

пульсов возбуждения $t_s=500$ нс, длительности стробирующего импульса $t_{ст}=400$ нс; время задержки $t_d=0$. Участки образца, содержащие «ловушки»; они выглядят темными, так как $t_s+t_{ст}<\tau$.

При $t_s=100$ нс контраст темных участков обращается, что соответствует заполнению «ловушек» и началу рекомбинации.

На основании этого можно считать $\tau=400$ нс. В условиях данного эксперимента значение тока электронного зонда $I=10^{-7}$ А, ускоряющая разность потенциалов $U=20$ кэВ, энергия образования одной электронно-дырочной пары $\mathcal{E}=20$ эВ. Если $V=4/3\pi R^3$ ($R=2\cdot 10^{-4}$ см), а $K=1$, то из (4) получаем ожидаемую по порядку величины оценки концентрации ловушек $6\cdot 10^{-18}$ см $^{-3}$. По-видимому, с помощью стробоскопии удастся выявить распределение в минерале одинаковых фаз, отложенных в различные геологические времена. Отличие фаз обусловлено содержанием в одной из них ловушек.

Та же методика была применена к изучению распределения ловушек в кристалле ZnS. На рис. 2, в дано стробоскопическое КЛ-изображение ZnS при $t_s=0$, $t_{ст}=300$ нс, $t_{воз}=500$ нс (начальный этап разгорания).

На рис. 2, г те же условия наблюдения, но при $t_s=200$ нс. На рис. 2, в видны темные полосы, которые обусловлены «ловушками», высвечивание с этих областей происходит через 200 нс после возбуждения, что видно на рис. 2, г.

Описанная методика расширяет возможности исследования полупроводниковых материалов с помощью РЭМ. Она является полезной при локальном микроанализе, при изучении распределения «ловушек», влияющих на кинетику КЛ-излучения, и их временных характеристик в лазерных полупроводниковых материалах.

Авторы выражают глубокую признательность О. В. Кононову и И. В. Нестерову за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Antoshin M. S., Spivak G. V., Yunovich A. E. — Septieme congres de microscopie electronique. Grenoble, 1970, p. 251.
2. Спивак Г. В., Комолова Л. Ф., Слугин В. И., Сапарин Г. В., Антошин М. К. — «Письма в ЖЭТФ», 21, 38, 1975.
3. Aspues D. E., Frova A. — «Solid State Comm.» 7, 155, 1969.
4. Frova A., Aspues D. E. — «Phys. Rev.», 182, 795, 1969.
5. Hamakawa Y., Handler P., German F. A. — «Phys. Rev.», 167, 709, 1968.
6. Klein C. A. — «Appl. Phys.», 39, 2029, 1968.
7. Lewis H. W. — «Phys. Rev.», 78, 526, 1950.
8. Kyser D. F., Wittry D. B. — The electron microprobe ed by T. D. Mockinlay et al, 1966, p. 691.
9. Archard G. D. — «J. Appl. Phys.», 32, 1505, 1961.
10. Ehrenberg W., King D. E. N. — «Proc. Phys. Soc.», 751, 1963.
11. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973, стр. 403.

Поступила в редакцию
17.11 1975 г.

Кафедра
электроники

УДК 538.245 : 538.56.029.6

С. А. КИРОВ, А. И. ПИЛЬЩИКОВ

СПЕКТРЫ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ФЕРРИТОВ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Экспериментальное и теоретическое изучение спектров магнитостатических колебаний в монокристаллических образцах ферритов показало [1, 2], что в случае существования регулярной доменной структуры в них возможны неоднородные колебания усредненной по доменной структуре намагниченности, аналогичные уокеровским колебаниям в области насыщения [3]. В работах [1, 2] был рассмотрен случай сферического образца монокристалла кубической симметрии (первая константа магнитной анизотропии $K_1 < 0$), намагничиваемого вдоль оси [110] и обладающего пластинчатой магнитодвухфазной доменной структурой. Проведенные в [4, 5] исследования спектров однородных доменных колебаний показали, что при намагничивании вдоль

оси [001] также возможно существование пластинчатых доменных структур. Изучению неоднородных магнитостатических колебаний для этого случая и посвящена данная работа.

В отличие от оси [110], около которой имеется два ближайших направления легкого намагничивания типа $\langle 111 \rangle$, относительно оси [001] симметрично расположены четыре таких направления. В связи с этим при намагничивании вдоль оси [001] возможно существование четырех типов доменов, которые в сферическом образце энергетически эквивалентны. Как показал расчет для однородных типов колебаний [4, 5], это должно привести к удвоению числа резонансных частот по сравнению с их числом при намагничивании вдоль оси [110], что в принципе легко обнаружить при возбуждении образца однородным полем (так как при этом однородные колебания резко отличаются от остальных резонансов своей большой интенсивностью). Однако в [4, 5], как и в данной работе, экспериментально наблюдать такое удвоение резонансных частот в сферических образцах не удалось. Поэтому можно предположить, что по крайней мере в области полей, близких к полю насыщения, в образце преобладают два типа доменов, векторы намагниченности которых образуют 180° — соседства и лежат в одной из двух возможных плоскостей (110) или $(\bar{1}\bar{1}0)$. Для такой простейшей модели доменной структуры можно применить предложенный в [1] метод расчета спектра магнитостатических колебаний с пространственным периодом, на много превышающим период доменной структуры, основанный на введении усредненного по этой структуре тензора магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$.

Пусть вектора намагниченности доменов лежат в $(\bar{1}\bar{1}0)$ симметрично к постоянному полю H_0 , направленному по оси [001], а доменные границы параллельны [110] и образуют с H_0 угол α . В системе координат $ox \parallel [110]$, $oy \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$, $oz \parallel [001]$ для случаев $\alpha=0$ и 90° тензор $\hat{\chi}$ имеет следующий вид:

$$\hat{\chi}(\omega, H_0) = \begin{vmatrix} \chi_x & -ik & 0 \\ ik & \chi_y & 0 \\ 0 & 0 & \chi_z \end{vmatrix}; \quad \chi_x = 4\pi M'_0 \frac{C \sin^2 \theta_0}{\Delta_+};$$

$$\chi_y = 4\pi M'_0 \frac{A \sin^2 \theta_0}{\Delta_+};$$

$$k = 4\pi M'_0 \frac{\omega' \sin^2 \theta_0}{\Delta_+}; \quad \chi_z = 4\pi M'_0 \frac{D \cos^2 \theta_0}{\Delta_-};$$

$$\Delta_+ = AC - \omega'^2 \sin^2 \theta_0; \quad \Delta_- = BD - \omega'^2 \sin^2 \theta_0;$$

$$A = \cos^2 \theta_0 (8 - 9 \cos^2 \theta_0 + 4\pi M'_0 \sin^2 \alpha); \quad B = \cos^2 \theta_0 (8 - 9 \cos^2 \theta_0);$$

$$C = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_0; \quad D = \sin^2 \theta_0 (2 \cos^2 \theta_0 + 4\pi M'_0 \cos^2 \alpha);$$

$$H'_0 = \frac{H_0}{\left| \frac{K_1}{M_0} \right|}; \quad M'_0 = \frac{M_0}{\left| \frac{K_1}{M_0} \right|}; \quad \omega' = \frac{\omega}{\gamma \left| \frac{K_1}{M_0} \right|},$$

где γ — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность, ω — круговая частота. При нахождении компонентов $\hat{\chi}$ ориентация намагниченности в доменах описывалась в сферических координатах θ_j, φ_j ($j=1, 2$ — номер типа домена, угол θ_j отсчитывается от оси [110]). Ориентация статической намагниченности в доменах ($\theta_{10}=\theta_0, \theta_{20}=\pi-\theta_0$) определяется соотношением $H'_0 = \sin \theta_0 \left(\frac{4}{3} \pi M'_0 + 3 \sin^2 \theta_0 - 1 \right)$. Благо-

даря совпадению вида $\hat{\chi}$ с видом тензора восприимчивости при $H_0 \parallel [110]$ для расчета резонансных частот можно использовать формулы, приведенные в [1, 2], а основные особенности спектра магнитостатических колебаний, рассмотренные в этих работах, сохраняются и для данного случая.

Экспериментальное исследование спектров неоднородных колебаний было проведено в диапазоне частот 0,4—6,5 ГГц согласно методике, описанной в [2], на сферических образцах монокристаллов никелевого феррита с параметрами $4\pi M_0=3200$ Гс, $K_1/M=-265$ э, $\gamma=3,11$ МГц/э, \varnothing 1,86 и 2,85 мм (большой образец использовался для измерений в низкочастотной части диапазона 0,4—2,8 ГГц). На рис. 2 представлен типичный вид наблюдавшихся кривых поглощения, а на рис. 1 — зависимости резонансных частот от H'_0 . Там же показаны результаты теоретического расчета частот

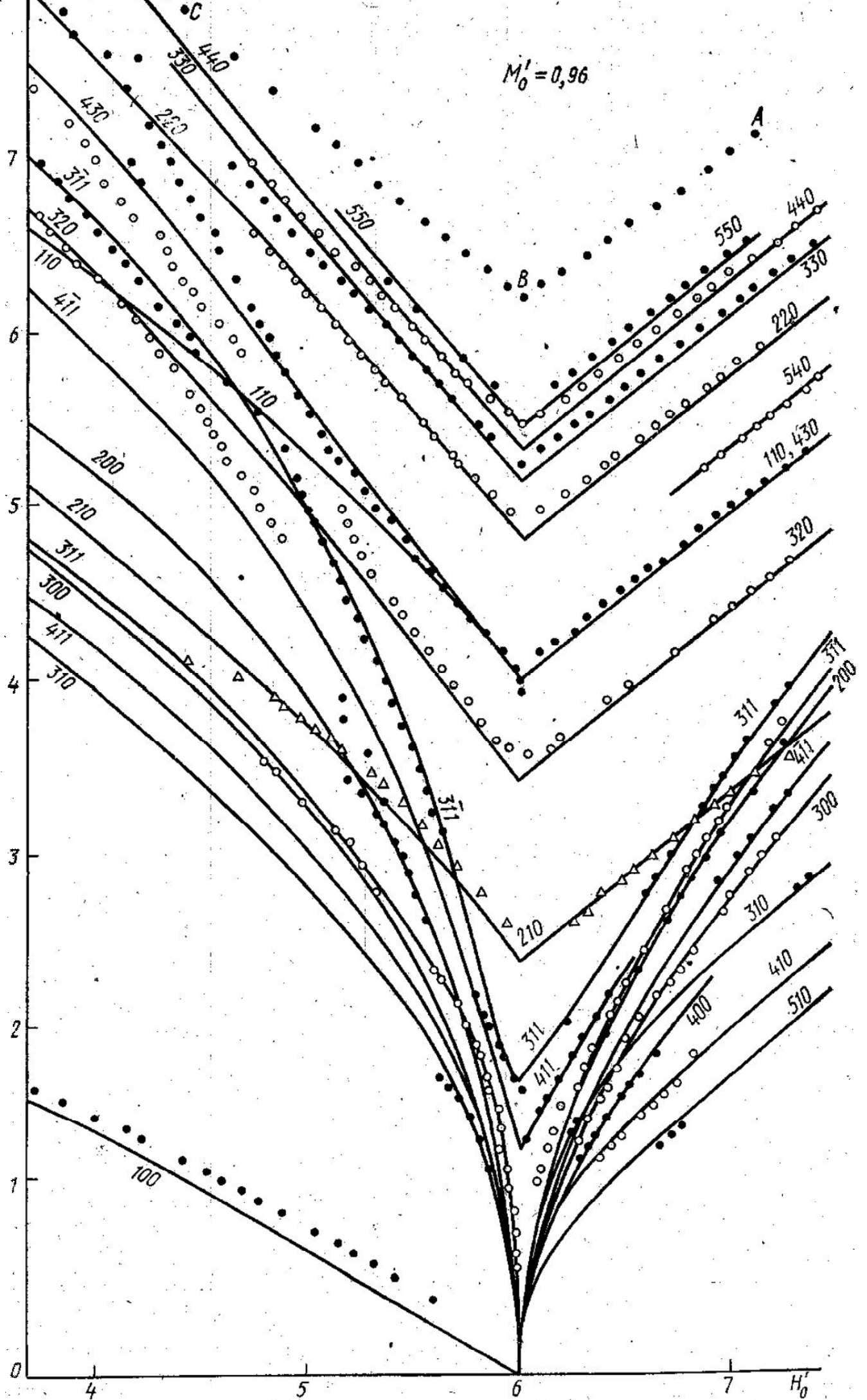


Рис. 1. Зависимость резонансных частот от постоянного поля в нормированных еди-

всех колебаний с первым уокеровским индексом $n=1, 2, 3$, а также некоторых других для случая «перпендикулярной» доменной структуры ($\alpha=90^\circ$). Из дополнительных низкочастотных резонансных ветвей на рис. 1 показана только ветвь однородной «продольной» моды (100).

В интервале полей $5 < H'_0 < 6$ имеется удовлетворительное согласие теории и эксперимента, свидетельствующее о правильности выбора модели доменной структуры. В этом интервале, как и в области насыщения, удалось идентифицировать все экспе-

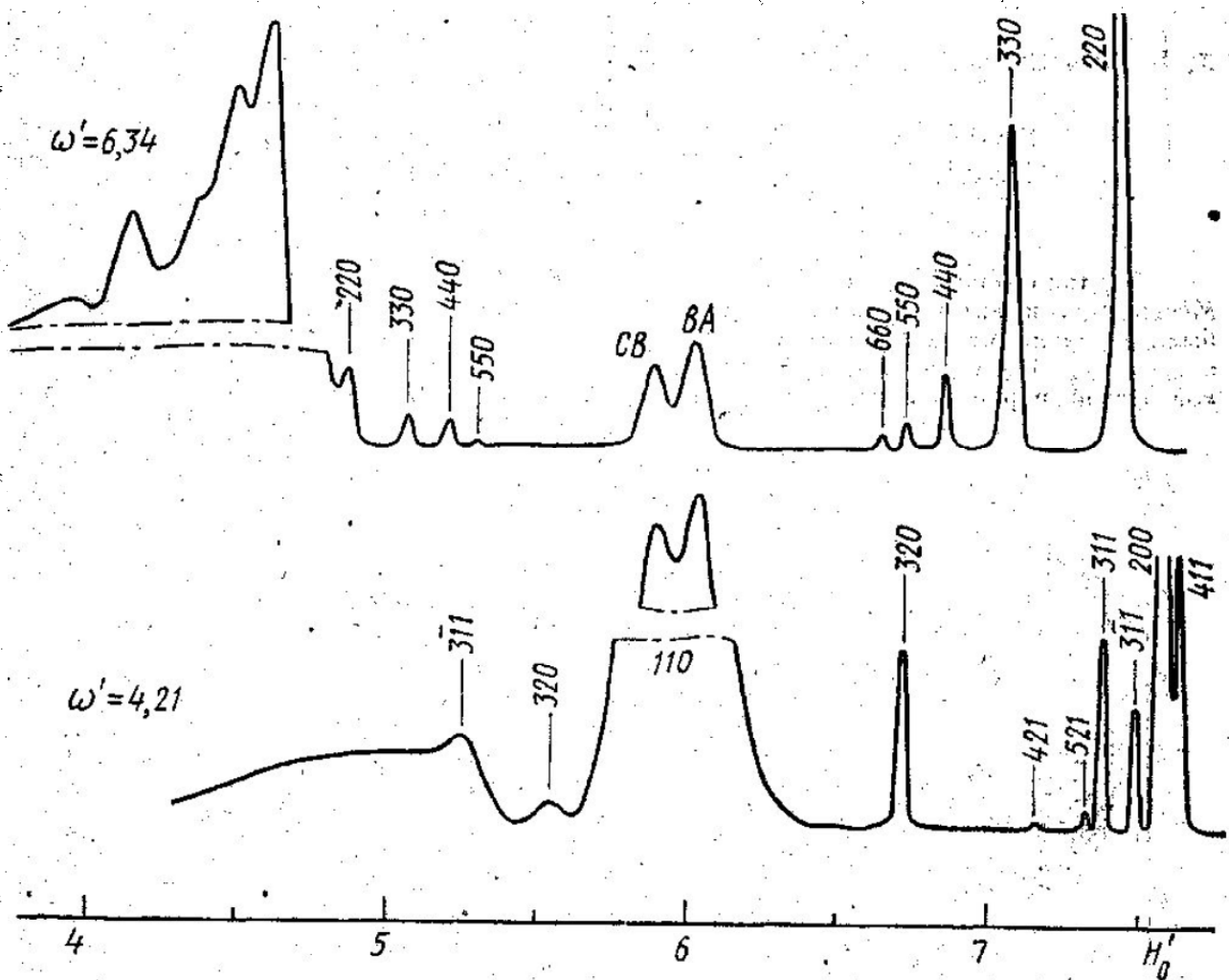


Рис. 2. Типичный вид кривых поглощения для образца $\varnothing 1,86$ мм. Индексы при пиках обозначают их принадлежность к соответствующей ветви магнитостатических колебаний

риментальные резонансные ветви кроме ветви *ABC*, которая, по-видимому, соответствует колебанию типа $(n, n, 0)$ с большим n . При этом остается неясна причина ее интенсивного возбуждения, так как интенсивность всех остальных колебаний такого типа монотонно падает с ростом n (см. рис. 2). В меньших полях $H'_0 < 5$ для большинства типов колебаний появляется расхождение теории и эксперимента, что сопровождается расширением пиков поглощения, их слиянием в широкой области с несколькими вершинами, относительные интенсивности которых не повторяются от записи к записи. Вероятно, это объясняется перестройкой доменной структуры, сопровождаемой потерей ее регулярного характера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киров С. А., Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. — «Физика твердого тела», 16, 3051, 1974.
2. Киров С. А., Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. — «Физика твердого тела», 17, 2646, 1975.
3. Walker L. R. — «Phys. Rev.», 105, 390, 1957.
4. Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. — ЖЭТФ, 57, 1940, 1969.

Поступила в редакцию
25.11 1975 г.

Кафедра
радиофизики

УДК 538.245

К. П. БЕЛОВ, А. Н. ГОРЯГА, А. В. ПЕДЬКО, А. И. КОКОРЕВ, М. Т. КОРАЕМ

О ХАРАКТЕРЕ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧИВАНИЯ В НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ФЕРРИТА $\text{Li}_{0,2}\text{Zn}_{0,6}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$

Недавно появилась работа Янга и Смита [1], в которой исследовался эффект Мёссбауэра в литий-цинковых ферритах при комнатной температуре. В этой работе было показано, что характер линий мёссбауэровских спектров ферритов $\text{Li}_{0,3}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_{2,3}\text{O}_4$ и $\text{Li}_{0,2}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$ может быть объяснен существованием наряду с магнитоупорядоченной фазой парамагнитной фазы. На основании этого авторы [1] пришли к выводу

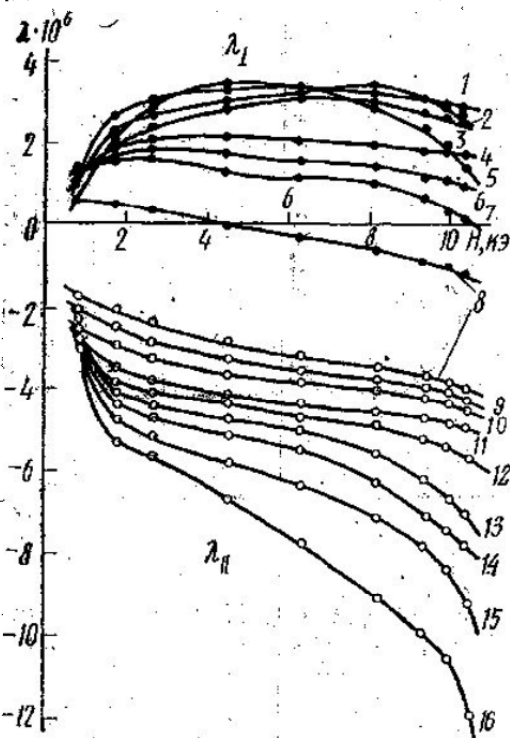


Рис. 1

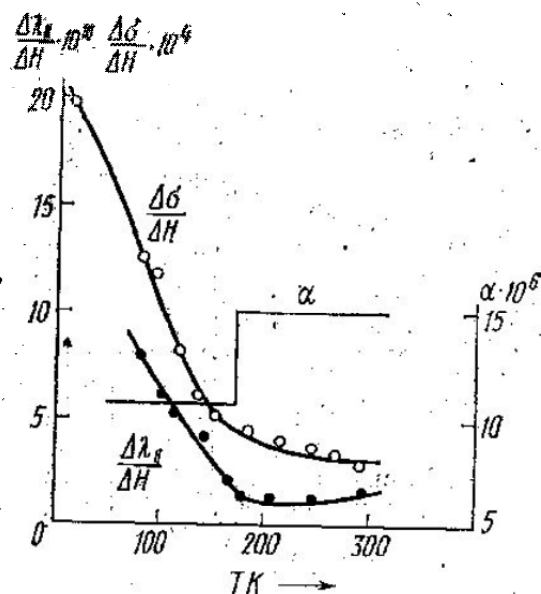


Рис. 2

о том, что в данных образцах существуют магнитно-неактивные ионы («парамагнитные кластеры»), которые не дают вклада в общую намагниченность образца. Обычно заниженные магнитные моменты в ферритах связывают с наличием в них неколлинеарной магнитной структуры («кантинг» структуры) [2]. Однако Янг и Смит отрицают наличие в литий-цинковых ферритах такой структуры и считают, что заниженные магнитные моменты в них объясняются только существованием магнитно-неактивных ионов.

Для выяснения вопроса о существовании неколлинеарной магнитной структуры нами были проведены измерения намагниченности, магнитострикции и теплового расширения образца $\text{Li}_{0,2}\text{Zn}_{0,6}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$. Образец был изготовлен по керамической технологии. Режим спекания взят из работы [1]. Рентгенофазовый анализ показал однофазность исследуемого образца.

Намагниченность измерялась в интервале от 4,2 К до комнатной температуры в полях до 10 кэ. Магнитострикция и тепловое расширение измерялись методом тензодатчиков от 77 К до комнатной температуры.