

УДК 539.213.26 : 538.218

© 1991

## МАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ $\text{SiO}_2$ , СОДЕРЖАЩИХ МАЛЫЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ЧАСТИЦЫ $\alpha$ -Fe, ПОЛУЧЕННЫЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

*А. А. Бухараев, А. В. Казаков, Р. А. Мананов, И. Б. Хайбуллин*

Методами ФМР, мёсбауэровской спектроскопии конверсионных электронов, оптической спектроскопии, магнитооптики, рентгенофазового анализа и электронной микроскопии исследованы слои  $\text{SiO}_2$ , содержащие малые ферромагнитные частицы  $\alpha$ -Fe, сформированные с помощью ионной бомбардировки. Установлено, что магнитные и оптические свойства таких слоев обусловлены формой, размерами и степенью дефектности частиц. Обнаружен эффект наносекундного лазерного отжига, изменяющий магнитные свойства имплантированных слоев, за счет упорядочения кристаллической структуры частиц железа.

Ультрадисперсные слои, состоящие из малых металлических частиц (ММЧ) переходных металлов, привлекают большое внимание исследователей как перспективные среды для записи и хранения магнитной и магнитооптической информации [1]. Размеры ММЧ, получаемых различными способами, колеблются от десятков до тысяч ангстрем. Свойства таких частиц весьма интересны, так как они определяются размерными эффектами, характеризующими промежуточное между отдельными атомами и твердым телом состояние вещества.

В последнее время наряду с традиционными методами получения ММЧ [2] все шире используется ионная бомбардировка [3-5], которая обладает рядом существенных достоинств. Регулируя дозу и энергию бомбардирующих ионов, этот метод позволяет формировать на определенной глубине скрытые слои, состоящие из ММЧ высокой элементной чистоты, отличающиеся высокой адгезией, механической и химической стойкостью. В частности, нами и рядом других авторов [6-9] было показано, что при бомбардировке стекол на основе  $\text{SiO}_2$  ионами  $\text{Fe}^+$  с энергией 40—100 кэВ в поверхностном слое на глубине до 800 Å образуются малые ферромагнитные частицы  $\alpha$ -Fe.

Целью настоящей работы являлось исследование различными методами оптических, магнитных и структурных особенностей поверхностных слоев  $\text{SiO}_2$ , содержащих такие частицы, в зависимости от дозы облучения, а также последующего термического и лазерного воздействия.

### 1. Методы исследования

В качестве мишеней для ионной бомбардировки использовались либо плоскопараллельные полированные пластины плавленого кварца марки КВ толщиной 0.3 мм, либо пленки  $\text{SiO}_2$  толщиной 500 Å, сформированные на поверхности пластин монокристаллического кремния марки КДБ-10 методом окисления кремния в атмосфере сухого кислорода. Применение кремния в качестве подложки позволило использовать методику химического утонения для получения тонких (~500 Å) слоев  $\text{SiO}_2$ , пригодных

для исследования на электронном микроскопе марки BS-500 в режиме просвечивания и микродифракции электронов. Для этого производилось химическое травление кремниевой подложки с тыльной, необлученной стороны образца.

Образцы облучались при комнатной температуре на установке ИЛЭ-3 ионами  $Fe^+$  с энергией 40 кэВ, дозами от  $6 \cdot 10^{16}$  до  $4 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>. Изохронный ступенчатый термоотжиг имплантированных образцов проводился в атмосфере азота в интервале от 20 до 600 °С с шагом в 50° и временем отжига при заданной температуре 30 мин. Импульсный отжиг светом ксеноновых ламп длительностью 100 мс осуществлялся на установке «УОЛ. П-1». Лазерный импульсный отжиг длительностью 40 нсек проводился светом с длиной волны излучения 0.69 мкм при заданной плотности энергии излучения в интервале от 0.1 до 3 Дж/см<sup>2</sup>.

Оптические характеристики (пропускание и отражение при угле падения зондирующего луча 15°) измерялись на спектрофотометре «Спекорд М40» в диапазоне 50 000—11 000 см<sup>-1</sup>. Спектры ФМР исследовались при комнатной температуре на частотах 9.3 и 35 ГГц на спектрометрах «Varian E-12» и «ERS-230°». Коэрцитивная сила  $H_c$  измерялась с помощью магнитометра, работающего на основе магнитооптического экваториального эффекта Керра, собранного по двухлучевой компенсационной схеме. В нем в качестве зондирующего луча использовался плоскополяризованный свет лампы накаливания. При регистрации кривых намагничивания магнитное поле менялось от 0 до  $\pm 5.5$  кЭ. Регистрация мессбауэровских спектров конверсионных электронов (МКЭ) проводилась на спектрометре «NP-255» с источником  $Co^{57}$  в Сг (МИКХ-3) и проточным пропорциональным счетчиком конверсионных электронов. Спектры обрабатывались на ЭВМ EMG-666 по методу наименьших квадратов. Рентгеновские дифрактограммы регистрировались на приборе «УРС-2.0» в режиме скользящего пучка, позволяющего, как показано в [10], получать рентгеноструктурные данные от слоя толщиной  $\sim 800$  Å.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Значительное увеличение показателя поглощения  $SiO_2$  после ионной бомбардировки [6] обусловлено поглощением света свободными носителями образовавшихся металлических частиц. При обычных значениях концентрации свободных электронов в металлах ( $10^{22}$ — $10^{23}$  см<sup>-3</sup>) и толщине слоя, содержащего металлические частицы в несколько сот ангстрем, коэффициент наведенного поглощения может достигать значений  $10^4$ — $10^6$  см<sup>-1</sup> [11], что совпадает с полученными экспериментальными данными [6]. Наблюдавшийся рост поглощения с дозой имплантации связан с увеличением объемной доли сформированного в диэлектрике металла.

Наличие наведенного поглощения, обусловленного частицами железа, позволило экспериментально методом послойного химического травления в 0.1%-ном водном растворе HF определить максимальную глубину залегания частиц. Для этого измерялось оптическое поглощение образцов после каждого стравливания имплантированного слоя на глубину  $\sim 50$  Å и фиксировался момент, когда исчезало наведенное после имплантации дополнительное поглощение. Общая толщина удаленного при этом слоя, измеренная с помощью интерференционного микроскопа МИИ-11, составила  $560 \pm 50$  Å. Это значение хорошо согласуется с теоретической оценкой глубины проникновения в  $SiO_2$  ионов  $Fe^+$  с энергией 40 кэВ, полученной с использованием теории Линхарда—Шарфа—Шютта [12]. По этим оценкам наибольшая глубина проникновения ионов составляет около 600 Å, средний проективный пробег ионов  $R_p$  — 270 Å, а среднеквадратичный разброс пробегов  $\Delta R_p$  — 100 Å.

Таблица 1

Сверхтонкое расщепление ( $H_{св}$ ), квадрупольное расщепление (КР), изомерный сдвиг (ИС), площади компонент (ПК) в мессбауэровских спектрах железа в  $SiO_2$  и  $Si-SiO_2$

Образец, доза облучения, температура отжига	Идентифицированная фаза Fe	$H_{св}$ , кЭ	КР, мм/с	ИС, мм/с	ПК, %
$SiO_2$ $1.4 \cdot 10^{17}$ ион/см <sup>2</sup> —	$\alpha$ -Fe	330	—	0	50
	$Fe_{окт}^{3+}$	—	0.98	0.38	44
	Суперпарамагнитный металл	—	—	0	5
$SiO_2$ $1.4 \cdot 10^{17}$ ион/см <sup>2</sup> 450 °C	$Fe_{окт}^{3+}$	—	0.88	0.39	61
	Суперпарамагнитный металл	—	—	0	39
$SiO_2$ $1.4 \cdot 10^{17}$ ион/см <sup>2</sup> 600 °C	$\alpha$ - $Fe_2O_3$	510	0.15	0.41	28
	Суперпарамагнитная окись	—	—	0.40	52
	$Fe_{окт}^{3+}$	—	0.90	0.38	20
$Si-SiO_2$ $2.5 \cdot 10^{17}$ ион/см <sup>2</sup> —	$\alpha$ -Fe	320	—	0	70
	$Fe_{окт}^{3+}$	—	0.99	0.26	30

Наиболее полная информация о фазовом составе имплантированных слоев  $SiO_2$  была получена с помощью МСКЭ и рентгеноструктурного анализа.

Анализ МСКЭ показал (рис. 1, табл. 1), что имплантированное в стекло железо может образовывать несколько фаз. Основной является ферро-

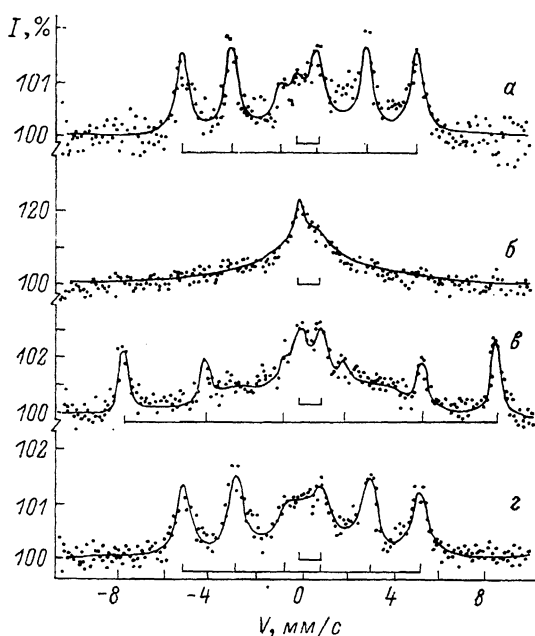


Рис. 1. Мессбауэровские спектры имплантированных поверхностных слоев.

$a$  —  $SiO_2$  ( $1.4 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>) до отжига,  $б$  — после отжига при 500 °C,  $в$  — после отжига при 600 °C,  $2$  —  $Si-SiO_2$  ( $1.4 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>). Точки — эксперимент. Сплошная линия — спектры, смоделированные на ЭВМ с использованием параметров табл. 1.

магнитная с параметрами МСКЭ, характерными для металлического  $\alpha$ -Fe. Соотношение линий в спектре этой фазы (близкое к 3 : 4 : 1 : 1 : 4 : 3) показывает, что вектор намагниченности частиц лежит в плоскости образца. Вторая фаза представлена квадрупольным дублетом с параметрами [13], характерными для изолированных ионов  $Fe^{3+}$  в октаэдрическом кислородном окружении ( $Fe_{окт}^{3+}$ ). В отличие от плавленного кварца

частицы  $\alpha$ -Fe, образующиеся после имплантации в окисной пленке на поверхности кремния, имеют сверхтонкое поле на ядре  $H_{св} = 320$  кЭ. Сравнение с параметрами МСКЭ сплавов Fe—Si говорит о том, что в таких частицах имеется незначительная (около 1 %) примесь кремния. Заметное (на 25—30 %) уширение линий от железа в МСКЭ и на рентгеновских дефектограммах по сравнению с массивным железом обязано, по-видимому, повышенной дефектности кристаллической решетки сформированных частиц по сравнению с массивным  $\alpha$ -Fe. То, что для металла, подвергнутого ионной бомбардировке, характерна высокая степень дефектности, подтверждается данными работы [14], где исследовались статические напряжения, возникающие при бомбардировке  $\alpha$ -Fe ионами  $Fe^+$ .

\* Из данных МСКЭ следует, что в процессе термического отжига происходит распад ферромагнитных частиц  $\alpha$ -Fe, которые при температуре отжига 450—500 °С за счет уменьшения размеров переходят в суперпарамагнитное состояние. При этом возрастает доля изолированных ионов  $Fe^{3+}$ , связанных с кислородом матрицы. При более высокой температуре отжига (600 °С) процесс окисления металлического железа завершается образованием частиц  $\alpha$ - $Fe_2O_3$ , часть из которых суперпарамагнитна.

Анализ рентгеновских дифрактограмм подтвердил, что при дозах выше  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> основным соединением, сформировавшимся в поверхностном слое, является поликристаллическое  $\alpha$ -Fe. Причем вычисленные значения межплоскостных расстояний синтезированных частиц оказались в среднем на 0.1 Å меньше, чем в массивном металле (табл. 2).

Таблица 2

Межплоскостные расстояния (Å) в частицах  $\alpha$ -Fe до (1) и после (2) лазерного воздействия и в массивном  $\alpha$ -Fe (3)

Образец	Отражательные плотности ( $nkl$ )		
	(110)	(200)	(211)
1	$2.011 \pm 0.006$	$1.407 \pm 0.006$	$1.163 \pm 0.004$
2	$2.020 \pm 0.006$	$1.422 \pm 0.006$	$1.170 \pm 0.003$
3	2.0268	1.4332	1.1702

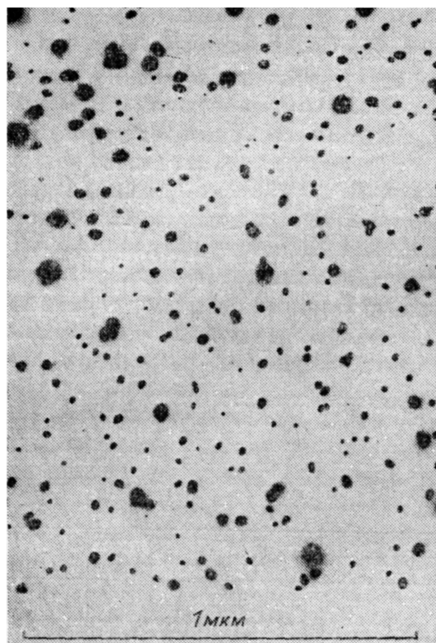
Изучение имплантированных образцов с помощью ФМР показало, что положение резонансной линии поглощения существенно зависит от ориентации плоскости образца относительно внешнего магнитного поля. Такое различие в резонансных полях определяется разницей размагничивающих факторов в плоскости слоя и перпендикулярно к нему, что в свою очередь является следствием анизотропии формы частиц — они сплюснуты в плоскости образца. Для уменьшения магнитостатической энергии при анизотропной форме частиц вектор намагниченности стремится занять положение вдоль длинной оси частиц, поэтому намагниченность в частицах ориентирована параллельно поверхности образца. Это согласуется с данными МСКЭ. Анализ спектров ФМР, измеренных на частотах 9.3 и 35 ГГц при двух ориентациях (параллельной и перпендикулярной) плоскости образца относительно внешнего магнитного поля, с помощью модифицированного уравнения Киттеля [15, 16] позволил вычислить значения разности размагничивающих факторов вдоль и перпендикулярно поверхности  $\Delta N$ , а также оценить вклад магнитной кристаллографической анизотропии  $H_k$  в условия резонанса

$$(\omega/\gamma)^2 = (H_{\parallel} - H_k)(H_{\parallel} - H_k + 4\pi\Delta N M_{\text{эфф}}),$$

$$\omega/\gamma = H_{\perp} - H_k - 4\pi\Delta N M_{\text{эфф}} \cos \theta.$$

Полученное значение  $\Delta N$  увеличивалось от 0.142 до 0.32 при возрастании дозы облучения соответственно от  $8 \cdot 10^{16}$  до  $3 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>. Предпо-

лагая, что ферромагнитные частицы  $\alpha$ -Fe имеют форму дисков, по формуле Осборна [17] определили отношение диаметра частиц к их толщине, которое в этом интервале доз растет от 1.4 до 2.3. Это означает, что при увеличении дозы облучения в указанном интервале рост частиц Fe происходит в основном в плоскости, параллельной поверхности образца, а их горизонтальные размеры с учетом фактора заполнения и распределения внедренных атомов Fe по глубине изменяются в интервале от 150 до 1000 Å.



Расчеты показали, что  $H_k \sim K_1/M_{эфф}$  в 3—5 раз меньше величины, ожидаемой для металла с хорошо упорядоченной кристаллической структурой, константа анизотропии которого  $K_1 = 4.7 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>, а эффективная намагниченность  $M_{эфф} = 1700$  Гс. Это, на наш взгляд, также связано с повышенной дефектностью структуры частиц  $\alpha$ -Fe, образующихся в процессе имплантации, когда уже сформировавшиеся частицы металла подвергаются воздействию высокоэнергетических ионов Fe<sup>+</sup>. Значения  $H_k$  и  $K_1$ , полученные из спектров ФМР для двух доз облучения, приведены в табл. 3.

В имплантированных окисных пленках на кремнии удалось с по-

Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение частиц  $\alpha$ -Fe в Si—SiO<sub>2</sub> (доза  $1.4 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>).

мощью электронного микроскопа непосредственно наблюдать ММЧ и оценить их горизонтальные размеры (рис. 2). Изучение колец микродифракции от окисных слоев кремния с такими частицами подтвердило данные МСКЭ и рентгенофазового анализа об образовании частиц  $\alpha$ -Fe. Анализ микрофотографий показал, что для таких частиц характерен значительный разброс по размерам при общей тенденции увеличения средних горизонтальных размеров с увеличением дозы имплантации. Например, при дозе  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> наблюдались частицы с размерами от 50 до 150 Å, а при дозе  $3 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> наиболее часто встречающиеся частицы имели размеры от 200 до 600 Å.

Таблица 3

Значения магнитной кристаллографической анизотропии ( $H_k$ ), константа магнитной кристаллографической анизотропии  $K_1$ , коэрцитивной силы  $H_c$  имплантированных слоев SiO<sub>2</sub> до и после лазерного воздействия

Доза облучения, $10^{17}$ ион/см <sup>2</sup>	Плотность мощности лазерного излучения, $10^7$ Вт/см <sup>2</sup>	$H_k$ , Гс	$10^5 K_1$ , эрг/см <sup>3</sup>	$H_c$ , Э
1.0	—	90	0.78	8
	2	325	2.8	35
1.4	—	110	0.94	45
	3	525	4.46	115

Значения коэрцитивной силы также существенно зависят от дозы облучения (рис. 3). Первоначальный рост значений  $H_c$  обусловлен, оче-

видно, ростом доли однодоменных частиц в слое. Такие частицы, как известно, отличаются высокими значениями коэрцитивной силы. Критический размер однодоменности для железа равен  $200 \text{ \AA}$  [2]. Полученные выше данные свидетельствуют, что в интервале доз от  $10^{17}$  до  $3 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> происходит эффективное формирование частиц  $\alpha$ -Fe с размерами, характерными для однодоменных частиц. После достижения максимальных значений  $H_c$ , когда число однодоменных частиц в слое максимально, коэрцитивная сила с увеличением дозы облучения начинает уменьшаться. Это, очевидно, связано с дальнейшим увеличением средних размеров

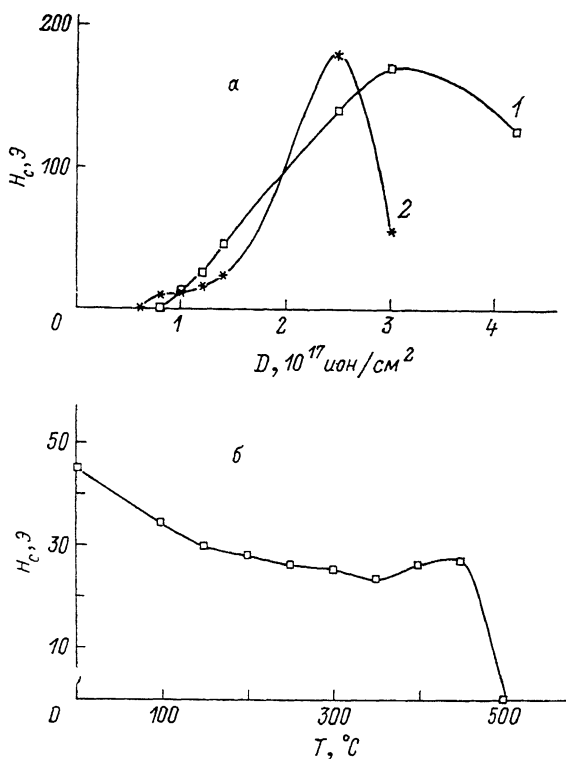


Рис. 3. Изменение коэрцитивной силы  $H_c$ .

а — имплантированных  $\text{SiO}_2$  (1) и  $\text{Si-SiO}_2$  (2) с ростом дозы облучения; б — имплантированного  $\text{SiO}_2$  (доза  $1.4 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>) при термоотжиге.

частиц и возникновением вследствие этого в них многодоменных состояний, при которых перемагничивание происходит в первую очередь за счет движения доменных стенок, что требует меньших энергий и соответственно меньших магнитных полей, чем для однодоменных частиц, перемагничивание которых происходит однородным вращением намагниченности.

Ферромагнитные свойства имплантированного слоя исчезают во время изохронного термоотжига в бескислородной атмосфере при температуре выше  $450^\circ\text{C}$  (рис. 3). При этом происходит распад частиц  $\alpha$ -Fe и формирование частиц  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  за счет взаимодействия атомов железа с кислородом матрицы  $\text{SiO}_2$ . Образование  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  после отжига было идентифицировано с помощью рентгенофазового анализа и МСКЭ. Измерения коэффициентов пропускания и отражения позволили, используя уравнения Френеля и расчет на ЭВМ по методу, описанному в [18, 19], получить для тонких имплантированных слоев спектральные зависимости показателя преломления  $n$  и коэффициента экстинкции  $\kappa$ . На основе этих измерений были рассчитаны дисперсные зависимости действительной и мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости, соответственно  $\epsilon_1 = n^2 - \chi^2$  и  $\epsilon_2 = 2n\kappa$ . Анализ спектральной зависимости  $\epsilon_2$  позволяет сделать заключение о природе поглощения оптического излучения в имплан-

тированном слое. В частности, зависимость  $\epsilon_2$  (рис. 4, а) характерна для ультрадисперсных пленок, сформированных из малых металлических частиц [19]. Такое поведение  $\epsilon_2$  с частотой удовлетворительно описывается моделью Дэвида—Шопера, в которой двумерно расположенные частицы имеют форму сплюснутых эллипсоидов вращения, короткая ось которых перпендикулярна подложке [19]. Наблюдаемый максимум спектральной зависимости  $\epsilon_2$  в области 2 эВ обязан резонансному характеру поперечных колебаний электронной плотности в металлических частицах, возбуждаемых падающей электромагнитной волной, так называемому резонансу оптической проводимости [19].

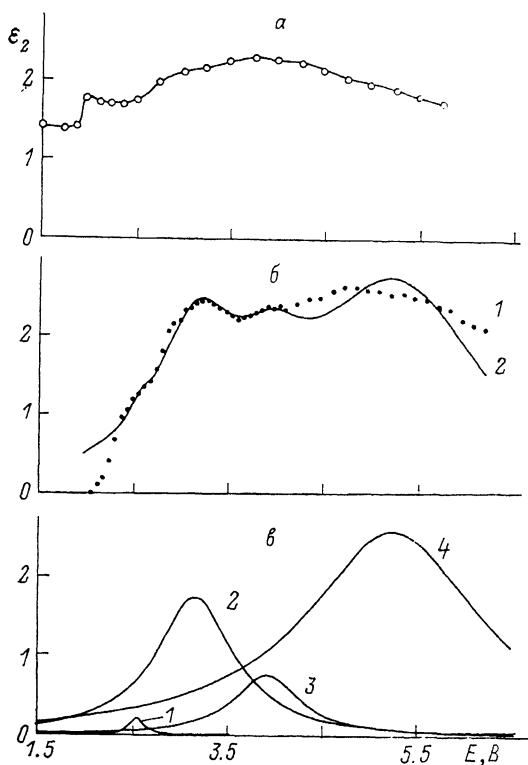


Рис. 4. Спектральная зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon_2$  имплантированного железом  $\text{SiO}_2$  (доза  $1.4 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>).

а — до отжига; б — после отжига при 600 °С (1 — эксперимент, 2 — смоделированная кривая), в — результат разложения кривой б на компоненты.

Вид спектральной зависимости  $\epsilon_2$  после термического отжига существенно меняется (рис. 4, б). Разложение оптического поглощения отожженного образца на отдельные полосы поглощения, аппроксимированные лоренцевой формой, было проведено на ЭВМ путем подбора трех параметров (положения максимума поглощения, полуширины на полувысоте, интенсивности) для четырех полос поглощения (рис. 4, в). Сравнение с литературными данными [20, 21] показывает, что выделенные полосы поглощения характерны для тонких пленок  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , нанесенных на прозрачные диэлектрики. Слабая полоса 1 (рис. 4, в) с максимумом при  $20\,490\text{ см}^{-1}$  может быть приписана запрещенному  $d-d$ -переходу  $\text{Fe}^{3+}$  (вероятно, типа  $6A_1 \rightarrow 4T_2$  ( $4D$ )). Интенсивные полосы 2 и 3 с максимумами при  $25\,730$  и  $31\,860\text{ см}^{-1}$  характерны для оптических переходов с переносом заряда типа  $O2p \rightarrow \text{Fe}3d$ ; полосу 4 с максимумом при  $43\,230\text{ см}^{-1}$  можно соотнести с полосой с переносом заряда  $O2p \rightarrow \text{Fe}4s$ . Аналогичные изменения в оптических спектрах, связанные с окислением  $\alpha\text{-Fe}$  до  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , наблюдались при отжиге образцов светом ксеноновых ламп длительностью 100 мс.

В отличие от термического или лампового отжига, импульсное лазерное воздействие длительностью 40 нс на имплантированные образцы кварцевого стекла не приводило к переходу  $\alpha$ -Fe в  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Более того, происходило увеличение  $H_c$  в несколько раз (табл. 3). Расчеты, проведенные нами по методу, описанному в [22], при условии, что сама матрица SiO<sub>2</sub> на этой длине волны практически прозрачна, а свет поглощается делокализованными электронами частиц  $\alpha$ -Fe, показали, что температура ММЧ должна достигать 800—1000 °С. После такого лазерного отжига (ЛО) величины межплоскостных расстояний в частицах  $\alpha$ -Fe с точностью до 0,005 Å совпали со значениями, характерными для массивного металла (табл. 2). Было зарегистрировано также уменьшение ширины линий рефлексов от  $\alpha$ -Fe на рентгеновских дифрактограммах на 20—25 %.

В спектрах ФМР после ЛО резонансные линии при параллельной ориентации заметно сдвигались в сторону больших полей, а при перпендикулярной — в сторону меньших. Анализ спектров ФМР после ЛО показал, что значение  $K_1$  константы магнитной кристаллографической анизотропии возросло по сравнению с исходным в 4—5 раз (табл. 3). Несколько изменилось и соотношение размеров частиц в плоскости пленки и перпендикулярно к ней — частицы стали менее плоскими. Однако, по нашим оценкам, только изменение формы и размеров частиц не может привести к наблюдаемому увеличению  $H_c$  и смещению резонансных линий ФМР. Уменьшение после ЛО разности резонансных полей  $H_{||}$  и  $H_{\perp}$ , а также данные рентгенофазового анализа не согласуются и с известным механизмом увеличения  $H_c$  за счет возникновения механических напряжений, тем более что из сравнения межплоскостных расстояний в частицах  $\alpha$ -Fe до и после лазерного отжига ясно, что лазерный отжиг приводит к снятию послеимплантационных напряжений в частицах, а не к их возникновению.

Существенное изменение магнитных свойств ММЧ после ЛО связано, на наш взгляд, в первую очередь с уменьшением дефектности их структуры, что согласуется с данными рентгенофазового анализа (уменьшается ширина линий рефлексов). Уменьшение дефектности приводит к росту константы магнитной кристаллографической анизотропии и выражается в росте поправки  $H_k$  в спектрах ФМР, а также в увеличении коэрцитивной силы  $H_c \sim K_1/M_s$  (табл. 3).

Таким образом, показано, что магнитные и оптические свойства стеклообразного SiO<sub>2</sub>, подвергнутого бомбардировке ионами Fe<sup>+</sup> дозами от  $6 \times 10^{16}$  до  $4 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>, определяются наличием в поверхностном слое заглубленных ферромагнитных частиц  $\alpha$ -Fe. Изменение коэрцитивной силы при росте дозы имплантации обусловлено увеличением размеров частиц: первоначально формированием преимущественно однодоменных частиц, а затем переходом их в многодоменное состояние. С ростом дозы облучения размеры частиц увеличиваются в основном в плоскости образца, в результате чего они имеют сплюснутую форму. В отличие от массивного металла сформированные ионной имплантацией частицы имеют большую дефектность кристаллической решетки и меньшие значения константы магнитокристаллографической анизотропии. Импульсный наносекундный лазерный отжиг приводит к упорядочению их кристаллической структуры, параметры которой после лазерного отжига практически совпадают с массивным  $\alpha$ -Fe, а также к увеличению константы магнитокристаллической анизотропии и коэрцитивной силы. Малая длительность импульса ограничивает процесс окисления  $\alpha$ -Fe до  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, который наблюдается при миллисекундном ламповом отжиге или обычном термическом отжиге.

В заключение авторы благодарят Н. В. Курбатову, Г. Г. Лексину, В. А. Шустова, и Я. В. Фаттахова за помощь в проведении эксперимента.



- [1] Крайдер М. Х. // В мире науки. 1987. № 12. С. 46—50.
- [2] Петров Ю. И. Кластеры и малые частицы. М., 1986. 367 с.
- [3] Scholten D., Burggraf A. J. // Sol. St. Ionics. 1985. V. 16. P. 147—154.
- [4] Ohkubo M., Hioki T., Kawamoto J. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 7. P. 3069—3074.
- [5] Mc Harque C. J., Farlow G. S., Sklad P. S., White C. W., Perez A., Kornilios N., Marest G. S. // Nucl. Instr. and Meth. Physics Research. 1987. N B19/20. P. 813—821.
- [6] Бухараев А. А., Казаков А. В., Манапов Р. А., Хайбуллин И. Б., Яфаев Н. Р. // Физ. и хим. стекла. 1986. Т. 12. № 3. С. 376—378.
- [7] Казаков А. В., Бухараев А. А., Хайбуллин И. Б., Яфаев Н. Р. // А. с. 1347789. БИ. 1989. № 34. С. 272.
- [8] Perez A., Treilleux M., Carra T., Griscom D. L. // J. Mater. Res. 1987. V. 2. N 6. P. 910—917.
- [9] Perez A., Treilleux M. // Nucl. Instrum. and Meth. in Physics Research. 1988. N B32. P. 272—278.
- [10] Штыцуляк Н. И., Якимов И. И., Литвинцев В. В. // ПТЭ. 1988. № 5. С. 181—184.
- [11] Петров Ю. И. Физика малых частиц. М., 1982. 360 С.
- [12] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Кушахов М. А., Темкин М. М. Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей. Минск, 1980. 352 С.
- [13] Kurkjian C. R., Sigety E. A. // Phys. Chem. Qlasses. 1968. V. 9. N 3. P. 73—83.
- [14] Диденко А. Н., Козлов Э. В., Шаркеев Ю. П., Рябчиков А. И., Литачев А. Е., Пущкарева Г. В., Пауль А. В., Арбузов Н. М., Никонова И. В. // Поверхность. 1989. № 3. С. 120—131.
- [15] Wigen P. E., Kooi C. F., Shanabarger M. R., Cummings U. K., Baldwin M. E. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 4. P. 1137—1139.
- [16] Скроцкий Г. В., Курбатов Л. В. Ферромагнитный резонанс. М., 1961. 343 с.
- [17] Marton J. P., Schlesinger M. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 11. P. 4529—4533.
- [18] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. 805 с.
- [19] Rasiqii G., Petrakia J. P., Rasiqii M., Palmeri J. P. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1976. V. 9. N 12. P. 325.
- [20] Gardner R. F., Swett F., Tanner D. W. // J. Phys. Chem. Solids. 1963. V. 24. N 10. P. 1183—1196.
- [21] Chen C. T., Cahan B. D. // J. Opt. Soc. Am. 1981. V. 71. N 8. P. 932—934.
- [22] Бабаджан Е. И., Косачев В. В., Лохов Ю. И., Рязанов М. И. // Физ. и хим. обр. матер. 1983. № 1. С. 13—16.

Казанский

физико-технический институт

Поступило в Редакцию  
14 мая 1990 г.