатов в окрестности их магнитной точки компенсации на основе измерений температурной зависимости теплоемкости в постоянном магнитном поле.

Известно, что магнитная структура редкоземельных ферритов-гранатов (РФГ) состоит из трех магнитных подрешеток. Две подрешетки

состоят из ионов  $Fe^{3+}$ , находящихся в октаэдрическом и тетраэдрическом окружении ионов кислорода. Ионы, находящиеся в тетраэдрических позициях, составляют  $\{a\}$  – подрешетку, а ионы октаэдрического узла –  $\{d\}$  подрешетку. Третья магнитная подрешетка состоит из ионов редкоземельного элемента. При рассмотрении РФГ во внешнем поле  $H \ll H_{эфф}^a$  подрешетки  $\{a\}$  и  $\{d\}$  объединяют в одну "суммарную"  $\{a-d\}$  подрешетку. В результате мы имеем дело с двумя магнитными подрешетками. В ряде теоретических работ [1 – 6] было указано на возможность возникновения в такого рода двухподрешеточных ферромагнетиках неколлинеарных магнитных структур. Существование неколлинеарной магнитной структуры в определенном интервале магнитных полей  $H_{1кр} \ll H \ll H_{2кр}$  и температур вблизи точки компенсации вытекает из анализа  $(H, T)$  магнитных фазовых диаграмм РФГ [3 – 5]. Выше и ниже от этого интервала температур в заданном магнитном поле существуют коллинеарные магнитные фазы. При переходе через границу раздела между соответствующими магнитными фазами должны наблюдаться аномалии физических свойств. Такие аномалии наблюдались при исследованиях оптических [7], магнитных и других свойств РФГ [8]. Область слабых полей рассмотрена в [9]. Важную информацию об этом, а именно: характер фазовых  $(H, T)$  диаграмм, природу фазовых переходов, роль флуктуаций намагниченности в области индуцированных магнитных ориентационных переходов между различными фазами, могут дать исследования теплоемкости в магнитном поле в окрестности точки компенсации, которые до настоящего времени отсутствовали. Исходя из этого, нам представлялось интересным исследовать характер изменения теплоемкости РФГ гадолиния, обладающего легко доступной точкой компенсации, равной  $\sim 287^\circ K$ .

Для измерения теплоемкости нами был использован метод вакуумного адиабатического калориметра. Собственно калориметром служил сам образец, окруженный тепловыми ширмами, используемыми для теплового экранирования исследуемого образца. Адиабатические условия поддерживались автоматически. Вблизи температуры компенсации  $T_k$  приращение температуры при импульсах тепла не превышало  $0,2 \pm 0,4^\circ C$ . Образец с однородным нагревателем имел сферическую форму. Результаты измерений теплоемкости  $Gd_3Fe_5O_{12}$  представлены на рисунке. Кривая теплоемкости в магнитном поле  $H = 20,5 \text{ кэ}$  резко отличается от кривой теплоемкости в отсутствии поля. В магнитном поле теплоемкость резко возрастает при  $T \approx 280^\circ K$ . Затем наблюдается минимум с последующим ростом  $C_p$  до  $T \approx 287^\circ K$ . Начиная с этой температуры теплоемкость опять резко уменьшается. Таким образом в магнитном поле наблюдаются два пика теплоемкости. Оба пика на кривой теплоемкости находятся друг от друга на расстоянии  $\sim 4,2^\circ K$  и проявляют ясные черты фазового перехода второго рода. Скачки теплоемкости при указанных температурах составляют примерно 12% от полной величины теплоемкости. Естественно предположить, что аномальное поведение теплоемкости в магнитном поле  $H = 20,5 \text{ кэ}$  в окрестности точки компенсации связано с тем, что внутри интервала температур  $\Delta T \approx 4,2^\circ K$  возникает неколлинеарная маг-

нитная структура. Таким образом, проведенные нами исследования показывают, что по данным теплоемкости не только можно построить  $H$ - $T$ -фазовую диаграмму, но установить характер магнитных фазовых переходов.



В неколлинеарной магнитной фазе магнитный момент и поле  $H$  ориентированы под углом и можно поэтому ввести в рассмотрение угол  $\theta$  между векторами  $M_{Fe}$  и  $H$ . При последовательном пересечении границы раздела между фазами коллинеарный ферромагнетик – неколлинеарный ферромагнетик – коллинеарный ферромагнетик угол  $\theta$  между векторами  $M_{Fe}$  и  $H$  меняется от  $0$  до  $\pi$ . Следовательно, при каждом переходе через фазовую кривую происходит фазовый переход типа порядок-порядок, который приводит к аномалии теплоемкости  $\lambda$ -типа. Таким образом, термодинамический потенциал является функцией  $T$ ,  $H$  и  $\theta$ . Разлагая термодинамический потенциал вблизи границы раздела фаз при переходе из коллинеарной фазы ( $\theta = 0$ ) в угловую в ряд по степеням параметра упорядочения  $\theta$ :

$$\Phi(T, H, \theta) = \Phi_0(T, H, \theta) + a(T, H)\theta^2 + b(T, H)\theta^4 + \dots,$$

можно установить характер перехода по значению коэффициентов  $a(T, H)$  и  $b(T, H)$ . На фазовой кривой, как показано в [5],  $a(T, H) = 0$ ,  $b(T, H) > 0$ . По классификации Ландау – Гинзбурга – Вонсовского это соответствует фазовому переходу второго рода. Аналогичная ситуация будет наблюдаться и при переходе из коллинеарной фазы  $\theta = \pi$  в фазу с угловой конфигурацией. В разложение термодинамического потенциала в этом случае остаются члены по четным степеням  $\pi - \theta$ . При этом так же как и в предыдущем случае коэффициенты  $a^*(T, H) = 0$ ,  $b^*(T, H) > 0$ . Таким образом, при заданном значении магнитного поля в определенном интервале температур должны существовать два индуцированных фазовых перехода второго рода. С достаточным основанием мы можем допустить, что два пика теплоемкости в магнитном поле можно отнести именно к рассмотренному выше случаю. В силу того, что температуры магнитных фазовых переходов отстоят друг от друга недостаточно далеко  $\Delta T = 4,2^\circ\text{К}$  происходит перекрытие обеих  $\lambda$ -аномалий теплоемкости, что привело к неглубокому минимуму

между пиками. Полученные значения интересно сопоставить с некоторыми результатами теории и с данными по измерению других параметров в области точки компенсации. В работе [5] приводятся рассчитанные значения минимального интервала температуры внутри которого существует угловая магнитная структура. Так в поле  $H = 23 \text{ кэ}$  для граната гадолиния  $\Delta T_{min} \approx 3^\circ\text{К}$ . По данным магнито-калорического эффекта [8] такой интервал наблюдается в поле  $H = 15 \text{ кэ}$ . По данным наших измерений, представленных на рисунке в поле  $H = 20,5 \text{ кэ}$ , интервал неколлинеарной магнитной структуры растягивается на  $\Delta T \approx 4,2^\circ\text{К}$ .

В заключении мы приносим глубокую благодарность Б.А.Смоленскому, обратившему наше внимание на данную тему и за образцы, Х.И.Амирханову, А.С.Боровику-Романову, К.П.Белову, Е.А.Турову за внимание к работе и полезные советы.

Дагестанский  
государственный университет  
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию  
16 марта 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] С.В.Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма, М.; Изд. Наука, 1965.
  - [ 2 ] А.А.Гусев. Кристаллография, 4, 695, 1959.
  - [ 3 ] A.Clarc. E.Callen. J. Appl. Phys., 39, 5972, 1968.
  - [ 4 ] В.М.Горанский, А.К.Звездин. Письма в ЖЭТФ, 10, 196, 1969.
  - [ 5 ] А.К.Звездин, В.М.Матвеев. ЖЭТФ, 62, 260, 1972.
  - [ 6 ] R.Alben. Phys. Rev., B2, 2767, 1970.
  - [ 7 ] Р.В.Писарев, И.Г.Синий, Г.А.Смоленский. ЖЭТФ, 57, 737, 1969.
  - [ 8 ] К.П.Белов, Л.А.Черникова, Е.В.Талалаева, Р.З.Левитин, Т.В.Кудрявцева, С.А.Амедзи, В.И.Ивановский. ЖЭТФ, 58, 1923, 1970.
  - [ 9 ] К.П.Белов, С.А.Никитин. ЖЭТФ, 58, 937, 1970.
-