

05.2

© 1990

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ УСЛОВИЙ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ ВЕЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КОМПЕНСАЦИИ В НЕОДНОРОДНЫХ ФЕРРИМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Б.Н. Филиппов, Г.А. Шматов

Одноосные ферритмагнитные пленки (ОФП) состава „редкоземельный металл-переходный металл“ (РЗМ-ПМ) с большой перпендикулярной анизотропией широко используются в качестве рабочих сред для записи информации в магнитооптических (МО) запоминающих устройствах [1]. Известно, что если температура компенсации (T_K) ОФП порядка комнатной, то термомагнитная запись осуществляется посредством нагрева лучом лазера участка пленки, находящейся в постоянном однородном магнитном поле H . С ростом температуры выше T_K коэрцитивная сила H_C материала резко уменьшается, и величина H оказывается достаточной для перемагничивания нагретого участка ОФП. При остывании перемагниченной области происходит увеличение H_C , и образовавшийся в пленке домен стабилизируется. Считывание информации в ОФП толщиной порядка 0.1 мкм осуществляется с помощью эффекта Керра [1].

Использование слоистых пленок позволяет улучшить некоторые оптические характеристики МО устройств (увеличить угол керровского вращения, отношение „сигнал/шум“), что имеет важное значение для повышения надежности считывания информации [1-2]. Согласно [3], наличие неоднородности магнитных параметров пленки вдоль нормали к ее поверхности (ось Z) приводит к существенному уменьшению поля перемагничивания H_p локального участка пленки. Следует ожидать, что и температурные зависимости $H_p(T)$ для неоднородных ОФП, определяющие условия термомагнитной записи, будут существенно отличаться от соответствующих зависимостей для однослойной пленки.

Пусть имеется двухслойная обменносвязанная система, один слой которой толщиной D_1 представляет собой одноосный ферритмагнетик, ось легкого намагничивания (ОЛН) которого перпендикулярна плоскости поверхности пленки. Этот слой является доменосодержащим (информационным) слоем МО пленки. При этом $K_u = K_1 > 0$, где K_u - константа одноосной магнитной анизотропии. Во втором слое толщиной D_2 ОЛН может быть либо перпендикулярной, либо параллельной оси Z , что определяется знаком константы K_u . Кроме того, в слое $0 \leq Z \leq D_2$ (начало координат находится на границе раздела слоев) может существовать переходная область толщиной D_0 , в которой константа анизотропии непрерывно меня-

от значения K_1 до значения K_2 , причем $D_2 = D_0 + D_2^*$, D_2^* - толщина области, в которой $K_u = K_2$.

Будем полагать, что температура компенсации доменосодержащего слоя значительно меньше температуры компенсации второго слоя. Чтобы найти температурную зависимость намагниченности насыщения информационного слоя $M_I(T)$, используем модель двухподрешеточного ферримагнетика и метод молекулярного поля, достаточно хорошо описывающие температурные свойства исследуемого класса соединений [4-5]. В этой модели ПМ-подрешетка считается намагниченной до насыщения сильным внутренним обменным полем (см. значения соответствующих параметров в [5]), а РЗМ-подрешетка представляет собой парамагнетик, находящийся в поле \vec{H} и молекулярном поле $\vec{H}_M = \lambda \vec{M}_F$ ($\lambda > 0$ - константа молекулярного поля), создаваемом ПМ-подрешеткой. Между подрешетками действует отрицательное обменное взаимодействие, благодаря которому вектора намагниченности ПМ- и РЗМ-подрешеток, \vec{M}_F и \vec{M}_R соответственно, являются антипараллельными вплоть до значений $H \lesssim 10^5$ Э [4-5]. Считая, что РЗМ-подрешетка находится в состоянии термодинамического равновесия с действующим на нее эффективным полем $\vec{H}_{эф} = \vec{H} - \lambda \vec{M}_F$, зависимость $M_R(H_{эф})$ будем задавать функцией Бриллюэна B_j .

С учетом сделанных предположений нетрудно получить выражение для свободной энергии системы, приходящейся на единицу поверхности пленки. Варьируя функционал энергии, получим следующие уравнения, описывающие равновесное распределение намагниченности неоднородной ОФП

$$2A_1\theta'' - [K_1 - \chi(T)H^2] \sin 2\theta - M_1(T)H \sin \theta = 0, \quad -D_1 \leq z < 0, \quad (1)$$

$$2A_2\theta'' - K_2(z) \sin 2\theta - M_2H \sin \theta = 0, \quad 0 \leq z \leq D_2 \quad (2)$$

с естественными граничными условиями и условием непрерывности решения на границе раздела слоев

$$\theta'(-D_1) = \theta'(D_2) = 0; \quad \theta(-0) = \theta(+0), \quad A_1\theta'(-0) = A_2\theta'(+0). \quad (3)$$

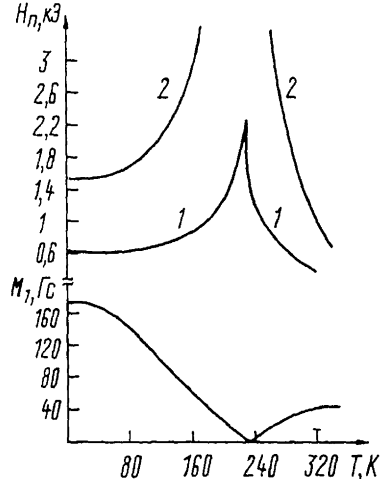
В (1)-(3) $\theta(z)$ - полярный угол вектора намагниченности ОФП, A_1 , A_2 и K_1 , $K_2(z)$ - обменные параметры и эффективные константы анизотропии слоев, $M_2 = const$ - намагниченность насыщения второго слоя. Кроме того,

$$M_1(T) = |M_F(T) - M_R(T)|, \quad M_R(T) = M_R(0) B_j(\alpha), \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{\mu_R H_{эф}}{kT} \Big|_{H=0}, \quad \chi(T) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial M_R}{\partial H_{эф}} - \frac{M_R}{H_{эф}} \right) \Big|_{H=0}, \quad (5)$$

$M_F(T)$ - функция, слабо зависящая от T в рассматриваемом интервале температур [5], μ_R - магнитный момент иона РЗМ-подрешетки, j - полный механический момент электронной оболочки атома,

Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности насыщения M_1 и поля перемагничивания ферримагнитной пленки. $K_1(T=0) = 1.36 \cdot 10^5$ эрг/см³, $K_2 = -1.36 \cdot 10^5$ эрг/см³, $M_2 = 176$ Гс, $T_K = 230$ К. 1 - двухслойная пленка, $D_0 = 0$, $D_2 = 300$ Å; 2 - однородная ферримагнитная пленка, $D_2 = 0$.



k - постоянная Больцмана. Уравнения (1)-(2) записаны для случая, когда $\vec{H} \parallel \vec{z}$.

Толщина рабочего слоя МО пленки составляет приблизительно 0.1 мкм, а типичные значения параметров следующие: $K_1 \approx 10^5$ эрг/см³, $A_1 \approx 10^{-7}$ эрг/см. Поскольку $D_1 \approx 0.1$ мкм, $\delta = \sqrt{A_1/K_1} \approx 0.01$ мкм и $D_1 \gg \delta$, будем полагать, что ориентация M_1 при $z = -D_1$ будет близка к его ориентации в однородной пленке. Поэтому положим $\theta(-D_1) = \pi$ (одно из двух возможных начальных состояний пленки при $\vec{H} \parallel \vec{z}$). Используя методику решений (1)-(3), изложенную в [3], можно определить температурные зависимости $H_n(T)$ для различных значений параметров D_0 , D_2^* , K_2 , M_2 , характеризующих неоднородность пленки.

Чтобы получить конкретные результаты, необходимо задать численные значения полного набора параметров доменосодержащего слоя пленки, входящих в (1)-(2), (4)-(5). Учитывая результаты работы [5], мы положили $\lambda = 2750$, $M_R(0) = 530$ Гс, $M_F(0) = 350$ Гс, $A_1 = 3.4 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $\mu_R = 7 \mu_B$, где μ_B - магнетон Бора. Кроме того, в расчетах использовалась зависимость $K_1(T)$, определенная в [6].

На рис. 1 представлены найденные в результате решения (1)-(3) зависимости $H_n(T)$ и $M_1(T)$. Следует отметить два важных обстоятельства: во-первых, поле перемагничивания неоднородной ОФП при $T = T_K$ оказывается конечным по величине (в отличие от однослойных пленок, см. кривую 2 на рис. 1), во-вторых, на функцию $H_n(T)$ существенное влияние оказывает структура неоднородного слоя. На рис. 2 показаны зависимости $H_K \equiv H_n(T = T_K)$ а) от толщины переходного слоя D_0 при $D_2 = const$ и б) от толщины второго слоя D_2 при $D_0 = 0$. Асимптотическое значение поля перемагничивания при $T = T_K$ и $D_2 \gg \delta = \sqrt{A_1/K_1}(H_K^*)$, приведенное на рис. 2, б, удается оценить аналитически на основе метода, предложенного в [7]. Записывая уравнение относительно $\theta_0 = \theta(z=0)$ для пленки с $K_1 > C$; $T = T_K$; $D_{1,2} \gg \delta$; $D_0 = 0$ и определяя поле перемагничивания из условия $dH/d\theta_0 = 0$, получим

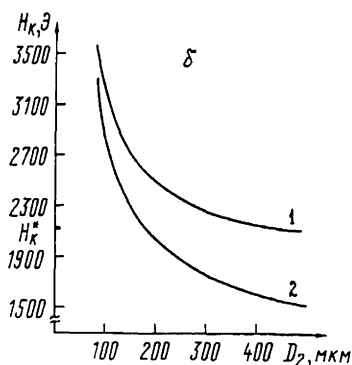
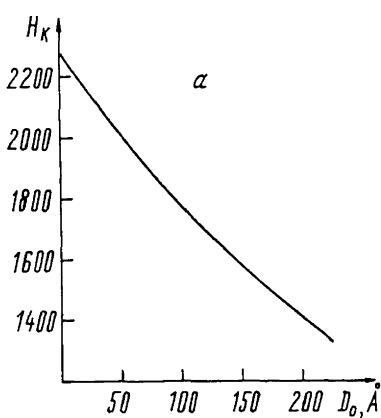


Рис. 2. Зависимость поля перемангничивания ОФП при температуре компенсации от параметров, характеризующих неоднородность пленки. а) $D_2 = D_0 + D_2^* = 300 \text{ \AA}$; б) 1 - $D_0 = 0$, 2 - $D_0 : D_2^* = 0.5$.

$$H_K^* = \begin{cases} -\frac{2K_2}{M_2} \left(1 - \frac{K_1}{K_2}\right), & K_2 < \frac{K_1}{2} \\ \frac{2K_2}{M_2}, & K_2 > \frac{K_1}{2} \end{cases} \quad (6)$$

Таким образом, в работе показано, что температурные зависимости $H_H(T)$, определяющие условия термомагнитной записи, существенно изменяются при варьировании параметров неоднородного слоя пленки. Это означает, что использование многослойных пленок открывает новые возможности регулирования процесса термомагнитной записи информации, осуществляемой в окрестности температуры компенсации.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Майкл Джон У.М. Магнитооптическая запись // ТИИЭР. 1986. Т. 74. № 11. С. 112-125.
- [2] Takenouchi A., Sichi E., Kato T. et al. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. N 6. P. 2164-2166.
- [3] Садков В.Б., Шматов Г.А., Крюков И.И., Филиппов Б.Н. Перемангничивание неоднородных по толщине магнитных пленок. Препринт № 88/5 ИФМ УрО АН СССР. Свердловск, 1988. 39 с.
- [4] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 317 с.

- [5] H a s e g a w a R., A r g y l e B.E.,
T a o L.-J. // AIP Conf. Proc. 1975. N 25. P. 110-112.
- [6] K o b l i s k a R.J., C a n q u e s A.,
C o x D.E., B a j o r e k C.H. // IEEE Trans.
Magn. 1977. V. 13. N 6. P. 1767-1772.
- [7] H a g e d o r n F.B. // J. Appl. Phys. 1970.
V. 41. N 6. P. 2491-2502.

Институт физики металлов
УО АН СССР, Свердловск

Поступило в Редакцию
6 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21

12 ноября 1990 г.

06.3; 07

© 1990

ОПТИМАЛЬНАЯ ГЕОМЕТРИЯ РЕШЕТОЧНОГО ЭЛЕМЕНТА ВВОДА СВЕТА В СПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

М.С. К л и м о в, В.А. С ы ч у г о в,
А.В. Т и ш е н к о

Развитие микроэлектроники идет по пути замены электрических связей между электронными типами оптическими. Необходимыми элементами таких связей являются оптические волноводы, возбуждаемые внешним лазерным пучком света с помощью дифракционной решетки на поверхности этого волновода. Для эффективного возбуждения такого волновода необходимо выполнить некоторые условия [1]:

$$\alpha \cdot w = 0.68 \quad \alpha \cdot x_0 = 0.5, \quad (1)$$

где w – полуширина возбуждающего пучка света с гауссовым распределением амплитуды поля, x_0 – смещение центра пучка от края решетки и α – амплитудный коэффициент излучательных потерь в гофрированном волноводе. При совпадении направлений распространения волноводной моды и вектора решетки реализация этих условий достаточна для достижения максимума эффективности возбуждения, однако в общем случае это не так. Рассмотрим векторную диаграмму процесса возбуждения волновода гауссовым пучком света с помощью решетки, волновой вектор которой равен k ($|k| = 2\pi/\Lambda$), представленную на рис. 1. На этой диаграмме пунктирной линией представлено поперечное сечение падающего пучка света на поверхности волновода, а также положение границы решетки относительно возбуждающего пучка света. Через ψ обозначен угол между нормалью к границе решетки и плоскостью падения, а через φ – угол между нормалью и направлением распространения волноводной