

Магнитооптические исследования фазовой H – T -диаграммы многослойной пленки Fe/Si

А. Б. Чижик, Д. Н. Меренков, С. Л. Гнатченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: chizhik@ilt.kharkov.ua*

K. Fronc and R. Zuberek

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotnikow 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

Статья поступила в редакцию 21 марта 2001 г., после переработки 11 апреля 2001 г.

В температурном интервале 25–300 К проведены магнитооптические исследования процесса перемангничивания многослойной пленки Fe/Si, имеющей кубическую магнитокристаллографическую анизотропию. Обнаружено, что возрастание биквадратного обменного взаимодействия с понижением температуры вызывает спонтанный фазовый переход второго рода из коллинеарного антиферромагнитного состояния в неколлинеарное. Наличие в пленке кубической анизотропии приводит к появлению спонтанного и индуцированных магнитным полем фазовых переходов первого рода между неколлинеарными состояниями. Магнитооптические исследования позволили построить магнитную фазовую H – T -диаграмму многослойной пленки Fe/Si при ориентации внешнего поля вдоль оси трудного намагничивания [110]. Проведен расчет фазовой H – T -диаграммы в рамках модели, учитывающей билинейный обмен и кубическую анизотропию, константы которых I_1 и K предполагались не зависящими от температуры, а также биквадратный обмен с линейно зависящей от температуры константой I_2 . Получено удовлетворительное согласие экспериментальной и расчетной фазовых диаграмм.

У температурному інтервалі 25–300 К проведено магнітооптичні дослідження процесу перемангнічування багатшарової плівки Fe/Si, яка має кубічну магнітокристаллографічну анізотропію. Виявлено, що збільшення біквадратної обмінної взаємодії, яке відбувається при зниженні температури, викликає спонтанний фазовий перехід другого роду з колінеарного антиферромагнітного стану у неколінеарний. Наявність у плівці кубічної анізотропії призводить до виникнення спонтанного і індукованих магнітним полем фазових переходів першого роду між неколінеарними станами. Магнітооптичні дослідження дозволили побудувати магнітну фазову H – T -діаграму багатшарової плівки Fe/Si для орієнтації зовнішнього поля вздовж осі важкого намагнічування [110]. Проведено розрахунок фазової H – T -діаграми у межах моделі, яка враховує білінійний обмін і кубічну анізотропію, константи яких I_1 та K згідно з припущенням не залежать від температури, а також біквадратний обмін з лінійно залежною від температури константою I_2 . Одержано задовільну відповідність експериментальної та розрахункової фазових діаграм.

PACS: 75.70.Cn, 75.30.Kz, 75.30.Et

Введение

В последние годы магнитные свойства слоистой структуры Fe/Si исследуются достаточно интенсивно [1–6]. Особый интерес уделяется изучению устойчивых в этой структуре спиновых конфигураций, исследованию их поведения в зависимости от температуры и внешнего магнитного поля, что позволяет судить о характере обменного

взаимодействия между слоями железа. При изменении температуры наблюдается трансформация кривых намагничивания плёнок Fe/Si [1,3,6], которая находит объяснение в рамках теории, учитывающей конкуренцию билинейного и биквадратного обмена между слоями ферромагнитного металла [7,8]. Установлено [3,6], что изменение с температурой соотношения между энергиями билинейного и биквадратного обменно-

го взаимодействия приводит к изменению равновесной спиновой конфигурации основного состояния системы и влияет на спиновые конфигурации, устойчивые в магнитном поле. Однако до настоящего времени экспериментальная фазовая H - T -диаграмма слоистой структуры Fe/Si построена не была. Целью представляемой работы является исследование процесса перемангничивания многослойной пленки Fe/Si в широком температурном интервале, анализ экспериментальных результатов в рамках модели, учитывающей различную температурную зависимость констант билинейного и биквадратного обменного взаимодействия, а также построение магнитной фазовой H - T -диаграммы.

Эксперимент

Представлены результаты исследования процесса перемангничивания многослойной пленки $(\text{Fe}30 \text{ \AA}/\text{Si}15 \text{ \AA}) \times 11$, приготовленной методом магнетронного распыления на постоянном токе. В качестве подложки использована пластинка монокристалла GaAs. Исследования проведены с помощью меридионального эффекта Керра. Образец находился в оптическом гелиевом криостате, что позволило провести измерения в температурном интервале 25–300 К. Магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости пленки. Более подробно экспериментальная установка описана в [9], а приготовление образца — в работе [5].

Исследования магнитного резонанса показали, что многослойная пленка Fe/Si обладает кубической анизотропией и оси легкого намагничивания ориентированы в плоскости пленки вдоль направлений [100] и [010] [5]. Магнитооптические исследования при комнатной температуре позволили сделать вывод о существовании в многослойной пленке Fe/Si коллинеарных и неколлинеарных устойчивых спиновых структур, которые могут находиться как в стабильном, так и в метастабильном состоянии [5]. В представляемой работе процесс перемангничивания исследован в температурном интервале 25–300 К. По результатам экспериментов построена магнитная фазовая H - T -диаграмма для многослойной структуры Fe/Si в случае, когда магнитное поле направлено вдоль трудной оси [110].

На рис. 1 показаны типичные полевые зависимости угла вращения плоскости поляризации отраженного света Φ , измеренные при трех температурах в различных интервалах магнитного поля. Экспериментальные кривые нормированы на величину угла вращения плоскости поляризации в состоянии насыщения Φ_s . На представленных

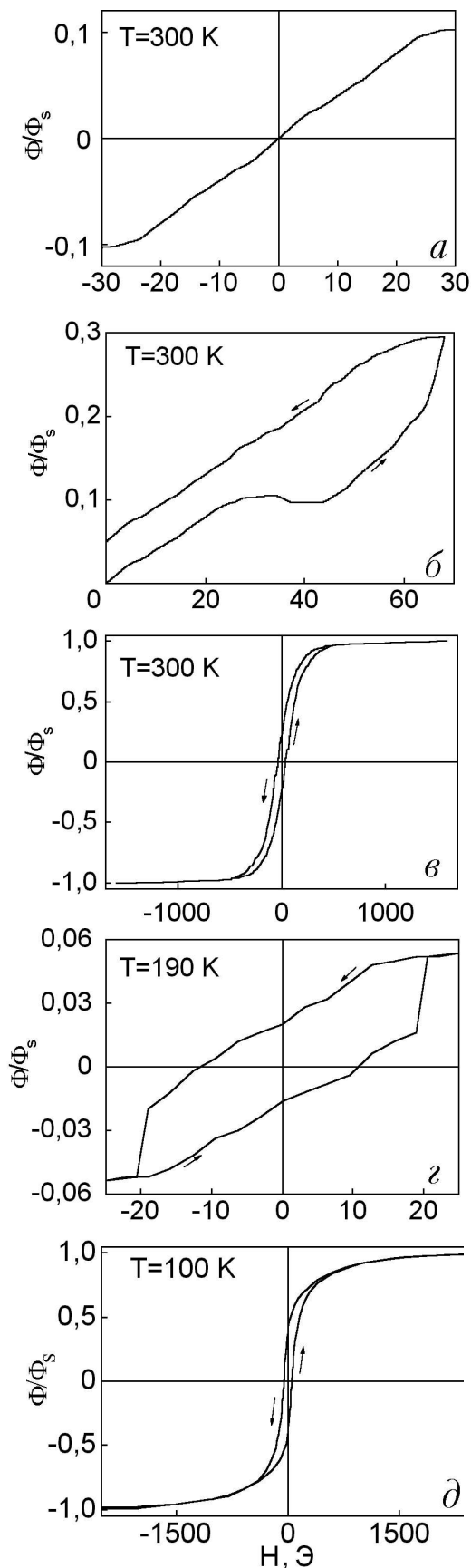


Рис. 1. Полевые зависимости угла вращения плоскости поляризации отраженного света, измеренные в многослойной плёнке $(\text{Fe}30 \text{ \AA}/\text{Si}15 \text{ \AA}) \times 11$ при различных температурах.

рисунках продемонстрированы характерные особенности зависимостей $\Phi(H)$, связанные с различными фазовыми переходами.

Кривые, приведенные на рис. 1, а, б, в, получены при температуре 300 К. Как видно на рис. 1, а, процесс намагничивания начинается из состояния, в котором величина керровского вращения равна нулю. В некотором интервале полей перемагничивание носит обратимый безгистерезисный характер. В поле около 70 Э (рис. 1, б) наблюдается относительно резкое увеличение угла керровского вращения, после которого с уменьшением поля система возвращается в состояние с ненулевым значением Φ при $H = 0$. По мере дальнейшего увеличения поля (рис. 1, в) наблюдается плавный рост угла вращения с выходом в насыщение при $H \approx 1500$ Э. Уменьшение магнитного поля до нуля, после того как пленка находилась в состоянии насыщения, возвращает систему в состояние с ненулевым значением Φ .

При понижении температуры наблюдались следующие изменения полевых зависимостей эффекта Керра.

— В температурном интервале 195–300 К вблизи $H = 0$ (рис. 1, а) происходило монотонное безгистерезисное изменение угла вращения. При температурах 170–195 К на зависимости $\Phi(H)$ в малых полях появлялся скачок и перемагничивание в окрестности $H = 0$ сопровождалось гистерезисом. Зависимость $\Phi(H)$, измеренная при $T = 190$ К в малых полях, приведена на рис. 1, з.

— Особенность на зависимостях $\Phi(H)$, наблюдавшаяся при комнатной температуре вблизи поля $H \approx 70$ Э (рис. 1, б), сохранялась в интервале температур 170–300 К. Величина магнитного поля, при достижении которого система возвращалась в состояние с ненулевым значением Φ при $H = 0$, уменьшалась с понижением температуры.

— При температурах ниже 170 К форма кривой перемагничивания изменилась. На рис. 1, д показана полевая зависимость эффекта Керра, измеренная при $T = 100$ К. На этой кривой отсутствуют особенности, наблюдавшиеся в малых полях при $T > 170$ К. Перемагничивание сопровождается гистерезисом при $H < 500$ Э. В больших полях наблюдается монотонный безгистерезисный рост керровского вращения с увеличением поля, как и при высоких температурах.

— С понижением температуры величина поля, в котором наблюдается насыщение на зависимостях $\Phi(H)$, возрастает.

Кроме полевых зависимостей $\Phi(H)$ нами была также измерена температурная зависимость эффекта Керра в отсутствие магнитного поля

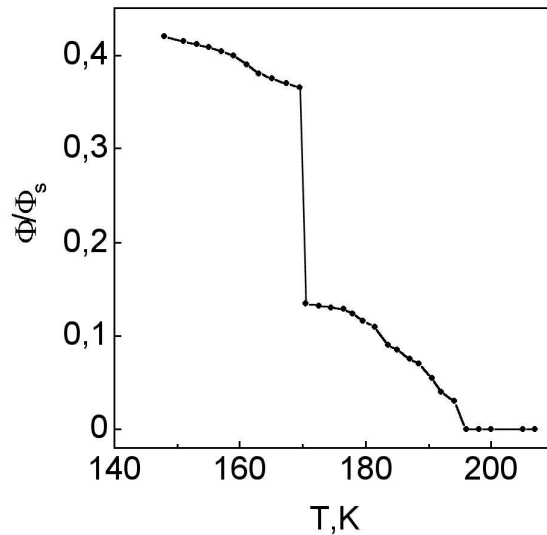


Рис. 2. Температурная зависимость угла вращения плоскости поляризации отраженного света, измеренная в нулевом магнитном поле.

(рис. 2). При $T = 300$ К в исследуемой пленке Fe/Si путем перемагничивания в малых полях создавалось состояние с нулевым значением керровского вращения при $H = 0$. Затем температура понижалась и измерялась зависимость $\Phi(T)$. В температурном интервале 195–300 К величина Φ равна нулю. При $T < 195$ К наблюдается плавное увеличение угла вращения с понижением температуры, а при температуре около 170 К на зависимости $\Phi(T)$ наблюдается скачок. Дальнейшее понижение температуры вызывает плавное увеличение угла керровского вращения.

Расчет фазовой диаграммы

Расчет фазовой диаграммы проведен в рамках теоретической модели, в которой учитывалось билинейное и биквадратное обменное взаимодействие между двумя магнитными слоями железа, разделенными немагнитной прослойкой, и кубическая анизотропия в слоях железа [7,8]. Предполагалось, что магнитные моменты внутри слоев железа упорядочены ферромагнитно и намагниченность в первом и втором слоях железа составляет углы θ_1 и θ_2 с легкой осью (направление [100]).

Выражение для энергии рассматриваемой системы имеет следующий вид:

$$E = I_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) + I_2 \cos 2(\theta_1 - \theta_2) + Kd (\cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_1 + \cos^2 \theta_2 \sin^2 \theta_2) - HMd [\cos(\theta_1 - \varphi) + \cos(\theta_2 - \varphi)], \quad (1)$$

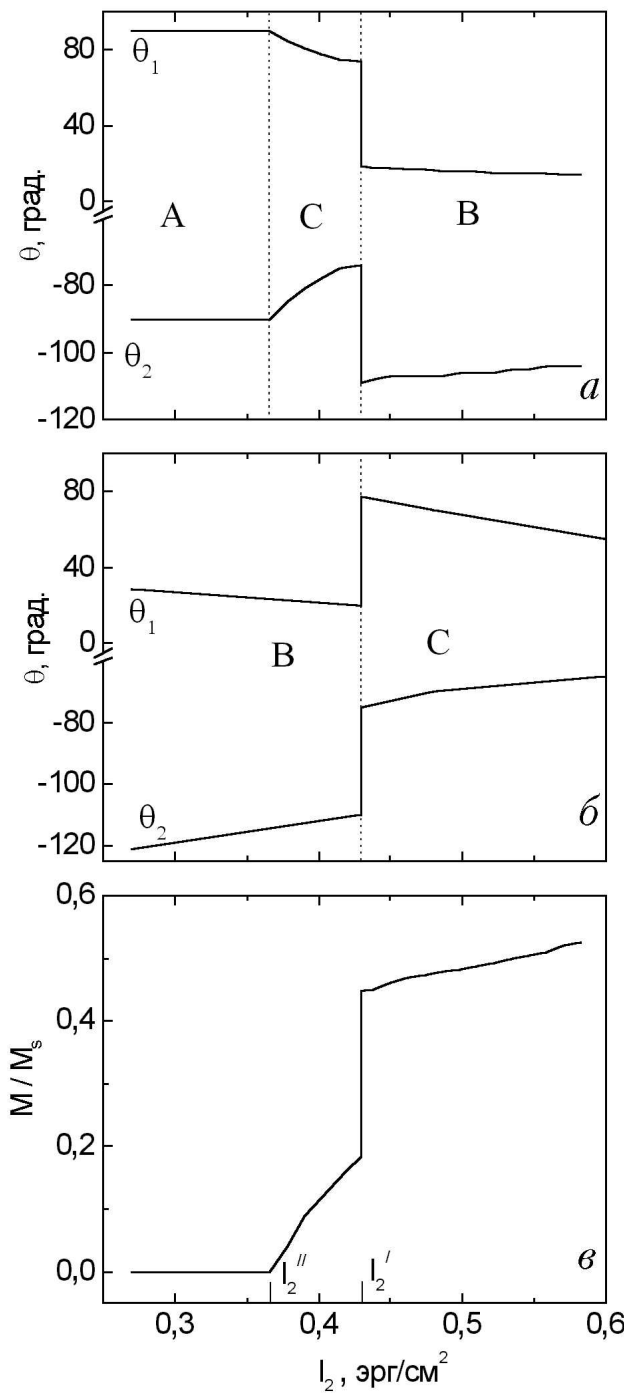


Рис. 3. Расчетные зависимости углов θ_1 и θ_2 для стабильных (а) и метастабильных (б) конфигураций, а также проекции суммарной намагниченности M/M_s (в) на направление [110] от параметра биквадратного обменного взаимодействия I_2 . А, В, С — области существования спиновых конфигураций, показанных на рис. 4.

где I_1 и I_2 — константы билинейного и биквадратного обменного взаимодействия; K — константа кубической анизотропии; H — внешнее магнитное поле; M — намагниченность насыщения; d —

толщина слоя Fe; ϕ — угол между направлением [100] и направлением магнитного поля.

С целью определения устойчивых спиновых конфигураций, которые могут существовать в рассматриваемой магнитной системе как стабильные или метастабильные, проведен численный анализ уравнения (1) при условии $H = 0$. Как показано в работах [1,6], константы билинейного обмена и кубической анизотропии в многослойной системе Fe/Si зависят от температуры в значительно меньшей степени, чем константа биквадратного обмена. Приняв это во внимание, мы учитывали в рассматриваемой модели изменение с температурой только биквадратного обмена. Таким образом, изменение спиновой конфигурации исследуемой системы при изменении температуры определяется константой I_2 . Значения констант $I_1 = 0,6$ эрг/см² и $K = 2,4 \cdot 10^5$ эрг/см² определены нами ранее при комнатной температуре [6]. По результатам численных расчетов построены трехмерные графики $E(\theta_1, \theta_2)$, из которых установлены значения пар углов θ_1 и θ_2 для устойчивых спиновых конфигураций. Расчетные зависимости $\theta_1(I_2)$ и $\theta_2(I_2)$ представлены на рис. 3. На рис. 3,а эти зависимости показаны для спиновых конфигураций, соответствующих абсолютному минимуму энергии, т. е. для стабильных состояний. На рис. 3,б приведены зависимости $\theta_1(I_2)$ и $\theta_2(I_2)$ для спиновых конфигураций, которые соответствуют локальным минимумам на энергетической поверхности $E(\theta_1, \theta_2)$, и могут существовать как метастабильные состояния.

Проведенные расчеты показали, что в исследованной системе в отсутствие внешнего магнитного поля могут реализоваться следующие спиновые конфигурации, соответствующие различным значениям константы биквадратного обмена I_2 (вид спиновых конфигураций показан на рис. 4):

1) при $I_2 < 0,37$ эрг/см² стабильна коллинеарная антиферромагнитная конфигурация А, неколлинеарные конфигурации В могут существовать в метастабильном состоянии;

2) при $0,37$ эрг/см² $< I_2 < 0,43$ эрг/см² стабильны неколлинеарные конфигурации С, неколлинеарные конфигурации В могут существовать как метастабильные;

3) при $I_2 > 0,43$ эрг/см² стабильны неколлинеарные конфигурации В, неколлинеарные конфигурации С могут существовать в метастабильном состоянии.

Для сравнения с результатами эксперимента была рассчитана зависимость проекции суммарной намагниченности на направление [110] от константы I_2 . Приведенная на рис. 3,в зависи-

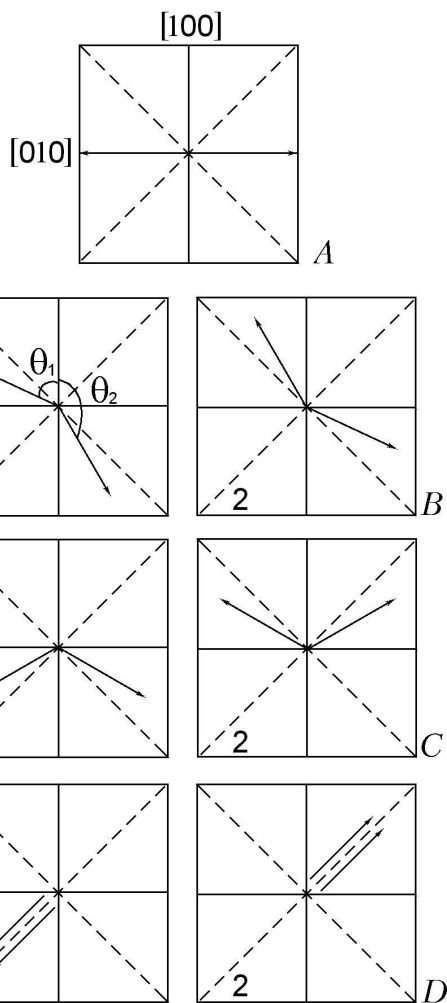


Рис. 4. Устойчивые спиновые конфигурации: *A* – коллинеарная конфигурация; *B*, *C* – неколлинеарные конфигурации; *D* – коллинеарная конфигурация в магнитном поле.

мость $M(I_2)$ нормирована на величину намагниченности насыщения M_s . Выбор направления $[110]$ обусловлен тем, что в экспериментах величина угла керровского вращения была пропорциональна проекции намагниченности на эту ось.

Нами также проведен расчет полевых зависимостей намагниченности рассматриваемой системы. Величины углов θ_1 и θ_2 в стабильных конфигурациях рассчитаны для различных значений H при фиксированном I_2 . Затем, зная θ_1 и θ_2 , мы определили проекцию намагниченности на направление $[110]$, вдоль которого ориентировано внешнее поле. На рис. 5 в различных масштабах магнитных полей показаны три характерные зависимости $M(H)$, которые рассчитаны для трех различных исходных спиновых конфигураций, устойчивых в нулевом поле (эти зависимости также нормированы на величину M_s):

1. $I_2 = 0,27$ эрг/см² (рис. 5,а). В отсутствие поля реализуется исходная антиферромагнитная коллинеарная спиновая конфигурация *A*. В магнитном поле спиновая структура становится неколлинеарной (состояние *C*), а намагниченность отличной от нуля. Отметим, что в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [110]$ в конфигурации *C* равенство $\theta_2 = 90^\circ + \theta_1$ перестает выполняться, т.е. магнитная конфигурация *C* становится несимметричной относительно направления внешнего поля. Увеличение поля приводит к плавному возрастанию намагниченности вследствие изменения угла между магнитными моментами слоев железа в состоянии *C*, а затем к фазовому переходу первого рода в состояние *B*, который сопровождается скачком на зависимости $M(H)$. При дальнейшем увеличении поля наблюдается плавный рост намагниченности вследствие изменения степени неколлинеарности состояния *B*, а затем система переходит в насыщенное коллинеарное состояние *D* путем фазового перехода второго рода.

2. $I_2 = 0,38$ эрг/см² (рис. 5,б). В отсутствие поля стабильной является неколлинеарная спиновая конфигурация *C*. Перемагничивание сопровождается скачком намагниченности, соответствующим фазовому переходу первого рода между двумя неколлинеарными состояниями *C*. Увеличение поля приводит, как и в первом случае, вначале к плавному возрастанию намагниченности в состоянии *C*, затем фазовому переходу первого рода из этого состояния в состояние *B* и дальнейшему плавному увеличению намагниченности в этом состоянии, а затем к фазовому переходу второго рода в насыщенное коллинеарное состояние *D*.

3. $I_2 = 0,47$ эрг/см² (рис. 5,в). В отсутствие поля стабильной является неколлинеарная спиновая конфигурация *B*. Перемагничивание сопровождается скачком намагниченности, соответствующим фазовому переходу первого рода между двумя неколлинеарными состояниями *B*. Увеличение магнитного поля сопровождается плавным увеличением намагниченности, соответствующим уменьшению угла между магнитными моментами слоев железа в неколлинеарной спиновой конфигурации *B* с последующим переходом второго рода в насыщенное коллинеарное состояние *D*.

По результатам проведенных расчетов была построена фазовая диаграмма в координатах $H-I_2$, представленная на рис. 6. Сплошными линиями показаны линии фазовых переходов первого рода между неколлинеарными состояниями *B* и *C*, а также неколлинеарными состояниями одного типа (типа *B* или *C*). Линия фазовых переходов

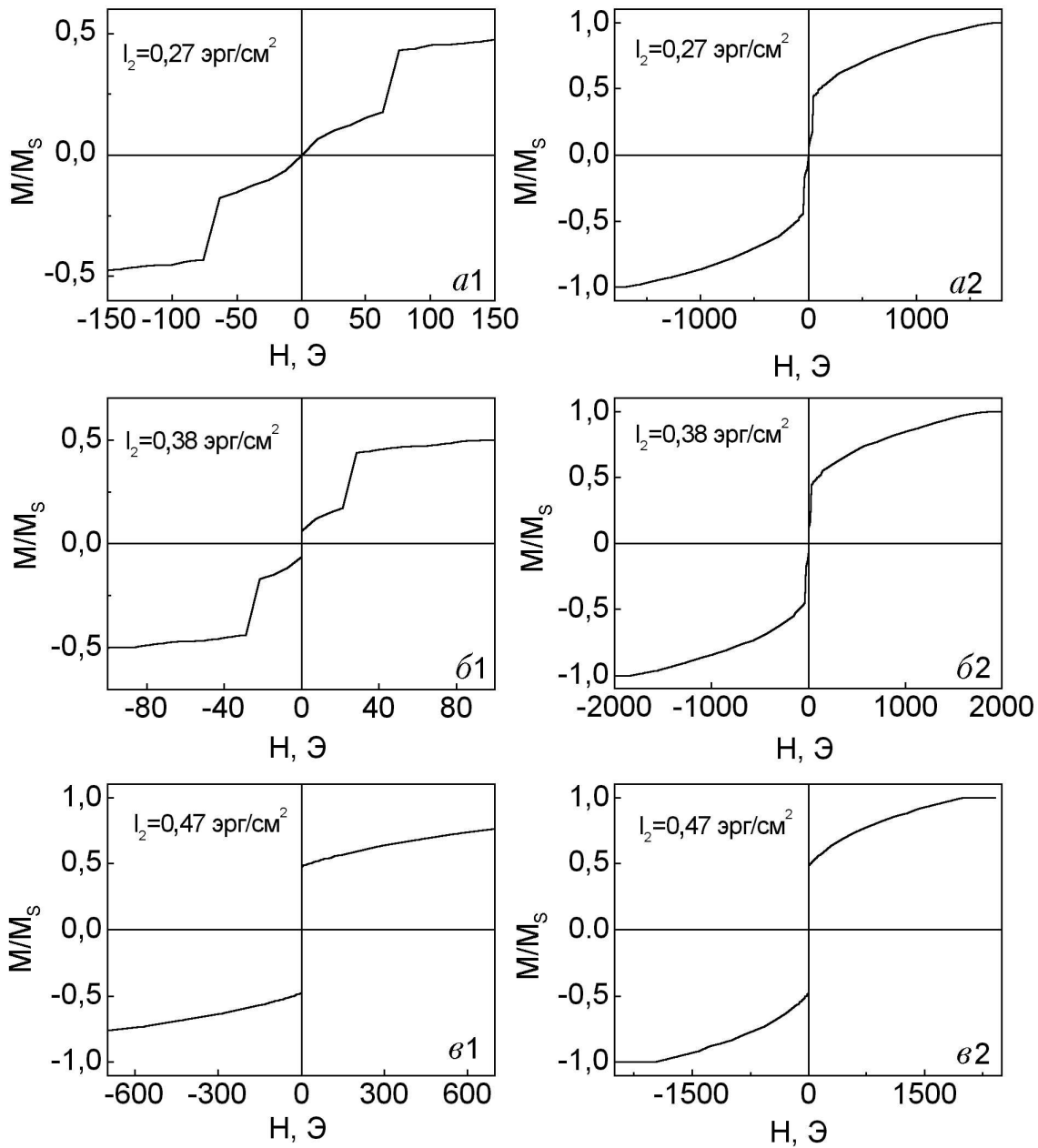


Рис. 5. Расчетные полевые зависимости проекции суммарной намагниченности на направление [110] для различных значений I_2 .

первого рода между состояниями одного типа соответствует на фазовой диаграмме $H = 0$. На этой линии существуют две особые точки. Точка I_2' соответствует фазовому переходу первого рода между неколлинеарными состояниями B и C . Точка I_2'' соответствует фазовому переходу второго рода между коллинеарным антиферромагнитным состоянием A и неколлинеарным состоянием C . Отметим, что эта точка одновременно является также критической точкой, которой заканчивается линия фазовых переходов первого рода между состояниями типа C .

Линии фазовых переходов второго рода из неколлинеарного состояния B в коллинеарное насыщенное состояние D на фазовой диаграмме (рис. 6) показаны пунктиром.

Обсуждение

Проведем сопоставление полученных экспериментальных данных с результатами расчета. Прежде всего сопоставим температурную зависимость угла керровского вращения (рис. 2) с расчетной зависимостью намагниченности $M(I_2)$, представленной на рис. 3, в. Принимая во внима-

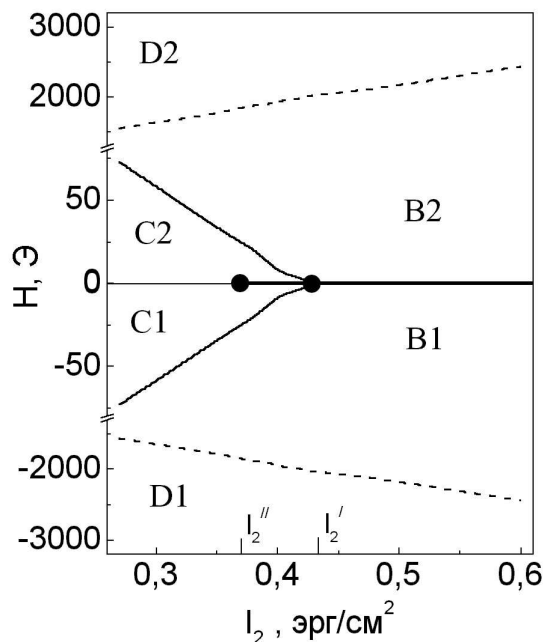


Рис. 6. Расчетная фазовая $H-I_2$ -диаграмма. Обозначены области существования различных магнитных фаз (см. рис. 4). При $H = 0$ и $I_2 < I_2''$ реализуется антиферромагнитное состояние A . Сплошными линиями на диаграмме показаны линии фазовых переходов первого рода, а пунктирными – линии фазовых переходов второго рода.

ние, что биквадратное обменное взаимодействие возрастает с понижением температуры, можно сделать вывод о хорошем качественном согласии этих зависимостей. Проанализировав экспериментальную зависимость $\Phi(T)$ и сопоставив ее с расчетной зависимостью $M(I_2)$, можно сделать вывод, что при $T \approx 195$ К в многослойной пленке Fe/Si происходит спонтанный фазовый переход второго рода между коллинеарным антиферромагнитным состоянием A и неколлинеарным состоянием C , а при $T \approx 170$ К происходит спонтанный фазовый переход первого рода между неколлинеарными конфигурациями B и C , который сопровождается скачком на зависимости $\Phi(T)$.

Понижение температуры приводит к уменьшению угла между магнитными моментами слоев железа в неколлинеарных конфигурациях B и C и, соответственно, к росту спонтанной намагниченности и угла керровского вращения (рис. 2). Таким образом, в отсутствие магнитного поля в многослойной пленке термодинамически стабильными могут быть структуры A , B и C , которые последовательно сменяют друг друга при понижении температуры.

Проведем теперь сравнение полевых зависимостей керровского вращения (рис. 1) и расчетных зависимостей намагниченности (рис. 5). Мо-

тонное безгистерезисное изменение керровского вращения в малых полях (рис. 1,а), наблюдаемое в интервале температур 195–300 К, связано с возникновением в магнитном поле неколлинеарной спиновой конфигурации C и изменением степени ее неколлинеарности по мере увеличения напряженности поля. Этот процесс является обратимым, что объясняет отсутствие гистерезиса.

В этом же температурном интервале на экспериментальных зависимостях $\Phi(H)$ при увеличении магнитного поля наблюдается особенность – вначале замедление, а затем резкое возрастание угла керровского вращения (рис. 1,б). После достижения поля, в котором наблюдается резкое возрастание угла керровского вращения, зависимость $\Phi(H)$ становится необратимой. Как отчетливо видно на рис. 1,б, на зависимости $\Phi(H)$ существует заметный гистерезис, а величина Φ не обращается в нуль при выведении магнитного поля. Этой особенности на зависимости $\Phi(H)$ (рис. 1,б) можно сопоставить скачок, сопровождающий переход первого рода между состояниями B и C на зависимости $M(H)$ (рис. 5,а1). Тогда поведение $\Phi(H)$ можно объяснить следующим образом. При достижении поля перехода из состояния C в состояние B наблюдается резкое возрастание угла керровского вращения. Отсутствие на экспериментальной зависимости $\Phi(H)$ четкого скачка может быть связано с неоднородностью образца. При выведении магнитного поля обратный переход из состояния B в состояние C не происходит, и состояние B существует в исследуемой пленке как метастабильное даже при $H = 0$. Возможность существования метастабильной конфигурации B в отсутствие поля подтверждается расчетом.

Дальнейшее увеличение поля приводит к уменьшению угла между магнитными моментами слоев железа в неколлинеарной конфигурации B , что сопровождается увеличением суммарного магнитного момента (рис. 5,а2) и, соответственно, угла керровского вращения (рис. 1,б), а также последующим переходом в насыщенное коллинеарное состояние D .

В интервале температур 170–195 К, где в нулевом поле термодинамически стабильна неколлинеарная конфигурация C , на зависимостях $\Phi(H)$ отсутствует безгистерезисный участок, наблюдавшийся в малых полях при более высокой температуре. Перемагничивание образца в малых полях осуществляется путем фазового перехода первого рода между состояниями одного типа ($C_1 \leftrightarrow C_2$). Переход сопровождается заметным гистерезисом (рис. 1,з). Этому переходу соответствует скачок

на расчетной зависимости $M(H)$ при $H = 0$ (рис. 5,б). Поведение многослойной пленки Fe/Si в больших полях в этом температурном интервале подобно ее поведению при $195 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$. При дальнейшем увеличении поля наблюдается переход первого рода в неколлинеарное состояние B , а затем переход второго рода в насыщенное коллинеарное состояние D .

При $T < 170 \text{ K}$ в отсутствие поля термодинамически равновесна неколлинеарная конфигурация B . В магнитном поле происходит перемангничивание многослойной пленки Fe/Si, сопровождаемое гистерезисом (рис. 1,д), что соответствует фазовому переходу первого рода между двумя состояниями типа B ($B_1 \leftrightarrow B_2$). Этому переходу соответствует скачок на расчетной зависимости $M(H)$ при $H = 0$ (рис. 5,в). С ростом поля, как и при более высоких температурах, в пленке наблюдается переход второго рода в насыщенное коллинеарное состояние D .

Проведенные экспериментальные исследования и расчеты позволили построить магнитную фазовую H - T -диаграмму многослойной пленки $(\text{Fe}30 \text{ \AA}/\text{Si}15 \text{ \AA}) \times 11$ в случае ориентации магнитного поля вдоль направления трудного намагничивания $[110]$. Полученная диаграмма приведена на рис. 7. Точками представлены результаты экспериментальных исследований, а линиями — результаты расчета.

Для того чтобы построить расчетную фазовую диаграмму в координатах H - T , необходимо определить температурную зависимость константы биквадратного обмена I_2 . Вначале мы установили соотношение между I_2 и T для нескольких температур. На этом этапе были выбраны четыре температуры, а именно максимальная и минимальная температуры исследованного диапазона (25 и 300 К) и две особые точки $T = 170 \text{ K}$ и $T = 195 \text{ K}$, в которых наблюдались спонтанные фазовые переходы между спиновыми конфигурациями. Для температур 170 и 195 К, как для особых точек на фазовой диаграмме, соотношение между I_2 и T легко устанавливается.

С целью определения соотношения между I_2 и T для температур 25 и 300 К мы сопоставили экспериментальные значения Φ/Φ_s с расчетным значением M/M_s (рис. 3) в нулевом магнитном поле. При определении величины I_2 для температуры 25 К предполагалось, что после выключения магнитного поля пленка не разбивается на домены, а остается однородной. Процесс же перемангничивания, т.е. образование доменов с противоположной ориентацией магнитного момента, начинается при включении поля в обратном на-

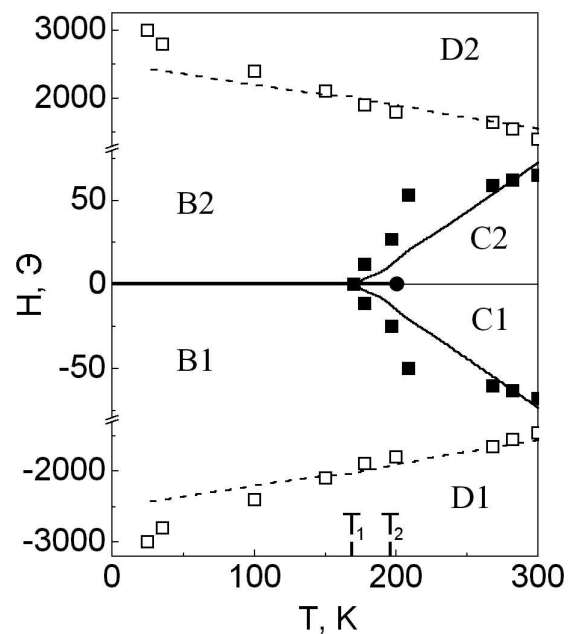


Рис. 7. Фазовая H - T -диаграмма многослойной пленки $(\text{Fe}30 \text{ \AA}/\text{Si}15 \text{ \AA}) \times 11$ с кубической анизотропией в случае ориентации внешнего поля вдоль оси трудного намагничивания $[110]$. Точками представлены экспериментальные результаты, линиями — результаты расчета. T_1 и T_2 — температуры спонтанных фазовых переходов.

правлении (рис. 1,д). В этом случае на основании экспериментально определенной величины Φ/Φ_s можно установить значения углов θ_1 и θ_2 . При $T = 25 \text{ K}$ и $H = 0$ $\Phi/\Phi_s = 0,52$, а углы $\theta_1 = 14^\circ$ и $\theta_2 = 104^\circ$. Используя рассчитанные зависимости $\theta_1(I_2)$ и $\theta_2(I_2)$, приведенные на рис. 3,а, определяем, что при $T = 25 \text{ K}$ величина I_2 равна $0,58 \text{ эрг}/\text{см}^2$. Аналогично было найдено значение I_2 для температуры $T = 300 \text{ K}$. В этом случае для определения константы I_2 использовалось экспериментальное значение Φ/Φ_s , измеренное не в термодинамически равновесной конфигурации A , где $\Phi/\Phi_s = 0$ при $H = 0$, а в метастабильной конфигурации B , реализовавшейся в исследуемой пленке после выведения магнитного поля. При $T = 300 \text{ K}$ и $H = 0$ в метастабильном состоянии B $\Phi/\Phi_s = 0,2$. Этому значению соответствуют углы $\theta_1 = 33^\circ$ и $\theta_2 = 123^\circ$ для магнитных слоев железа. Используя зависимости $\theta_1(I_2)$ и $\theta_2(I_2)$, приведенные на рис. 3,б, находим $I_2 = 0,27 \text{ эрг}/\text{см}^2$ при $T = 300 \text{ K}$.

Как следует из работы [3], температурная зависимость константы биквадратного обмена в многослойной плёнке Fe/Si может быть аппроксимирована линейной функцией. Найденные нами значения I_2 для четырех температур ($T = 25, 170, 195$ и 300 K) также хорошо описываются

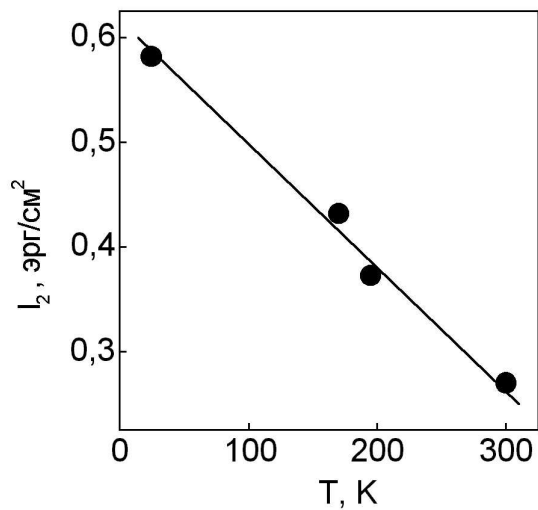


Рис. 8. Температурная зависимость константы биквадратного обменного взаимодействия.

линейной зависимостью (рис. 8). Полученная линейная зависимость $I_2(T)$ была использована при переходе от фазовой диаграммы, рассчитанной в координатах $H-I_2$ (рис. 6), к расчетной фазовой $H-T$ -диаграмме (рис. 7).

Как видно на рис. 7, наблюдается вполне удовлетворительное согласие экспериментальной и расчетной фазовых диаграмм. Это свидетельствует об адекватности описания всех возможных спиновых конфигураций, образующихся в многослойной пленке Fe/Si в широком диапазоне температур и магнитных полей, в рамках теоретической модели, учитывающей билинейный и биквадратный обмен, а также кубическую анизотропию. Отметим, что хорошее согласие расчетной и экспериментальной фазовых диаграмм получено в рамках упрощенного рассмотрения, учитывающего зависимость от температуры только биквадратного обменного взаимодействия при постоянных величинах билинейного обменного взаимодействия и магнитокристаллографической анизотропии. Поэтому можно сделать вывод, что именно изменение с температурой биквадратного обмена ответственно за трансформацию спиновой конфигурации многослойной пленки Fe/Si и кривых перемангничивания при изменении температуры.

Заключение

Как известно, билинейный обмен стимулирует коллинеарное, а биквадратный обмен — 90° -е упорядочение спинов. Наличие в многослойной пленке Fe/Si биквадратного обменного взаимодействия и кубической анизотропии, сравнимых по величине с билинейным обменным взаимодей-

ствием, приводит к образованию различных коллинеарных и неколлинеарных магнитных конфигураций и фазовым переходам между этими состояниями. При комнатной температуре, когда билинейный обмен преобладает над биквадратным, в пленке термодинамически равновесна коллинеарная конфигурация с антиферромагнитным упорядочением магнитных моментов слоев железа. Возрастание биквадратного обменного взаимодействия с понижением температуры вызывает трансформацию спиновой конфигурации в неколлинеарное состояние. Важную роль играет также кубическая анизотропия, наличие которой приводит к образованию в многослойной пленке Fe/Si неколлинеарных конфигураций двух типов. В системе возникают спонтанный и индуцированный магнитным полем фазовые переходы первого рода между неколлинеарными состояниями.

1. E. E. Fullerton and S. D. Bader, *Phys. Rev.* **B53**, 5112 (1996).
2. Y. Saito, K. Inomata, and K. Yusu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L100 (1996).
3. J. Kohlhepp, F. J. A. den Broeder, M. Valker, and A. van der Graaf, *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 431 (1997).
4. R. Zuberek, K. Fronc, R. Szymczak, M. Baran, E. Mosiniewicz-Szablewska, S. L. Gnatchenko, A. B. Chizhik, F. Stobiecki, and H. Szymczak, *J. Magn. Magn. Mater.* **196–197**, 83 (1999).
5. A. B. Chizhik, K. Fronc, S. L. Gnatchenko, D. N. Merenkov, and R. Zuberek, *J. Magn. Magn. Mater.* **213**, 19 (2000).
6. G. J. Strijkers, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1812 (2000).
7. M. Rühlig, R. Schäfer, A. Hubert, J. A. Wolf, S. Demokritov, and P. Grünberg, *Phys. Status Solidi A* **125**, 635 (1991).
8. V. V. Kostyuchenko and A. K. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mater.* **176**, 155 (1997).
9. S. L. Gnatchenko, A. B. Chizhik, D. N. Merenkov, V. V. Eremanov, H. Szymczak, R. Szymczak, K. Fronc, and R. Zuberek, *J. Magn. Magn. Mater.* **186**, 139 (1998).

Magneto-optical studies of the phase $H-T$ -diagram of the Fe/Si multilayered film

A. B. Chizhik, D. N. Merenkov, S. L. Gnatchenko, K. Fronc, and R. Zuberek

The magneto-optical studies into the process of magnetization reversal in the Fe/Si multilayered film with a cubic magnetocrystallographic anisotropy have been carried out in a temperature region 25–300 K. It is found that an increase in the biquadratic exchange interaction with decrease in temperature causes a spontaneous second-order phase transition from the collinear antiferromagnetic state to a noncollinear one. The presence of a cubic anisotropy in the film results in spontaneous and magnetic field

induced first order phase transitions between noncolinear states. The magneto-optical studies of the magnetization reversal curves made it possible to construct a magnetic phase H - T -diagram of the Fe/Si multilayered film for an external field directed along hard magnetic axis [110]. The phase H - T -diagram was calculated using the model that took into account the bilinear and biquadratic ex-

change interactions and the cubic anisotropy. It was supposed that the bilinear exchange constant I_1 and the cubic anisotropy constant K were independent of temperature whereas the biquadratic exchange constant I_2 changed linearly with temperature. A satisfactory agreement of the experimental and calculated phase diagrams is obtained.