

## ФОТОПИРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ

В. Н. Гриднев, Р. В. Писарев, С. И. Шаблаев, М. Г. Халмуратов

В редкоземельных ферритах-гранатах  $Y_3Fe_5O_{12}$ ,  $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$  ( $x=1.0, 1.2$ ),  $Dy_3Fe_5O_{12}$ ,  $Gd_3Fe_5O_{12}$ ,  $Y_3Fe_{5-x}Si_xO_{12}$  ( $x=0.1$ ) исследован фотопиромагнитный эффект (ФПМЭ) — изменения намагниченности при облучении кристаллов импульсами лазерного света с длиной волны  $\lambda=1.06$  мкм. Исследования проведены в температурном диапазоне 120—600 К в магнитных полях до 2 кЭ. Установлено, что величина и знак ФПМЭ в основном определяются температурной зависимостью производной спонтанной намагниченности от температуры  $dM/dT$ . Эффект меняет знак в точке магнитной компенсации, а также при температуре, где  $dM/dT=0$ , возрастает при приближении к  $T_c$  и исчезает при температуре выше  $T_c$ . Более сложное поведение обнаружено в феррите-гранате с кремнием, в котором, в частности, наблюдался рост эффекта при понижении температуры. Предложена модель, позволяющая качественно понять наблюдаемые явления в этом материале.

В ряде магнитоупорядоченных материалов, в частности в ферритах-гранатах, наблюдаются так называемые фотомангнитные явления [1-3]. Этим термином объединяют широкий класс явлений, в которых изменения магнитных свойств материалов создаются под действием освещения. Наиболее подробно исследовалось последствие освещения, т. е. условия возникновения и величины светоиндуцированных свойств, сохраняющихся в течение длительного времени после засветки. Менее интенсивно изучалась динамика процесса намагничивания при облучении магнитного материала короткими световыми импульсами. Такие исследования проводились только при комнатной температуре в некоторых поликристаллических ферритах [4] и в монокристалле слабого ферромагнетика иттриевого ортоферрита  $YFeO_3$  [5]. Несомненно, что фотопиромагнитные явления должны зависеть от многих факторов, таких как состав материала, внешнее магнитное поле, температура и спонтанная намагниченность, но систематические исследования в направлении выяснения роли этих факторов до настоящего времени не проводились. Исследования в этом направлении представляют интерес и по той причине, что, как отмечалось в [4], при определенных условиях фотопиромагнитные эффекты (ФПМЭ) могут найти практическое использование для создания приемников излучения.

Целью настоящей работы явилось исследование влияния различных факторов на ФПМЭ в редкоземельных ферритах-гранатах при их облучении импульсным лазерным излучением.

### 1. Экспериментальная методика

Экспериментальная установка схематически показана на рис. 1. В качестве источника излучения использовался импульсный лазер 11 с модулированной добротностью с длиной волны  $\lambda=1.06$  мкм. Длительность лазерных импульсов составляла  $\tau=8\div 10$  нс при частоте повторения  $f=12.5$  Гц и мощности в импульсе  $P_{\text{имп}}=20\div 30$  МВт/см<sup>2</sup>. Образцы 2 имели вид плоскопараллельных пластинок с полированными гранями. Образцы находились в зазоре электромагнита 5, обеспечивавшего поля

до 2 кЭ, а их температура могла изменяться от 120 до 600 К. Исследовались импульсы наведенной эдс, возникающие в плоской четырехвитковой катушке 1, помещенной на передней поверхности образцов, в процессе их облучения лазерными импульсами. Импульсы эдс усиливались милливольтметром импульсного тока типа В4-14 и регистрировались на двухкоординатном потенциометре 9 в зависимости от температуры или магнитного поля. Форма импульсов лазера и наведенной эдс одновременно контролировалась также на двухлучевом осциллографе 7.

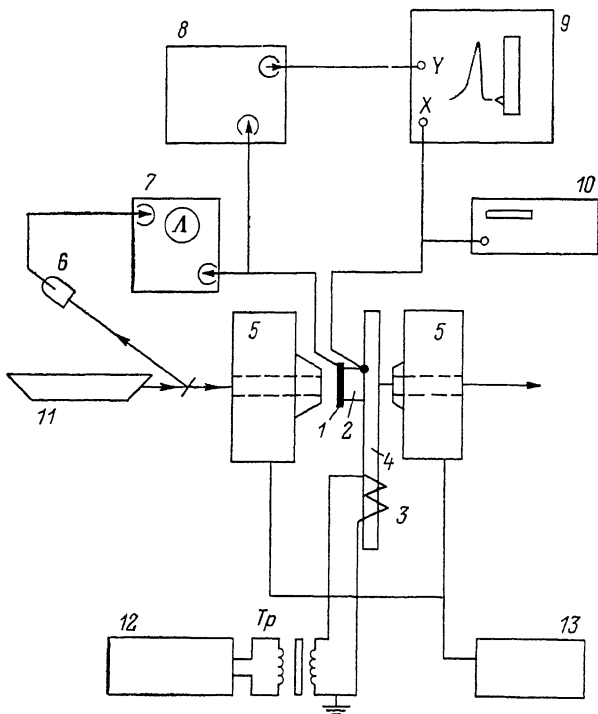


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — четырехвитковая катушка, 2 — образец, 3 — нагреватель, 4 — теплопровод, 5 — электромагнит, 6 — фотозащитный элемент ФЭК-09, 7 — осциллограф С1-91, 8 — пиковый вольтметр В4-14, 9 — двухкоординатный самописец ЛКД4-003, 10 — вольтметр Ш 68000, 11 — лазер ЛТИПЧ-6, 12 — автотрансформатор, 13 — источник питания.

Формы различных импульсов эдс, наблюдавшихся в эксперименте в намагниченных образцах, показаны на рис. 2. В большинстве случаев импульсы эдс по своей форме (б) соответствовали форме лазерного импульса (а). Однако в ряде случаев, например в YIG : Si, наблюдались сигналы более сложной формы (рис. 2, в). В ненасыщенных образцах наряду с сигналами, возникающими в момент действия лазерного импульса, наблюдались более сложные сигналы в течение длительного времени после окончания лазерного импульса. Их появление скорее всего связано с магнитоупругим взаимодействием, но в данной работе мы не будем их рассматривать.

## 2. Экспериментальные результаты

$Y_3Fe_5O_{12}$  (ИФГ). Наиболее подробные исследования ФПМЭ были проведены на иттриевом феррите-гранате — модельном материале среди всех ферритов-гранатов. Результаты исследований, проведенных на «толстом» ( $h=2.0$  мм) и «тонком» ( $h=0.26$  мм) кристаллах, показаны на рис. 3, 4. В случае «толстого» кристалла (рис. 3) при повышении температуры наблюдается монотонное увеличение сигнала эдс. При температуре Кюри  $T_C=559$  К [6] сигнал достигает максимального значения  $\mathcal{E} \approx 80$  мВ и бы-

стро исчезает выше температуры магнитного упорядочения. При комнатной температуре  $\mathcal{E} \approx 10$  мВ. В случае «тонкого» кристалла (рис. 4) при комнатной температуре сигнал очень мал, но затем при повышении температуры сигнал быстро увеличивается и достигает в точке Кюри практически тех же значений, что и в случае «толстого» кристалла.

$Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$  ( $x=1.0, 1.2$ ). Введение в ИФГ ионов диамагнитного галлия, занимающих преимущественно тетраэдрические позиции [6], приводит к снижению намагнитченности насыщения и температуры Кюри [7]. Неоднородность концентрации галлия может также привести к размытию температурной зависимости спонтанной намагнитченности относительно средней температуры магнитного упорядочения. Все эти изменения находят качественное отражение в величине и температурной зависимости ФПМЭ в двух кристаллах с концентрацией галлия  $x \approx 1.0$  и  $\approx 1.2$  (рис. 3).

$Dy_3Fe_5O_{12}$ ,  $Gd_3Fe_5O_{12}$ . Характерным свойством двух данных ферритов-гранатов является наличие температуры магнитной компенсации, вблизи которой спонтанная намагнитченность  $M$  обращается в нуль [6], а производная  $dM/dT$  меняет знак. Температурная зависимость ФПМЭ в  $Dy_3Fe_5O_{12}$  ( $T_{комп} = 230$ ,  $T_C = 553$  К) показана на рис. 5. Амплитуды  $\mathcal{E}_+$  и  $\mathcal{E}_-$  (верхняя и нижняя часть рис. 5; см. также рис. 2, в) измерялись отдельно. На рис. 5 схематично показана также температурная зависимость спонтанной намагнитченности. При измерении ФПМЭ в образце  $Dy_3Fe_5O_{12}$ ,

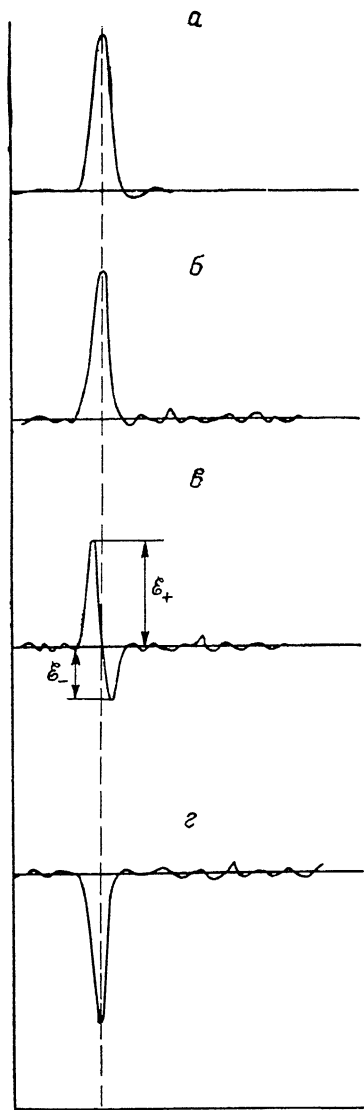


Рис. 2. Формы сигналов лазерного импульса (а) и наведенной в катушке эдс (б—г).

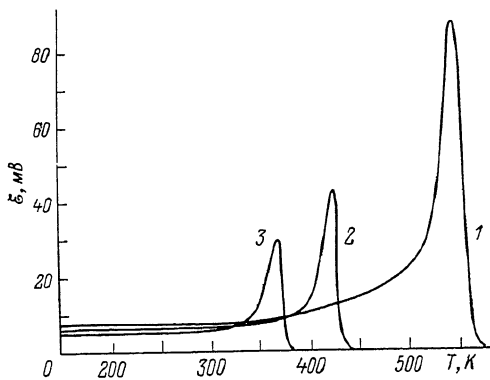


Рис. 3. Сигнал эдс для образца  $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$ :  $x=0$  (1), 1.0 (2), 1.2 (3), толщина пластины  $h=2.0$  мм, магнитное поле 1 кЭ.

находящемся во внешнем магнитном поле  $H=2.0$  кЭ, наблюдалась смена знака сигнала эдс в точке магнитной компенсации. Кроме того, наблюдалась вторая смена знака сигнала ФПМЭ в области температур  $T \approx 400 \div 450$  К, где  $dM/dT=0$ . Следует отметить, что в области температур от 370 до 500 К наблюдается сосуществование сигналов двух полярностей, т. е. сигнал в этой области имеет дифференциальную форму. Вблизи  $T_C$  изменения сигнала происходят таким же образом, как в ИФГ.

В случае кристалла  $Gd_3Fe_5O_{12}$  сигнал ФПМЭ был аналогичен такому сигналу в  $Dy_3Fe_5O_{12}$ . Однако при температурах ниже  $T_{комп} = 283$  К наблюдалось не увеличение величины сигнала, а его уменьшение до очень малых значений. Причина такого поведения ФПМЭ в  $Gd_3Fe_5O_{12}$  нам пока не ясна.

$Y_3Fe_{5-x}Si_xO_{12}$  ( $x=0.1$ ). Легированный кремнием  $Si^{4+}$  иттриевый ферритгранат был выбран для исследований, так как он является модельным объектом, в котором наблюдаются различные фотогмагнитные явления [1-3] при низких температурах и длительных засветках, т. е. явления, опреде-

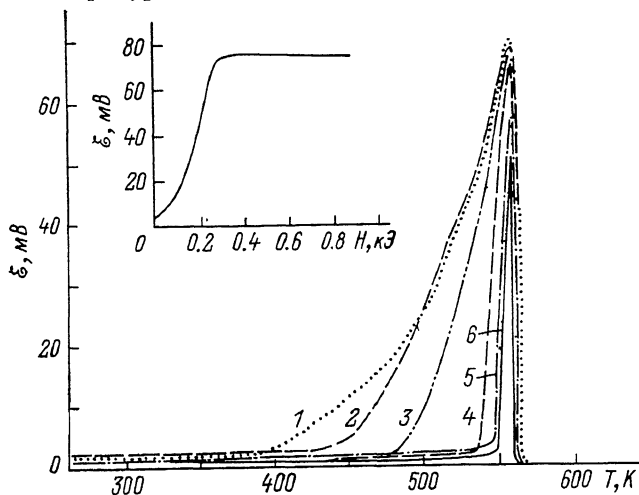


Рис. 4. Сигнал эдс для «тонкого» образца  $Y_3Fe_5O_{12}$  ( $h=0.26$  мм) в различных магнитных полях.

1 — 1, 2 — 0.8, 3 — 0.6, 4 — 0.3, 5 — 0.2, 6 — 0.1 кЭ. На вставке — эдс от магнитного поля в точке Кюри.

ляемые механизмами, отличными от фотопиромгнитного. При указанной концентрации кремния можно ожидать небольшого, порядка 5 К, снижения температуры Кюри [6], но температурная зависимость спонтанной намагниченности практически не изменяется. Однако наличие в кристалле четырехвалентного кремния приводит к появлению двухвалентного железа  $Fe^{2+}$  и коэффициент поглощения на длине волны  $\lambda = 1.06$  мкм феррита-

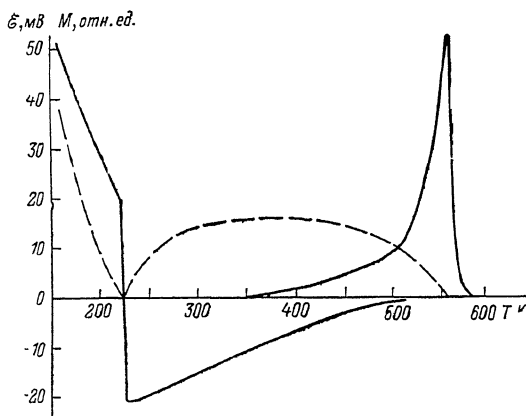


Рис. 5. Сигнал эдс для образца  $Dy_3Fe_5O_{12}$  с точкой компенсации магнитного момента  $T_{комп} = 230$  К.

Магнитное поле 1 кЭ. Положительные и отрицательные значения эдс соответствуют  $\epsilon_+$  и  $\epsilon_-$ . Штрихом схематично показана температурная зависимость спонтанной намагниченности.

граната с кремнием может быть в несколько раз выше, чем в нелегированном ИФГ [8].

В случае ИФГ (Si) сигнал эдс существенным образом отличался от такого сигнала в чистом ИФГ. Как видно из рис. 6, наряду с положительным сигналом, т. е. сигналом, имеющим тот же знак, что в ИФГ, в ИФГ (Si) в широкой области температур наблюдался сигнал противоположной полярности. При понижении температуры от комнатной в ИФГ (Si) наблюдалось сильное увеличение амплитуды положительного и отрицательного сигналов.

### 3. Обсуждение результатов

Намагничивание кристалла импульсным лазерным излучением существенно неравновесный процесс. Характер неравновесности определяется соотношением времен релаксации различных подсистем кристалла и длительности импульса. Общим для используемой методики и исследованных образцов является то, что процесс теплопроводности протекает медленно (за время  $10^{-3}$  с), так что распределение температуры за время импульса не успевает существенно измениться. В этих условиях наиболее простым механизмом намагничивания является тепловой (фотопиромагнитный) эффект, при котором в каждой точке успевает установиться локальное равновесие при заданной температуре. Если локальное равновесие не успевает установиться, то могут существовать и другие вклады в изменение намагниченности, связанные с неравновесностью (по отношению к решетке) различных подсистем кристалла (электронной, упругой, магнитной и др.).

Рассмотрим закономерности теплового механизма, теоретическое описание которого является наиболее простым. В соответствии с условиями

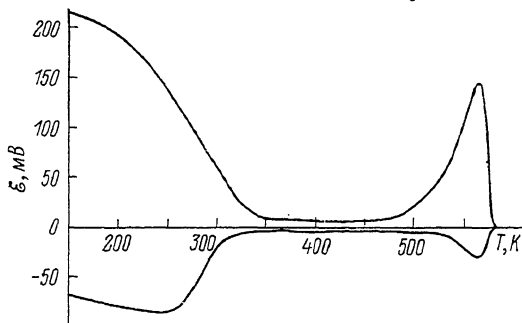


Рис. 6. Температурная зависимость эдс ( $\varepsilon_+$  и  $\varepsilon_-$ ) для  $Y_3Fe_{4.9}Si_{0.1}O_{12}$ .  $H=1$  кЭ.

эксперимента будем считать, что радиус катушки  $R$  мало отличается от радиуса светового пятна на поверхности кристалла. Кроме того, предположим, что толщина прогреваемой светом области (равная по порядку величины  $\alpha^{-1}$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения) значительно меньше радиуса катушки. Это условие хорошо выполняется для большинства исследованных образцов при температурах выше комнатной. Поток магнитной индукции через катушку, вызванный изменением намагниченности, с точностью до числового коэффициента порядка единицы дается выражением [9]

$$\Phi \simeq 4\pi \Delta M R (1 - e^{-\alpha h}) / \alpha, \quad (1)$$

где  $\Delta M$  — изменение намагниченности на поверхности кристалла,  $h$  — толщина образца. Для большинства исследованных нами образцов справедливо неравенство  $\alpha h \gg 1$ , поэтому экспонентой в формуле (1) можно пренебречь. Неизвестный числовой коэффициент в этой формуле с учетом реального многомодового профиля светового пучка можно определить лишь численным интегрированием. При других экспериментальных условиях формула для потока  $\Phi$  может быть иной [9, 10]. В условиях локального равновесия, когда  $\Delta M$  однозначно определяется температурой

$$\frac{d\Phi}{dt} \sim \frac{d(\Delta M)}{dt} \sim \frac{dM}{dT} \frac{dT}{dt}. \quad (2)$$

Так как скорость нагрева пропорциональна интенсивности падающего света  $I(t)$ , коэффициенту поглощения  $\alpha$  и обратно пропорциональна теплоемкости кристалла  $c$ , получим формулу для эдс в катушке

$$\varepsilon \simeq 4\pi \cdot 10^{-8} \frac{nR}{c} I(t) \frac{dM}{dT}, \quad (3)$$

где  $n$  — число витков в измерительной катушке. Оценим величину эдс для образца YIG вблизи  $T_C$  по формуле (3). Полагая  $c=3$  Дж/(см<sup>3</sup>·К),

$dM/dt \approx 3 \text{ Гс/К} [^6]$ ,  $n=4$ , получим  $\xi \approx 1 \text{ В}$ . Эта величина на порядок больше экспериментальной (рис. 3), что связано с приближенным характером формулы (3). Учет того обстоятельства, что разные витки катушки имели разный диаметр (первый — 1.5, четвертый — 5 мм), существенно уменьшит поток  $\Phi$  и эдс.

Из формулы (3) видно, что характерными признаками теплового механизма намагничивания является совпадение формы сигнала эдс и лазерного импульса, а также пропорциональность эдс, производной от равновесной намагниченности по температуре. По этим признакам можно с уверенностью утверждать, что фотонамагничивание всех исследованных образцов, за исключением содержащего кремний, связано в основном с тепловым механизмом (рис. 3—5). Как видно из рисунков, эдс растет при приближении температуры к  $T_c$  и резко спадает до нуля при переходе за  $T_c$  в соответствии с поведением  $dM/dT$ .

Особенно наглядно тепловой механизм проявляется на образце DyIG (рис. 5), в котором ФПМЭ скачком меняет знак в точке магнитной компенсации. Кроме того, имеет место вторая смена знака ФПМЭ при переходе

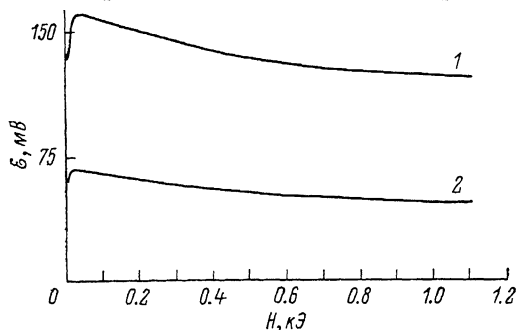


Рис. 7. Зависимость эдс вблизи  $T_c$  от внешнего магнитного поля для образцов  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (1) и  $\text{Y}_3\text{Fe}_{3.8}\text{Ga}_{1.2}\text{O}_{12}$  (2).

через температуру, при которой  $dM/dT=0$ . По разные стороны от этой точки, но на некотором удалении от нее знаки сигналов противоположны и имеют тепловую форму (рис. 2, б, в). В непосредственной близости к точке  $dM/dT=0$  сигнал уменьшается до значения  $\xi \approx 5 \text{ мВ}$  и его форма становится дифференциальной (рис. 2, в). По нашему мнению, это свидетельствует о существовании в данном образце наряду с тепловым другим механизмом намагничивания, возможно электронного. Однако для установления микроскопической природы этого механизма требуются дополнительные исследования.

Еще одним указанием на тепловой механизм фотонамагничивания является слабое убывание эдс в точке Кюри с ростом внешнего магнитного поля. Известно, что внешнее магнитное поле размывает фазовый переход и приводит к уменьшению  $dM/dT$  в точке Кюри. Пользуясь термодинамической теорией Ландау [11], можно показать, что в точке, где  $dM/dT$  достигает максимума,  $dM/dT \sim H^{-1/3}$ . Близкая зависимость наблюдалась экспериментально для GdIG и YIG(Ga) (рис. 7) при не слишком малых полях. В слабых полях образец разбивается на домены и величина эффекта резко падает.

Влияние доменной структуры на фотонамагничивание особенно отчетливо видно из рис. 4. При уменьшении магнитного поля образец разбивается на домены и сигнал эдс падает. Если температура близка к  $T_c$ , то тенденция к образованию доменов уменьшается. Это связано с резким убыванием магнитостатической энергии  $E_m$  вблизи  $T_c$ , так как  $E_m \sim M^2$ . Именно по этой причине значение эдс в точке Кюри слабо зависит от магнитного поля. Отметим, что ФПМЭ в тонкой пластине (рис. 4) зависит от коэффициента поглощения и толщины пластины. Условие  $ah \ll 1$  приводит, как видно из формулы (1), к зависимости  $\xi \sim ah$ . По этой причине при низких температурах (когда  $a$  мало) значение эдс возрастает при увеличении толщины пластины (ср. рис. 3 и 4).

Таким образом, тепловой механизм качественно объясняет основные

закономерности фотонамагничивания рассмотренных образцов. К числу эффектов, которые не объясняются этим механизмом, относится прежде всего существование сигнала дифференциальной формы в кристалле DyIG (а также GdIG) при температуре, где  $dM/dT=0$ .

Рассмотрим теперь результаты измерений фотонамагничивания образца YIG : Si (рис. 6). Из этого рисунка видно, что температурная зависимость фотонамагничивания при  $T < 350$  К существенно отличается от такой зависимости в чистом YIG. При понижении температуры фотонамагничивание YIG : Si сильно возрастает с заметно отличающимися значениями амплитуд  $\mathcal{E}_+$  и  $\mathcal{E}_-$ .

YIG, легированный кремнием, в течение ряда лет был основным объектом исследований физики фотонамагнитных явлений [1-3]. Было установлено, что при низких температурах ( $T \ll 100$  К) индуцированные светом изменения магнитных, упругих и оптических свойств сохраняются длительное время. Механизм этих явлений состоит в фотовозбуждении имеющихся в таких кристаллах фотоактивных центров, которые условно можно назвать  $Fe^{+2}$ -центрами. Реально фотоактивный центр состоит, по-видимому, из нескольких ионов железа [3]. При низких температурах, когда релаксация в основное состояние резко замедляется, возникают сохраняющиеся в течение длительного времени фотоиндуцированные изменения различных свойств кристалла. Этот же физический механизм можно привлечь для описания исследованного нами нестационарного фотонамагничивания коротким лазерным импульсом, принимая во внимание, что при повышении температуры время релаксации фотовозбужденных центров  $\tau_r$  уменьшается. Предположим, что фотонамагничивание кристалла пропорционально числу фотовозбужденных центров  $n(t)$ . Для  $n(t)$  можно написать кинетическое уравнение

$$dn/dt = kI(t) - n/\tau_r, \quad (4)$$

где первый член в правой части описывает процесс фотовозбуждения, а второй релаксацию. Хотя это уравнение допускает решение в общем виде, нагляднее приближенно рассмотреть предельные случаи, когда  $\tau_r/\tau \ll 1$  и  $\tau_r/\tau \gg 1$ . Первый случай отвечает «высоким» температурам, второй — «низким». Если релаксация протекает быстро по сравнению с  $I(t)$ , то из уравнения (4) получим  $n(t) \simeq k\tau_r I(t)$ . Сигнал эдс, пропорциональный  $dn/dt$ , имеет дифференциальную форму, его амплитуда пропорциональна малому параметру  $\tau_r/\tau$  и растет с понижением температуры. В противоположном случае медленной релаксации из (4) следует, что  $dn/dt \simeq kI(t)$ , т. е. форма сигнала эдс совпадает с  $I(t)$  и не содержит малого параметра. При изменении температуры эти два предельных случая плавно переходят один в другой. Проследим этот переход подробнее. При «высоких» температурах ( $\tau_r/\tau \ll 1$ ) сигнал имеет дифференциальную форму, обе его амплитуды  $\mathcal{E}_+$  и  $\mathcal{E}_-$  равны. При понижении температуры  $\mathcal{E}_+$  и  $\mathcal{E}_-$  растут. На каком-то этапе рост  $\mathcal{E}_-$  прекращается, она достигает максимума, а затем, при дальнейшем понижении температуры, стремится к нулю. Что касается  $\mathcal{E}_+$ , то она непрерывно растет, стремясь к своему предельному значению  $kI_{\max}$ . Качественно подобное поведение наблюдалось экспериментально при  $T < 350$  К (рис. 6). Различие между теорией и экспериментом состоит в том, что форма сигнала эдс на верхней границе указанного температурного интервала ( $T \simeq 350$  К) отличается от дифференциальной, т. е.  $\mathcal{E}_+ > \mathcal{E}_-$ . Отличие связано, очевидно, с тем, что при этих температурах, помимо рассмотренного нами электронного механизма фотонамагничивания, существует тепловой механизм, который увеличивает  $\mathcal{E}_+$ .

Фотонамагничивание образца YIG : Si имеет еще одну интересную особенность. При приближении к  $T_C$  форма сигнала становится отличной от тепловой, т. е.  $\mathcal{E}_-$  растет вблизи  $T_C$ . Характер температурной зависимости  $\mathcal{E}_-$  указывает на ее кооперативную природу. Как известно, вблизи  $T_C$  резко возрастает радиус корреляции намагниченности  $r_C$ . Размеры на-

магнитной области вблизи фотоактивного центра растут вместе с радиусом корреляции. Вблизи  $T_C$  фотонамагничивание кристалла может увеличиться благодаря сильному росту  $r_c$ .

Проведенное исследование различных ферритов-гранатов показало, что фотонамагничивание может наблюдаться в широком интервале температур ниже  $T_C$ . Знак и величина эффекта в первую очередь определяются температурной зависимостью производной от спонтанной намагниченности по температуре  $dM/dT$ , что подтверждается резкой сменой знака эффекта в точке магнитной компенсации, плавной сменой знака при прохождении по температуре точки  $dM/dT=0$ , возрастанием эффекта при приближении к  $T_C$  и его резким исчезновением при температурах выше  $T_C$ .

Более сложное поведение наблюдалось в случае YIG:Si, в котором при понижении температуры от 350 К намагничивание реализуется преимущественно за счет электронного механизма. Важно, что в той области температур, где эффект максимален, форма сигнала ЭДС должна иметь форму лазерного импульса. Хотя эта область не была достигнута в эксперименте, проведенный модельный расчет, качественно описывающий экспериментальные данные, предсказывает такое поведение. Можно поэтому говорить о фотопиромagnetизме в обобщенном смысле, подразумевая под ним совпадение форм сигналов лазерного импульса и ЭДС относительно к механизму намагничивания. В этой связи нам представляется важной задача исследования фотомангнитного отклика ферритов-гранатов, легированных кремнием и другими элементами в широком интервале концентраций легирования с целью отыскания материалов, обладающих значительной величиной фотопиромангнитного эффекта не только при низких, но и при комнатных температурах.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Teale R. M., Temple D. W. Phys. Rev. Lett., 1967, vol. 19, N 16, p. 904—908.
- [2] Tucciarone A. In: Physics of Magnetic Garnets / Ed. A. Paoletti. North—Holland, Amsterdam, 1978, p. 320—363.
- [3] Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л. УФН, 1986, т. 148, № 4, с. 561—602.
- [4] Гужва В. Г., Колтож Ю. В., Кузьмичев В. М., Латышин Ю. М. Квант. электр., 1977, т. 4, № 3, с. 681—682.
- [5] Балбашов А. М., Зон Б. А., Купершильдт В. Я. и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 5, с. 1297—1305.
- [6] Winkler G. Magnetic garnets. Braunschweig / Wiesbaden, 1981. 735 p.
- [7] Hansen P., Röschmann P., Tolksdorf W. J. App. Phys., 1974, vol. 45, N 6, p. 2728—2732.
- [8] Wood D. L., Remelka J. P. Appl. Phys., 1966, vol. 37, N 3, p. 1232—1233.
- [9] Пахомов Г. В. Автореф. канд. дис. Воронеж, 1988.
- [10] Diggle P. C., Gehring K. A. J. Phys. C., 1975, vol. 8, N 9, p. 1423—1434.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976, с. 496.

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

Поступило в Редакцию  
14 июня 1988 г.