

ются светом 400—450 нм. В частности, из спектра ФЛ кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, исследованных в работе [4], следует, что данные кристаллы были нестехиометричны по кислороду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lauer R. B. Photoluminescence in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$.— Appl. Phys. Lett., 1970, vol. 17, N 4, p. 178.
2. Lauer R. B. Thermostimulated Currents and Luminescence in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 5, p. 2147.
3. Анцыгин В. Д. и др. Фото- и термолюминесценция $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$.— Автометрия, 1980, № 1, с. 102.
4. Кудзин А. Ю., Соколянский Г. Х., Буланый М. Ф. Фотолюминесценция монокристаллов германата и силиката висмута.— В кн.: Тез. докл. XXVIII Всесоюз. конф. по люминесценции. Кишинев, 1976, с. 158.
5. Гудаев О. А., Детиненко В. А., Малиновский В. К. Энергетический спектр и природа глубоких уровней в кристаллах германата висмута.— ФТТ, 1981, т. 15, вып. 1, с. 195.
6. Ycliseyev A. P., Nadoliny V. A., Gusev N. A. Vacancy Centres in $\text{Bi}_{12}\text{RO}_{20}$ (R=Si, Ti, Ge).— В кн.: Тез. междунар. конф. «Дефекты в диэлектрических кристаллах». Рига: Зинатне, 1981, с. 345.
7. Куусеманн И. Л., Лийдья Г. Г., Лущик Ч. Б. Люминесценция свободных и автлокализованных экситонов в ионных кристаллах.— В кн.: Труды ИФА АН ЭССР. Тарту, 1976, т. 46, с. 5.
8. Лущик Ч. Б. и др. Распад экситонов на дефекты и поляризованная люминесценция при рекомбинации дефектов в CsBr .— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, вып. 9, с. 568.
9. Abrahams S. C., Gamieson P. B., Bernstein J. L. Crystal Structure of Piezoelectric Bismuth Germanium Oxide $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$.— J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, p. 4034.

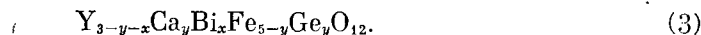
Поступила в редакцию 5 марта 1981 г.

УДК 538 : 61 : 621.318

А. М. БАЛБАШОВ, С. Г. ПАВЛОВА, Н. Н. ФАДЕЕВ,
А. Я. ЧЕРВОНЕНКИС, А. П. ЧЕРКАСОВ
(Москва)

ТЕРМОМАГНИТНАЯ ЗАПИСЬ В Вi-СОДЕРЖАЩИХ ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Приготовление образцов. Объектами исследования служили пленки феррогранатов, объединенные системами



Пленки выращивали методом изотермической жидкофазной эпитаксии на подложках из SmGa -граната, вырезанных в плоскости (111) [1]. Температуру магнитной компенсации в системе (2) контролировали, варьируя концентрацию ионов Gd и Al. Величину коэрцитивности регулировали, изменяя степень несоответствия в параметрах решеток пленки и подложки Δa (Δa отрицательна, т. е. пленка испытывает стягивающее напряжение). Магнитные и магнитооптические свойства измеряли с помощью традиционных методов [2].

Магнитооптические параметры. На рис. 1 приведено спектральное распределение основных магнитооптических характеристик (коэффициента поглощения α , удельного фарадеевского вращения Θ_F и магнитооптической (МО) добротности ψ) для пленки состава $\text{Y}_2\text{BiFe}_{3,8}\text{Ga}_{1,2}\text{O}_{12}$. Пленки

других составов в системах (1) — (3) имеют характеристики, близкие к приведенным на рис. 1. Видно, что по мере уменьшения длины волны наблюдается интенсивный рост как удельного фарадеевского вращения, так и коэффициента поглощения, однако рост α обгоняет рост Θ_F , что приводит к общему снижению МО-добротности по мере уменьшения λ , на фоне которого имеются локальные максимумы в районе $\lambda = 0,38$; $0,56$ и $0,78$ мкм.

Значительная дисперсия α обуславливает необходимость выбора соотношения между длиной волны записи и толщиной пленки, обеспечивающего наименьшие энергетические затраты в процессе записи.

Магнитные характеристики. На рис. 2 приведены важнейшие статические магнитные характеристики для двух типов пленок, используемых при термомагнитной (ТМ) записи в точке компенсации и точке Кюри соответственно. В первом случае (см. рис. 2) имеет место компенсация магнитных подрешеток феррограната вблизи комнатной температуры, которая соответствует максимуму коэрцитивности H_C и поля анизотропии H_K . Для успешной записи в точке компенсации необходимо, чтобы с увеличением ΔT не только H_C , но и H_K быстро снижалось до достаточно низких значений [3]. Между тем в Вi-содержащих эпитаксиальных гранатовых пленках индуцированная ростом одноосная анизотропия, как правило, велика во всем температурном диапазоне вплоть до T_C . Для ее снижения в работе [4] предложено вести эпитаксию из растворителей, не содержащих свинец, и тщательно подбирать температуру эпитаксии, что в результате позволяет вблизи от $T_{\text{комп}}$ получать низкие значения H_K . При этом, однако, неизбежно снижается параметр ψ , поскольку в пленках не удается достичь высоких концентраций Вi, который, как известно, ответствен за уровень ψ .

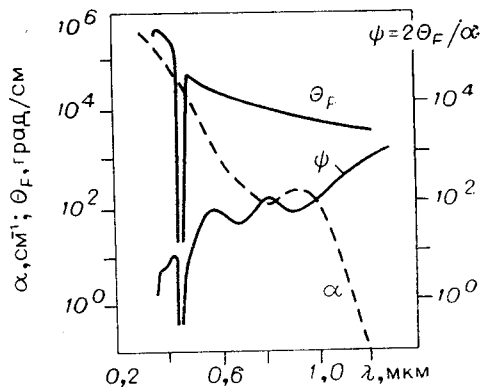
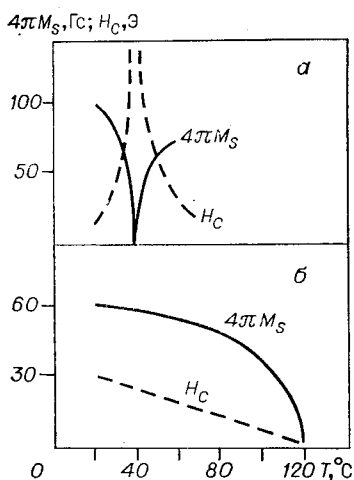


Рис. 1. Оптические характеристики Вi-содержащих гранатов.

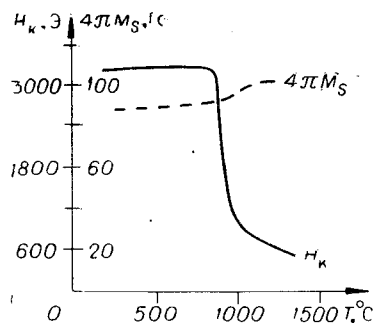


Рис. 3. Зависимость H_K и $4\pi M_S$ от температуры отжига.

Рис. 2. Магнитные характеристики пленок как функции температуры: а — образец для записи в точке компенсации, б — в точке Кюри.

В настоящей работе с целью снижения H_K использован высокотемпературный отжиг пленок, правильный выбор которого позволяет снизить индуцированную ростом одноосную анизотропию более чем на порядок (рис. 3). Для предотвращения термического разрушения поверхности пленок при отжиге на нее предварительно напылялся слой Pt либо наращивалась тонкая пленка SmGa-граната, предохранявшие поверхность в процессе отжига от взаимодействия с атмосферой. После отжига металлический защитный слой стравливали соляной кислотой.

При записи в точке Кюри (см. рис. 2) с точки зрения чувствительности существенно, чтобы T_c была не слишком высока (величину T_c регулируют степень разбавления железных подрешеток ионами Ga или Al). Однако слишком низкие уровни T_c приводят к снижению ϕ и, следовательно, уменьшению эффективности считывания. Другое условие успешной записи в точке Кюри заключается в том, чтобы коэрцитивность при рабочей (комнатной) температуре была достаточно велика для обеспечения стабильности сформировавшегося в результате записи домена обратной намагниченности, т. е. должно соблюдаться условие [5]

$$\left| \frac{1}{2M_S(R)} \frac{\partial \sigma(R)}{\partial R} + \frac{\sigma(R)}{2M_S(R)R} - H_p(R) - H_0 \right| \leq H_c(R), \quad (1)$$

где σ — удельная энергия доменной стенки, H_p — поле размагничивания, H_0 — внешнее поле.

Достаточно высокие уровни коэрцитивности в пленках исследованных составов удавалось индуцировать, выбирая Δa в пределах 0,003—0,007 нм. При этом природа возникновения аномально высокой коэрцитивности связана, по-видимому, с генерацией сетки дислокаций несоответствия, играющей роль однородной системы потенциальных барьеров для доменной стенки.

Следует помнить, что кривые, приведенные на рис. 2, позволяют оценить еще один весьма важный параметр при ТМ-записи — максимально достижимую плотность записи. Минимальный стабильный диаметр домена d_0 , определяющий эту плотность, связан с магнитными параметрами материала выражением [5]: $d_0 = \sigma / M_S H_c$. Следовательно, для увеличения плотности записи необходимо по возможности увеличивать коэрцитивность. Из рис. 2 видно, что если для всех пленок при рабочей температуре принять $\sigma = 0,1$ эрг/см², то d_0 окажется соответственно равным 1—2 мкм.

Механизм ТМ-записи. Механизм ТМ-записи непосредственно изучен чрезвычайно слабо из-за экспериментальных трудностей наблюдения кратковременных процессов в магнитных средах вблизи точек фазовых переходов, где многие магнитные константы исчезающе малы. Принято считать, что при ТМ-записи в точке Кюри к моменту окончания светового импульса прогретая область, находящаяся в парамагнитном состоянии, испытывает упорядочивающее действие со стороны потоков рассеяния, замыкающихся через нее. Это действие способно привести к переключению намагниченности в прогретой области, если выигрыш в магнитостатической энергии превысит проигрыш в энергии, связанной с образованием доменной стенки. В противном случае для возникновения домена обратной намагниченности (осуществления записи) необходимо приложение внешнего поля благоприятной ориентации. При записи в точке магнитной компенсации локальный нагрев относительно $T_{\text{комп}}$ ведет к резкому снижению поля зарождения домена обратной намагниченности, что в присутствии внешнего поля (а иногда и в отсутствие такового) может привести к локальному переключению намагниченности.

Термомагнитная запись возможна при нагреве до температуры, меньшей T_c , если вблизи T_c анизотропия (критическое поле переключения намагниченности) падает до достаточно низкой величины. Внешнее

поле записи при этом не должно превышать поля переключения намагниченности на дефектах среды при рабочей температуре. В противном случае произойдет неуправляемое зарождение доменов обратной намагниченности во всей пленке.

Существует еще один вероятный механизм ТМ-записи в гранатовых эпитаксиальных пленках. Если термические коэффициенты пленки и подложки различны, а феррогранатовая пленка обладает отрицательной константой магнитострикции, то локальный нагрев способен резко снизить одноосную анизотропию за счет возникающих при нагреве магнитострикционных напряжений, что в присутствии внешнего поля способно привести к переключению намагниченности в нагретой области.

Независимо от механизма ТМ-записи вероятность образования домена обратной намагниченности прямо связана с абсолютными величинами и первыми производными по температуре намагниченности насыщения, константами одноосной анизотропии и коэрцитивностью при температуре записи, а также с напряженностью внешнего поля записи. Большую роль в ТМ-записи играют также структурные дефекты в среде, являющиеся одновременно магнитными дефектами, где, в частности, могут иметь место локальные минимумы поля анизотропии.

В случае образования домена обратной намагниченности его размеры и форма могут далее видоизменяться в процессе охлаждения до момента, когда коэрцитивность не превысит суммарных сил, действующих на стенки домена (1). Расчет изменения радиуса зародившегося домена во времени предполагает знание характера изменения теплового поля в пленке в процессе ее охлаждения и температурных зависимостей параметров σ , M_s и H_c . Подобный расчет до настоящего времени применительно к гранатам не проводился. Используя технику теплового расчета, изложенную в [6], методику расчета стабильного диаметра домена обратной намагниченности, разработанную в [7], и температурные зависимости магнитных констант Вi-содержащих гранатов, приведенные на рис. 2, можно рассчитать изменение диаметра домена обратной намагниченности во времени в процессе охлаждения для нескольких характерных случаев. В качественном виде результаты таких расчетов для случая записи в точке Кюри при температурном ходе магнитных параметров, приведенном в [8] и на рис. 2, показаны на рис. 4.

На рис. 4 приведены зависимости $R_{кр}$ и R домена от времени, причем $R_{кр}$ определяется уравнением (1), а R домена построен с учетом динами-

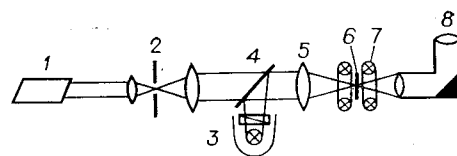
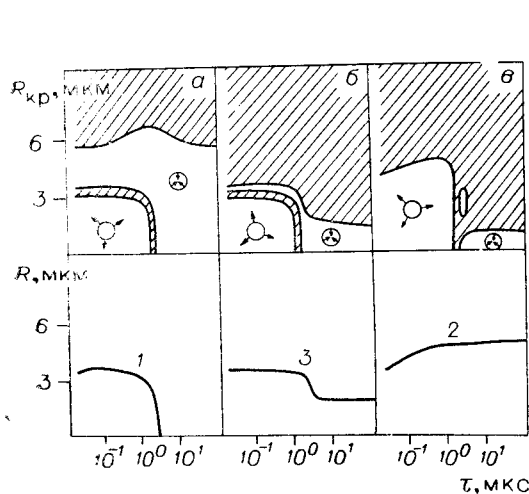


Рис. 5. Оптическая схема эксперимента:

1 — лазер, 2 — коллиматор, 3 — осветитель, 4 — полупрозрачное зеркало, 5 — объектив, 6 — исследуемый образец, 7 — катушка подмагничивания, 8 — микроскоп.

Рис. 4. Расчетные зависимости $R_{кр}$ и R домена от времени остывания: а — $\sigma = 0,1$ эрг/см², $4\pi M_S = 50$ Гс, $H_0 = 0$; б — $\sigma = 0,1$ эрг/см², $4\pi M_S = 70$ Гс, $H_0 = 0$; в — $\sigma = 0,1$ эрг/см², $4\pi M_S = 70$ Гс, $H_0 = 20$ Э; значками показаны области расширения и сжатия доменов. Заштрихованные области соответствуют неравенству (1).

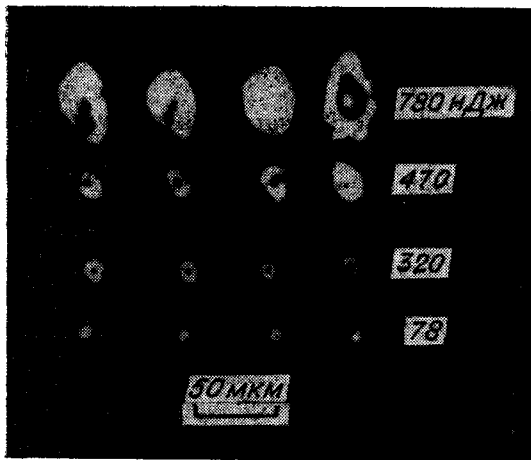


Рис. 6. Термомагнитная запись в точке Кюри.

зволило сделать следующий важный вывод. Начиная с некоторого момента времени, домен коллапсирует со скоростью, определяемой температурой. Между тем H_c растет со скоростью, задаваемой зависимостью температуры от времени и функцией $H_c(T)$. Если H_c возрастает быстрее, чем домен коллапсирует, так что начинает выполняться условие (1), то происходит «замораживание» состояния домена (см. рис. 4, кривая 3). Из этого следует, что при ТМ-записи в гранатовых пленках возможна парадоксальная ситуация, когда следует стремиться к возможно более низкой подвижности и скорости насыщения доменных стенок, что находится в прямом противоречии с требованиями к динамическим свойствам доменных стенок в устройствах на ЦМД.

Методика эксперимента по ТМ-записи. Для ТМ-записи использован лазер с излучением на длинах волн 355 и 532 нм с длительностью импульса 20 нс. Оптическая схема эксперимента показана на рис. 5. Термомагнитную запись проводили в точке Кюри (см. рис. 2, б, образец 1) и точке компенсации (см. рис. 2, а, образец 2) с температурами Кюри и компенсации 120 и 40°C соответственно. Толщина образца 1 — 1,5 мкм, образца 2 — 2 мкм. Диаметр зарождения (размер светового пятна на поверхности пленки) меняли в пределах 3—100 мкм. Равномерность интенсивности засветки по пятну обеспечивалась с помощью коллиматора 2 (см. рис. 5). В качестве измерителя энергии использовался прибор с погрешностью 8—10%. Поразрядную ТМ-запись проводили в предварительно намагниченных до насыщения пленках, используя в качестве развертки двухкоординатный узел смещения. Внешнее поле при записи, создаваемое катушками 7, варьировало в пределах -100 — $+100$ Э. Получены зависимости порога $E_{п}$ и размера домена в установившемся режиме от поля записи и температуры T , при которой поддерживался образец при записи для образцов 1 и 2. Как и следовало ожидать, порог записи $E_{п}$ снижается при увеличении температуры подогрева образца T . Однако подогрев пленки как способ повышения чувствительности при записи имеет ограничение, связанное со снижением плотности записи при повышении температуры среды. Плотность хранения информации при поразрядной записи в функции от температуры T заметно убывает с ростом T (размер домена растет).

Для ТМ-записи имеет значение еще один пара-

ческих свойств стенки. Из рис. 4 видно, что размер домена обратной намагниченности в установившемся режиме может быть больше (кривая 2) и меньше (кривая 3) размера при его формировании. Возможен случай, когда вследствие быстрого роста при охлаждении сил, связанных с энергией доменной стенки, домен коллапсирует, т. е. при рабочей температуре оказывается неустойчивым (кривая 1). Все рассмотренные характерные случаи наблюдались нами экспериментально в пленках различных составов, что по-

λ , нм	$E_{п}$, Дж/см ²	$E_{р}$, Дж/см ²	K
355	0,6—0,7	1,0—1,4	1,7—2,0
532	0,4—0,5	2,0—2,5	5,0

метр — динамический диапазон записи K . Он отражает способность среды выдерживать перегрев относительно порога E_p и численно равен отношению $K = E_p/E_n$, где E_p — значение пороговой плотности энергии света, приводящее к термическому повреждению поверхности гранатовой пленки. Параметры E_p , E_n и K были экспериментально определены для образца 1 для двух длин волн при записи (355 и 532 нм). Результаты измерений представлены в таблице. На рис. 6 показаны результаты ТМ-записи, выполненной на пленке 1 в различных режимах записи.

ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты и эксперимент показывают, что при оптимальном выборе толщины Vi -содержащей гранатовой пленки, длины волны излучения при записи и считывании, магнитных констант материала и их температурных зависимостей возможно осуществлять ТМ-запись с чувствительностью 10^{-1} — 10^{-2} Дж/см², эффективностью считывания 1—10% и плотностью записи $(2-3) \cdot 10^8$ бит/см².

В работе показано, что при оценке пригодности феррогранатовой пленки для ТМ-записи важны не только соотношения магнитных характеристик при комнатной температуре, определяющие стабильные домены обратной намагниченности при этой температуре, но и производные от этих характеристик по температуре вблизи T_c . Установлено, что в ряде случаев динамические свойства границ могут существенно влиять на размеры записываемого домена. В частности, стабилизации записываемого домена могут способствовать низкие уровни подвижности и скорости насыщения доменных границ.

Задача дальнейшего повышения плотности записи связана с проблемой увеличения энергии коэрцитивности $H_c M_s$, что требует изучения природы коэрцитивности в феррогранатах. Существенное повышение оптической эффективности, по-видимому, невозможно ввиду того, что достигнутые уровни МО-добротности в Vi -содержащих гранатах близки к своему теоретическому пределу. Наиболее существенная в практическом отношении задача повышения чувствительности записи может быть радикально решена путем применения многослойных структур, в которых одним из слоев служит Vi -содержащая гранатовая пленка [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Вопросы получения ЦМД-материалов.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, № 11.
2. Боярченков М. А., Прозоров Н. Н., Раев В. К., Розенталь Ю. Д. Магнитные доменные логические и запоминающие устройства. М.: Энергия, 1974.
3. Krumme T. P., Schmitt H. T. Ferrimagnetic Garnet Films for Magneto-Optic Information Storage.— IEEE Trans. Magn., 1975, vol. MAG-11, p. 1097—1102.
4. Krumme T. P., Bartels G., Hansen P. Control of Growth Induced Magnetic Anisotropy in Ferromagnetic Garnet Films Grown by Liquid-Phase Epitaxy.— Mat. Res. Bull., 1976, vol. 11, p. 337—346.
5. Dekker P. Manganese Bismuth and Other Magnetic Materials for Beam Addressable Memories.— IEEE Trans. Magn., 1976, vol. MAG-12, p. 311—327.
6. Brunger K. Calculation of Temperature Fields.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, p. 577—583.
7. Huth B. Calculations of Stable Domain Radii Produced by Thermomagnetic Writing.— IBM J. Res. Develop., 1974, vol. 18, p. 100—109.
8. Chen D., Otto G., Schmitt F. MnBi Films for Magneto-Optic Recording.— IEEE Trans. Magn., 1973, vol. MAG-9, p. 66—82.
9. Балбашов А. М. и др. Термомагнитная запись в двухслойной структуре.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 23.

Поступила в редакцию 8 декабря 1978 г.;
окончательный вариант — 1 марта 1979 г.