МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК FeNi/Bi/FeNi

К.Г. Патрин[1,2], С.А. Яриков[1], Г.С. Патрин[1,2], В.Ю. Яковчук[2], А.И. Лямкин[1]

[1] Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041

[2] Институт физики им.Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, Красноярск, 660036

В работе представлены результаты исследований межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках FeNi/Bi/FeNi методом электронного магнитного резонанса. Показано, что заметную роль в формировании магнитного состояния пленочной структуры играет магнитная анизотропия на интерфейсе *пермаллой-висмут*. Установлено, что период осцилляций межслоевого взаимодействия составляет около 8 nm. Определены величины и температурные зависимости межслоевого обмена и интерфейсной анизотропии.

1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные пленочные магнитные структуры привлекают внимание исследователей поскольку, комбинируя очередность нанесения слоев, материалы как магнитного, так и немагнитного слоев, а также подбирая количество слоев в структуре можно создавать материалы, обладающие уникальными свойствами. Пленочные системы, состоящие из чередующихся слоев ферромагнитного металла и полупроводника [1], являются перспективными объектами для практического использования в устройствах спиновой электроники [2, 3]. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния. И в том случае, когда межслоевое взаимодействие является регулируемым, есть основание ожидать новых проявлений и эффектов. Если в качестве прослойки используются материалы с неметаллическим типом проводимости, а именно полупроводник, возникает возможность управлять свойствами прослойки и межслоевого взаимодействия (J) путем внешних воздействий (примеси, различного рода излучения, температура, магнитные поля и т.д.), что может иметь практическое значение. И хотя исследования в этом направлении достигли определенных успехов, имеется достаточное число проблем подлежащих решению. Так, обнаружено влияние интерфейса на формирование

магнитного состояния пленочной структуры Ni/Ge [4], например, на интерфейсе Co/Ge возникает новое магнитное состояние [5, 6] и дополнительная магнитная анизотропия [7], что ухудшает магниторезистивные свойства.

В таком плане создание пленочных структур, которые сохранили бы чувствительность к внешним воздействиям, но обладали бы большими эффектами взаимодействия между магнитными слоями, представляет собой заманчивую задачу. Один из путей решения этой проблемы видится в использовании полуметаллической прослойки Bi вместо полупроводникового материала. Во-первых, согласно фазовой диаграмме [8] в системах *3d-металл—висмут* большинство элементов не образуют соединений, что делает границу раздела материалов резкой. Во-вторых, в висмуте длина свободного пробега электрона может достигать макроскопических масштабов, при этом она зависит от толщины слоя, температуры и магнитного поля, также меняются концентрация и подвижность носителей тока. В силу чего висмут и его соединения обладают необычными физическими свойствами, как в объемном [9], так и в пленочном [10] состояниях. Большая часть исследований посвящена изучению Bi-содержащих полупроводниковых сплавов в качестве материала для инфракрасных приемников [11] или 3d-висмут многослойных пленок [12] для микроэлектромеханических (MEMS) устройств. Также в предварительных исследованиях в трехслойных пленках NiFe/Bi/NiFe был обнаружен эффект гигантского магнитосопротивления [13].

II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пермаллой был выбран в качестве магнитного материала в силу его малой магнитной кристаллографической анизотропии, чтобы не затушевывать межслоевое взаимодействие. Были получены пленки с содержание железа 18 at.% и никеля — 82 at.%. В одном цикле на стеклянные подложки напылялись две пленки с различной толщиной висмута, причем в двух последовательных напылениях повторялась пленка из предыдущей серии с большей толщиной висмута. Для всех пленок толщины магнитного слоя были, $t_{NiFe} \approx 10$ nm, а толщина висмута имела следующие величины $t_{Bi} = 4$, 6, 11 и 15 nm. Величина t_{NiFe} была выбрана из соображений, чтобы она была довольно малой, но, в то же самое время, достаточной для того, чтобы намагниченность магнитного слоя не менялась при флуктуациях его толщины. Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические измерения показали, что слои являются сплошными по площади и

их состав соответствует номинальному. Никаких следов присутствия 3d-Bi соединений не обнаружено. Структура поверхности пленок исследовалась на атомном силовом микроскопе Veeco Multi Mode (разрешение ~ 1 nm). Как видно на Рис.1 высота шероховатости поверхности не превышает 2.5 nm. Это значит, что при использованных толщинах немагнитной прослойки контактных «закороток» между соседними магнитными слоями быть не может. Намагниченность измерялась на СКВИД-установке MPMS-XL. Спектры магнитного резонанса снимались на спектрометре с частотой СВЧ-излучения f_{UHF} = 26.7 GHz в температурном диапазоне T = 90−300 K. Магнитное поле лежало в плоскости пленки. Анизотропии резонансного поля в плоскости пленки не наблюдается.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения полевых и температурных зависимостей намагниченности пленок FeNi/Bi/FeNi показали [13], что межслоевое взаимодействие зависит от толщины висмутовой прослойки. Установлено, что форма кривой M(H) изменяется при увеличении толщины слоя висмута (Рис.2). Для контрольной пленки без прослойки висмута петля гистерезиса является узкой, и кривая намагниченности имеет стандартный вид. Рис.3 иллюстрирует схему получения поля магнитного насыщения для исследованных пленок. Кривая 1 на Рис.3 соответствует той части кривой намагничивания, которая находится в правом верхнем квадранте полной петли гистерезиса (в данном случае выход на насыщение для пленки с t_{Bi} = 4 nm). Кривая 2 на этом рисунке соответствует производной от кривой 1. В том случае, когда кривая намагниченности выходит на «плато» (истинное насыщение) или имеет место затянутый «парапроцесс», то на производной этому будет соответствовать прямая линия (не обязательно проходящая через нуль) параллельная оси абсцисс. Поле насыщения определяется как точка пересечения производной (штриховая линия) с продолжением этой прямой линии (сплошная). На Рис.3 эта точка обозначена как H_S. В случае затянутого выхода на уровень насыщение этот метод работает очень хорошо. Если же парапроцесс сильный и для его существования имеются физические причины (например, очень сильная анизотропия), то эту ситуацию необходимо анализировать отдельно.

Для пленок с висмутовой прослойкой меняется поле насыщения намагничивания, при этом ширина гистерезиса кривых намагничивания немонотонно зависит от толщины t_{Bi} (см. Рис.4).

Если предположить, что ферромагнитные слои пермаллоя связаны антиферромагнитно, то полученные данные магнитных измерений находят простое объяснение. Как известно, при антиферромагнитном взаимодействии между ферромагнитными слоями поле магнитного насыщения (H_S) определяется главным образом межслоевым взаимодействием и имеет вид [14]:

$$H_S = 2 \cdot H_E \pm H_K \qquad (1)$$

где $H_E = J/(t_{FM} \cdot M)$ – величина поля обменного взаимодействия для области антиферромагнитной связи, J – константа межслоевого обменного взаимодействия, $H_K = 2 \cdot K_{in} / M$ - поле анизотропии в плоскости пленки, знаки «+» или «-» в (1) относятся к трудному или легкому направлению магнитного поля в плоскости пленки. В нашей ситуации $K_{in} \approx 0$. В случае намагничивания пермаллоя ферромагнитное межслоевое взаимодействие не должно влиять на форму намагничивания и все будет определяться процессами намагничивания магнитомягкого материала магнитного слоя, т.е. иметь вид близкий к кривой 1 на Рис.2, что мы и видим в случае t_{Bi} = 1.5 nm (вставка на Рис.2). Слоистость структуры при ферромагнитном межслоевом взаимодействии может сказываться на процессах намагничивания только за счет несовершенства интерфейса. Установлено [15], что шероховатость интерфейса может только ухудшать ситуацию, сглаживая осцилляции обмена. Но тогда при одном и том же режиме напыления это свойство должен быть общим для всей серии пленок. В приближении «квантовой ямы» (одномерный случай переноса заряда) для трехслойной структуры обменное взаимодействие имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины немагнитной прослойки (t) и обратно пропорционально ее величине [16]. При обработке экспериментальных данных, в соответствие с (1), мы аппроксимировали поле насыщения выражением следующего вида:

$$H_S = H_{S0} + B \cdot \sin(\alpha \cdot t + \varphi) / t^{\beta}, \qquad (2)$$

при условии $H_S \geq H_{S0}$.

Экспериментальные значения H_S при T = 4.2 K для данной серии пленок хорошо описываются следующим набором параметров: B = 814, α = 0.747, φ = 4.507, β = 0.304, H_{S0} = 500 Oe – поле насыщения контрольной пленки без висмутовой прослойки. Результаты подгонки приведены на вставке Рис.2 (сплошная линия).

Поведение коэрцитивной силы в зависимости от толщины немагнитного слоя приводит к необходимости введения интерфейсной анизотропии. Как известно [17],

для металлических многослойных пленок, как правило, зависимость величины анизотропии от толщины магнитного слоя носит линейный характер (при $t < 5 - 10$ nm). В ряде случаев имеет место смена знака анизотропии, например, в системе Co/Pd [18]. Однако в слоистой структуре Cu/Ni(110) [19] в зависимости от толщины никеля константа анизотропии носит немонотонный характер и имеет максимум в районе $t = 6$ nm. В последнем случае изменения анизотропных свойств связываются с интерфейсным вкладом. Следует также отметить [20] осциллирующее поведение коэрцитивной силы для двухслойных пленок Bi/Co в зависимости от толщины висмутового слоя, период осцилляций в этом случае составляет $T_{Bi} \approx 3$ nm.

Таким образом, данные магнитостатических измерений позволяют считать, что в пленках FeNi/Bi/FeNi межслоевое взаимодействие имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины прослойки висмута, а это дает основание предположить антиферромагнитный обмен между ферромагнитными слоями, и влияние интерфейса проявляется в появлении дополнительной анизотропии. Причем в настоящий момент влияние интерфейсной анизотропии на процессы намагничивания многослойных структур изучено слабо.

С целью изучения характера изменения межслоевого обмена при изменении температуры и толщины немагнитного слоя мы использовали метод электронного магнитного резонанса.

Установлено [21], что для контрольной пленки без висмутовой прослойки и для пленки с $t_{Bi} \sim 15$ nm форма кривой СВЧ-поглощения имеет вид одиночной лоренцевской линии (Рис.5, часть a). В интервале толщин висмута $t_{Bi} = 3 – 11$ nm спектр магнитного резонанса состоит из двух линий (см. Рис.5, часть b), что указывает на возможный антиферромагнитный характер межслоевого взаимодействия между ферромагнитными слоями. Были получены температурные зависимости резонансных полей, которые использовались далее для установления температурных зависимостей поля анизотропии и обменного поля. На Рис.6 представлены температурные зависимости резонансных полей для низкополевой (часть a) и высокополевой (часть b) мод колебаний. Видно, что зависимость низкополевой линии от температуры является практической линейной, а высокополевая линия для пленок с $t_{Bi} = 4$ и 6 nm в области $T \approx 200$ K имеет особенность.

Для определения параметров, ответственных за поведение магниторезонансных параметров, экспериментальные результаты были обработаны путем теоретической

подгонки параметров магнитного резонанса для трехслойной магнитной пленки. Применительно к нашему случаю, с учетом магнитостатических данных, когда магнитное поле лежит в плоскости пленки, свободная энергия на единицу площади имеет следующий вид [22]:

$$E = E_J + E_Z + E_N + E_A, \qquad (3)$$

где $E_J = -J\cdot\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ – энергия межслоевого взаимодействия;

$E_Z = -t_{FM}\cdot[\mathbf{H}\cdot(\mathbf{M_1} + \mathbf{M_2})]$ – энергия зеемановского взаимодействия;

$E_N = 2\cdot\pi\cdot t_{FM}\cdot[(M_{1Z})^2 + (M_{2Z})^2]$ –энергия, связанная с анизотропией формы;

$E_A = K_1\cdot(M_{1Z})^2 + K_2\cdot(M_{2Z})^2$ – предполагаемая энергия магнитной анизотропии интерфейса (на единицу поверхности [23]).

Здесь константа J введена выше, **H** – внешнее магнитное поле, $\mathbf{M_i}$ – намагниченность $i^{\underline{го}}$ ферромагнитного слоя, φ_i – угол намагниченности в плоскости пленки (отсчитываемый от направления внешнего магнитного поля $\varphi_H = 0$), $i = 1, 2$ – нумеруют ферромагнитные слои, t_{FM} – толщина магнитного слоя, ось Z перпендикулярная плоскости пленки. Далее величины и знаки J и K_i, будут определены в результате подгонки. При вычислении мы полагаем, что $(t_{FM}\cdot H\cdot M) >> J$ и ферромагнитные слои находятся в насыщенном состоянии, так что $\varphi_i \approx \varphi_H$ (поскольку $H_S << H_r$). Также предполагается, что оба ферромагнитных слоя являются идентичными (это косвенно подтверждается тем, что намагниченности насыщения пленок данной серии совпадают). При таких условиях резонансные частоты даются следующими выражениями [22]:

$$(\omega_1/\gamma)^2 = H\cdot(H + H_A + H_M), \qquad (4)$$

$$(\omega_2/\gamma)^2 = H\cdot(H + H_A + H_M) + 2\cdot(2\cdot H + H_A + H_M)\cdot H_E + 4\cdot(H_E)^2, \qquad (5)$$

где

$$H_M = 4\cdot\pi\cdot M, \quad K_i = K, \quad H_A = 2\cdot K/(t_{FM}\cdot M), \qquad (6)$$

поле H_E введено выше. Поскольку величины ω, H, и M известны из эксперимента, то, используя выражения (4) и (5), можно легко найти H_A и H_E, а затем из выражения (6) определить константы анизотропии K и межслоевого взаимодействия J.

Прежде всего, мы проанализировали результаты, относящиеся к реперной пленке FeNi (без прослойки висмута) с толщиной $2\cdot t_{FM}$. В дальнейших расчетах, в силу того,

что для всех исследованных пленок намагниченность насыщения имеет практически одну и ту же величину, использовалась зависимость, полученная для намагниченности реперной пленки. Оказалось, что температурная зависимость резонансного поля (H_{r1}) для реперной пленки, рассчитанная по формуле (4), с высокой точностью ложится на экспериментальные точки (кривая 5 на Рис.6). При этом получено, что в пределах точности эксперимента $H_A \approx 0$. Этот результат указывает на то, что материал магнитного слоя практически изотропный и нет никакой магнитной текстуры в плоскости.

Однако попытки провести анализ зависимостей резонансных полей для пленок с висмутовой прослойкой, принимая во внимание только межслоевой обмен без учета дополнительных вкладов, не приводят к разумным результатам. Как известно [23], в пленочных структурах дополнительно к взаимодействиям, характеризующих материалы слоев, часто возникает магнитная анизотропия на интерфейсе, причем её величина может быть сравнима с величиной анизотропии магнитного материала. Причина возникновения интерфейсной анизотропии состоит в том, что на границе раздела материалов имеет место перемешивание элементов и происходит перестройка ближайшего окружения магнитных ионов, что и приводит к вкладу в анизотропию, отличному от того, что наблюдается в объемном состоянии [24]. Ясно, что толщина интерфейса зависит от технологических режимов при напылении и реакционной способности элементов.

В случае пленок с висмутовой прослойкой, как видно на Рис.6, если низкополевые резонансы отнести к акустическим модам, то из кривых на Рис.6а и выражения (4) следует, что к анизотропии формы добавляется интерфейсная анизотропия типа «легкая плоскость», что и ведет к понижению величин резонансных полей. Если предположить, что акустическими модами являются высокополевые сигналы, то интерфейсная анизотропия должна быть перпендикулярной плоскости пленки. Были проанализированы обе возможности.

Если принять, что низкополевые линии в спектре магнитного резонанса являются акустическими модами, то для пленок с толщиной немагнитной прослойки t_{Bi} = 4, 6, 11 nm зависимости поля анизотропии представлены на Рис. 7. Видно, что на лицо осцилляции величины магнитной анизотропии (H_A). Однако ещё один факт представляется интересным. Это рост величины анизотропии при повышении температуры. Такое поведение ранее наблюдалось в соединениях *редкая земля – 3d-переходной метал* [25], например, $PrCo_5$ или в металлическом Gd. В этих системах

эффект обусловлен разным температурным ходом в подсистемах (4f- или 3d-ионы) с конкурирующими анизотропиями или особенностью расположения уровней в энергетической шкале. В пленочных структурах также возможно подобное поведение [26]. Так для пленочной структуры Co_m/Cu (m – количество слоев) показано [24], что величина анизотропии, смена знака интерфейсной анизотропии, а также и характер температурного поведения зависит от толщины интерфейса. Здесь эффект обусловлен конкуренцией вкладов от анизотропного обмена коллективизированных электронов и одноионной анизотропии. При этом результат зависит от числа m, т.е. от толщины и структуры интерфейса.

С учетом полученных значений интерфейсной анизотропии для пленок с t_{Bi} = 4, 6, 11 nm по формуле (5) были рассчитаны значения обменных полей (H_E) (Рис.8), ответственных за межслоевое взаимодействие. Во-первых, для использованных значений H_A знак межслоевого взаимодействия соответствует антиферромагнитному взаимодействию. Во-вторых, как видно на Рис.8, по мере увеличения температуры абсолютная величина обменного поля растет.

В случае пленки с t_{Bi} = 15 nm наблюдается только один резонансный пик. Здесь возможен следующий сценарий. Как видно на вставке Рис.2 значение поля насыщения для пленки с t_{Bi} = 15 nm имеет значение близкое к значению H_S для реперной пленки. Это означает, что значение межслоевого обмена либо равно нулю, либо является ферромагнитным. На Рис. 4 мы видим, что величина коэрцитивной силы для пленки с t_{Bi} = 15 nm примерно вдвое больше, чем для величины коэрцитивной силы реперной пленки (при T = 4.2 K, кривая 1) и они практически равны друг другу при комнатной температуре (кривая 2). Полагая величину межслоевого обменного взаимодействия равной нулю, мы получаем, что имеет место отрицательная интерфейсная анизотропия, которая стремится вывести вектор намагниченности из плоскости пленки. В этом случае мы имеет кривую 4 на Рис.7, а линия, относящаяся к пленке с толщиной прослойки t_{Bi} = 15 nm на Рис.5, соответствует вырожденным резонансам каждого из ферромагнитных слоев.

На Рис.9 приведены частотно-полевые зависимости магнитного резонанса для пленки с t_{Bi} = 4 nm с параметрами H_A и H_E, полученным по формулам (4) и (5) при T=150 K. Видно, что на использованной частоте внешнее магнитное поле практически подавляет как эффекты анизотропии, так и межслоевого обмена, и функции ω(H) имеют линейный вид. Заштрихованная область на Рис.9 соответствует

ненасыщенному магнитному состоянию трехслойной структуры, т.е., где выполняется условие $H_r < H_S$.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных магниторезонансных исследований установлено, что на границе раздела пермаллой-висмут имеет место дополнительная анизотропия, которая меняет знак в зависимости от толщины немагнитной висмутовой прослойки. При малых толщинах висмута интерфейсная анизотропия является анизотропией типа «легкая плоскость», тогда как при $t_{Bi} \geq 15$ nm реализуется анизотропия типа «легкая ось». Поскольку при малых толщинах прослойки наблюдается осцилляция величины интерфейсной анизотропии и её рост при увеличении температуры, то, по-видимому, в механизм образования анизотропии основной вклад дает анизотропный обмен коллективизированных электронов [24].

Межслоевое обменное взаимодействие носит также осциллирующий характер в зависимости от толщины висмута. Период осцилляций имеет порядок ~ 8 nm, что согласуется по порядку величины с данными для пленок CoFe/Bi/Co [27, 28]. Величина межслоевого взаимодействия зависит от температуры (при T > 80 K), хотя и в слабой мере, особенно это проявляется для пленок при малой толщине висмута (t_{Bi} = 4 nm)

Настоящие исследования ведутся в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету по выполнению НИР (Задание № 3.2534.2014/К) и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00238).

Список литературы

1. G.S. Patrin, V.O. Vas'kovskii, Fiz. Met. Metalloved. **101**, S63 (2006).
2. B.T. Jonker, Electrical Spin Injection into Semiconductors. In book: Ultrathin Magnetic Structures IV. Applications of Nanomagnetism. Eds. by B. Heinrich, J.A.C. Bland. Springer, Berlin, Heidelberg, (2005), P.19.
3. M.R. Hofmann, M. Oestreich, Ferromagnet/Semiconductor Heterostructures and Spin Injection. In book: Magnetic Heterostructures. Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport. Eds. by H. Zabel and S.D. Bader. Springer, Berlin, Heidelberg (2008), P.335.
4. Ю.Э. Гребенькова, А.В. Черниченко, Д.А. Великанов, И.А. Турпанов, Э.Х. Мухамеджанов, Я.В. Зубавичус, А.К. Черков, Г.С. Патрин, ФТТ **54,** 1305 (2012).
5. D.A. Muzychenko, K.Schouteden, C. Van Haesendonck, Phys. Rev. B **88**, 195 (2013).
6. Г.С. Патрин, В.К. Мальцев, И.Н. Краюхин, И.А. Турпанов, ЖЭТФ **144**, 1246 (2013)
7. Г.С. Патрин, А.В. Кобяков, И.А. Турпанов, К.Г. Патрин, М. Рауцкий, ФТТ **58**, 1000 (2016).
8. В.М. Денисов, Н.В. Белоусова, Г.С.Моисеев, С.Г. Бахвалов, С.А. Истомин, Э.А. Пастухов, Висмут-содержащие материалы. Структура и физико-химические свойства, УрО РАН, Екатеринбург (2000), 430 С.
9. Ю.Т. Левицкий, В.И. Палажченко, Н.В. Левицкая, Полуметаллы, их сплавы и соединения. Дальнаука, Владивосток (2004), 241 С.
10. Ю.Ф. Комник Физика металлических пленок. Атомиздат, Москва (1979), 263 с.
11. S.J. Sweeney, I.P. Marko, S.R. Jin, K. Hild, Z. Batool, N. Hossain, and T.J.C. Hosea, Bismide-Based Photonic Devices for Near-and Mid-Infrared Applications. In book: Bismuth-Containing Compounds. Eds. by H. Li, Z.M. Wang. Springer, London (2013), P. 29.
12. T. Hozumi, P. LeClair, G. Mankey, C. Mewes, H. Sepehri-Amin, K. Hono, and T. Suzuki, J. Appl. Phys. **115**, 17A737 (2014).
13. K.G. Patrin, V.Yu. Yakovchuk, G.S. Patrin, S.A. Yarikov, Sol. St. Phenom. **190**, 439 (2012).
14. K. Pettit, S. Gider, S.S.P.Parkin, M.B. Salamon, Phys. Rev. B **56**, 7819 (1997).
15. Y. Wang, P.M. Levy, J.L. Fry, Phys. Rev. Lett. **65,** 2732 (1990).

16. M.D. Stiles, Interlayer Exchange Coupling. In book: Ultrathin Magnetic Structures III. Fundamentals of Nanomagnetism. Eds. by J.A.C. Bland, B. Heinrich. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2005), P.99.
17. M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, J.J. DeVrist, Rep. Prog. Phys. **59,** 1409 (1996).
18. S.T. Pursel, M.T. Johnson, N.W.E. McGee, W.B. Zeper, W. Hoving, JMMM **113,** 25 (1992).
19. R. Jungblut, M.T. Johnson, J. Van DeStegge, A. Reiders, F.J.A. DenBroeder, J. Appl. Phys. **75**, 6424 (1994).
20. Jen-Hwa Hsu, Zhi-Long Xue, Ta-Chieh Huang, Zung- Hang Wei, Mei-Feng Lai, JMMM **310**, 2239 (2007).
21. К.Г. Патрин, С.А. Яриков, В.Ю. Яковчук, Г.С. Патрин, Ю.П. Саломатов, В.Г. Плеханов, Письма в ЖТФ **41,** 48 (2015).
22. A. Layadi, Phys. Rev. B **65**, 104422 (2002).
23. M.T. Johnson, P.J. Bloemen, F.J.A. den Droeder, and J.J. DeVries. Rep. Prog. Phys. **59,** 1409 (1996).
24. P. Weinberg, Magnetic Anisotropies in Nanostructured Matter. Taylor & Francis Group, New York (2009), P.93.
25. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, Москва (1973), 317 С.
26. R. Skomski, J. Phys. Condens. Matter. **15**, R841 (2003).
27. Jen-Hwa Hsu, D. R. Sahu, Appl. Phys. Lett., **86**, 192501 (2005).
28. Jen-Hwa Hsu,_ Zhi-Long Xue, and D. Sahu, J. Appl. Phys., **101**, 09D114 (2007).

Подписи к рисункам

Рис.1. Атомно-силовая микроскопия пленки NiFe/Bi/NiFe с t_{NiFe} = 10 nm, t_{Bi} = 4 nm.

Рис.2. Петли гистерезиса пленок FeNi/Bi/FeNi: 1-без прослойки висмута, 2 – с прослойкой t_{Bi}= 4 nm. T = 4.2 K. Левая шкала – магнитный момент единицы поверхности, правая шкала – намагниченность. На вставке приведена зависимость поля насыщения в зависимости от толщины немагнитной прослойки. Точки – эксперимент, сплошная линия – подгонка по формуле (2).

Рис.3. Схема определения поля магнитного насыщения. 1 – Восходящая часть кривой намагничивания, 2 – производная этого участка. T_{Bi} = 4 nm

Рис.4. Зависимость коэрцитивной силы от толщины немагнитной прослойки NiFe/Bi/NiFe. 1 – T = 4.2 K, 2 – T = 300 K.

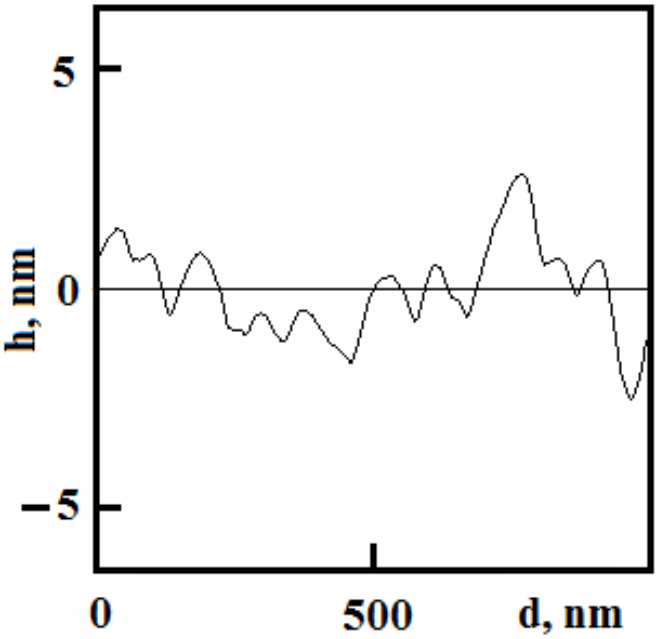
Рис.5. Спектры электронного магнитного резонанса: a — 0 — t_{Bi} = 0 nm, 15 — t_{Bi} = 15 nm; b — t_{Bi} = 4 nm. T = 228K.

Рис.6. Температурные зависимости резонансного поля в пленках FeNi/Bi/FeNi. a — низкополевой пик на рис. 2 (кривая 1); b — высокополевой пик (рис. кривая 2). 1−5 — t_{Bi} = 4, 6, 11, 15 и 0 nm соответственно. Для кривой 5 точки — эксперимент, сплошная линия — расчет по формуле (1).

Рис.7. Температурные зависимости поля анизотропии для пленок FeNi/Bi/FeNi. 1, 2, 3 — t_{Bi} = 4, 6, 11 nm, соответственно.

Рис.8. Температурные зависимости обменного поля для пленок FeNi/Bi/FeNi. 1, 2, 3 — t_{Bi} = 4, 6, 11 nm, соответственно.

Рис.9. Частотно-полевые зависимости магнитного резонанса в пленке FeNi/Bi/FeNi t_{Bi} = 4 nm. 1 – «акустическая» мода, 2 – «оптическая» мода, 3 — значение, соответствующее резонансной частоте. T = 150 K. Заштрихованная область соответствует ненасыщенному магнитному состоянию.



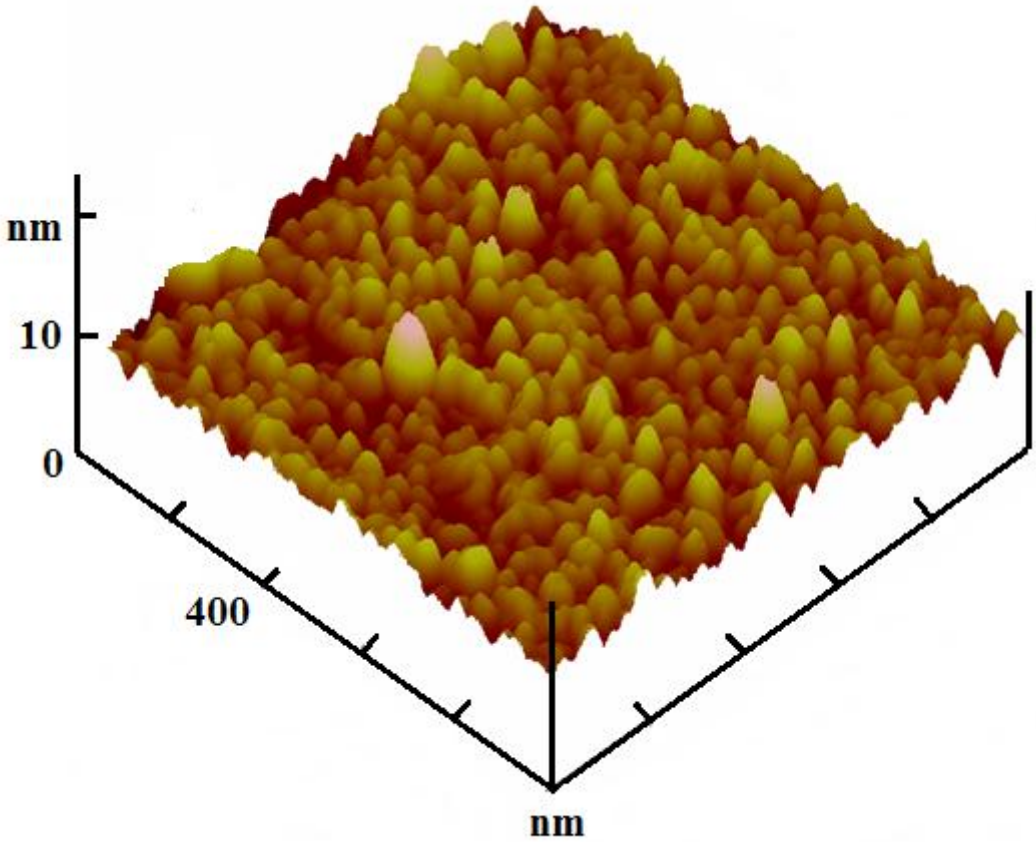


Рис.1

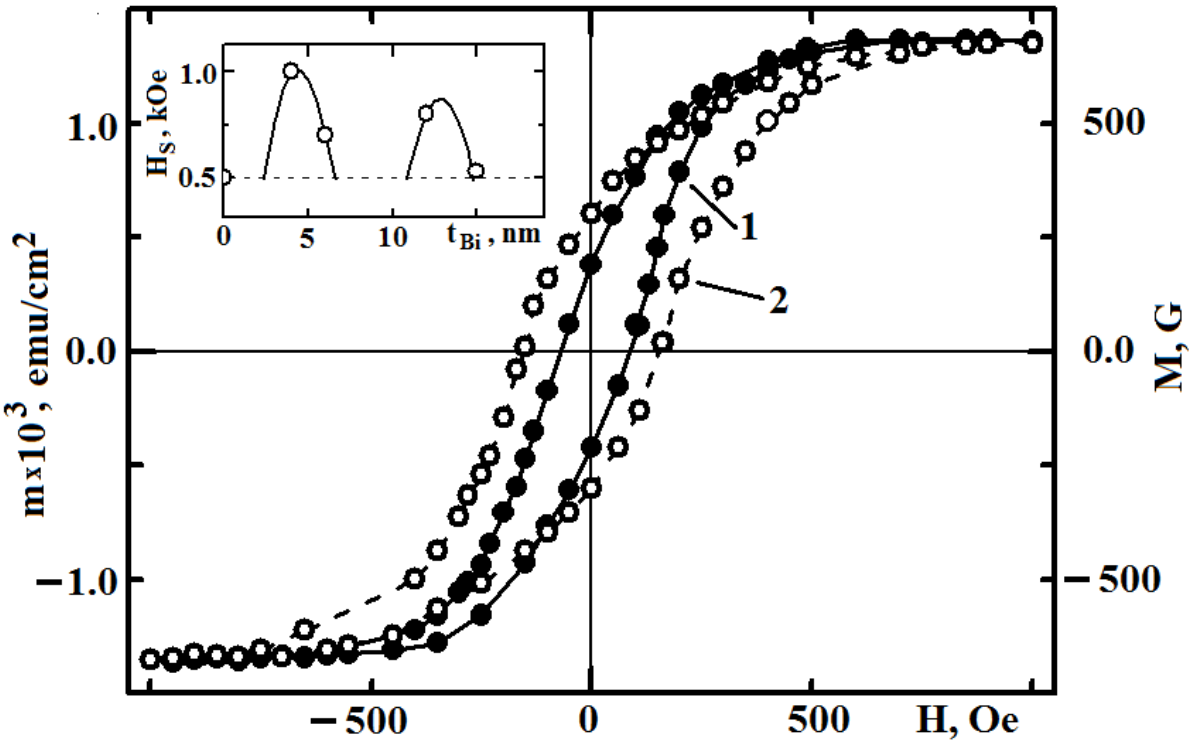

1.0
0.0
−1.0
mx10^3, emu/cm^2
500
0.0
−500
M, G
−500
0
500
H, Oe
1
2
1.0
0.5
H_S, kOe
0
5
10
t_{Bi}, nm

Рис.2.

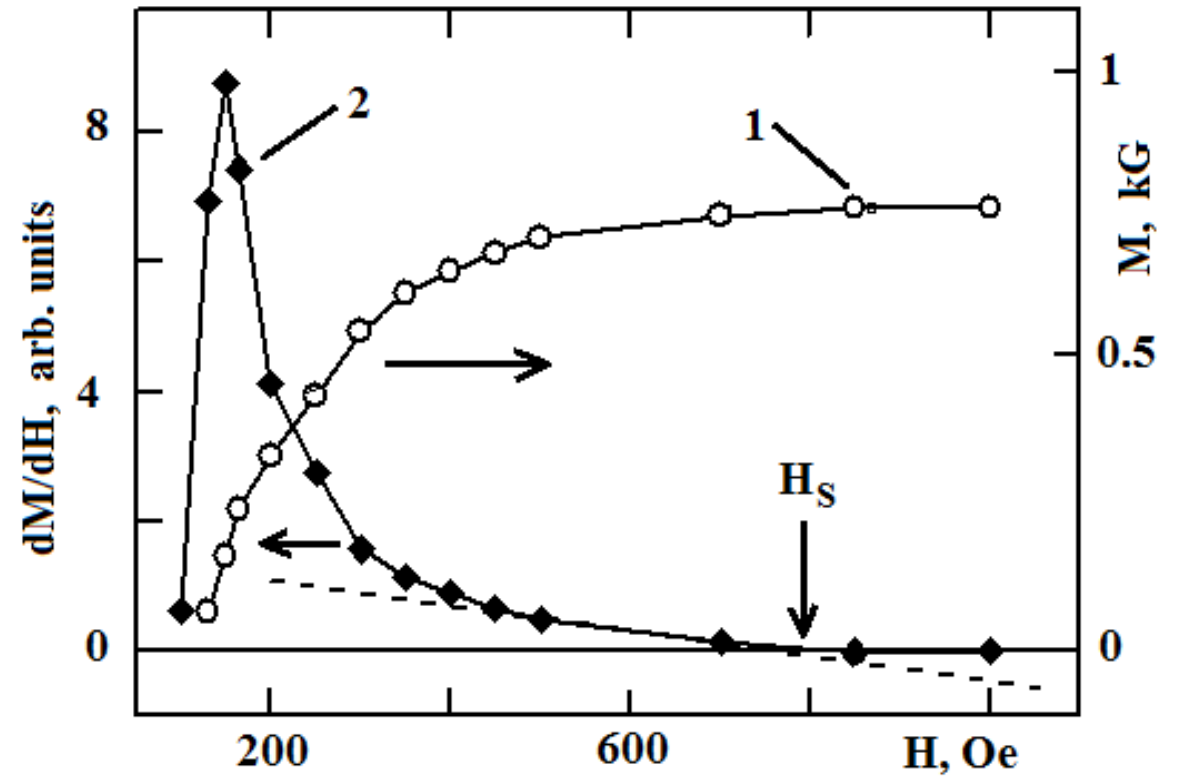

8
4
0
dM/dH, arb. units
1
0.5
0
M, kG
200
600
H, Oe
2
1
H_S

Рис.3.

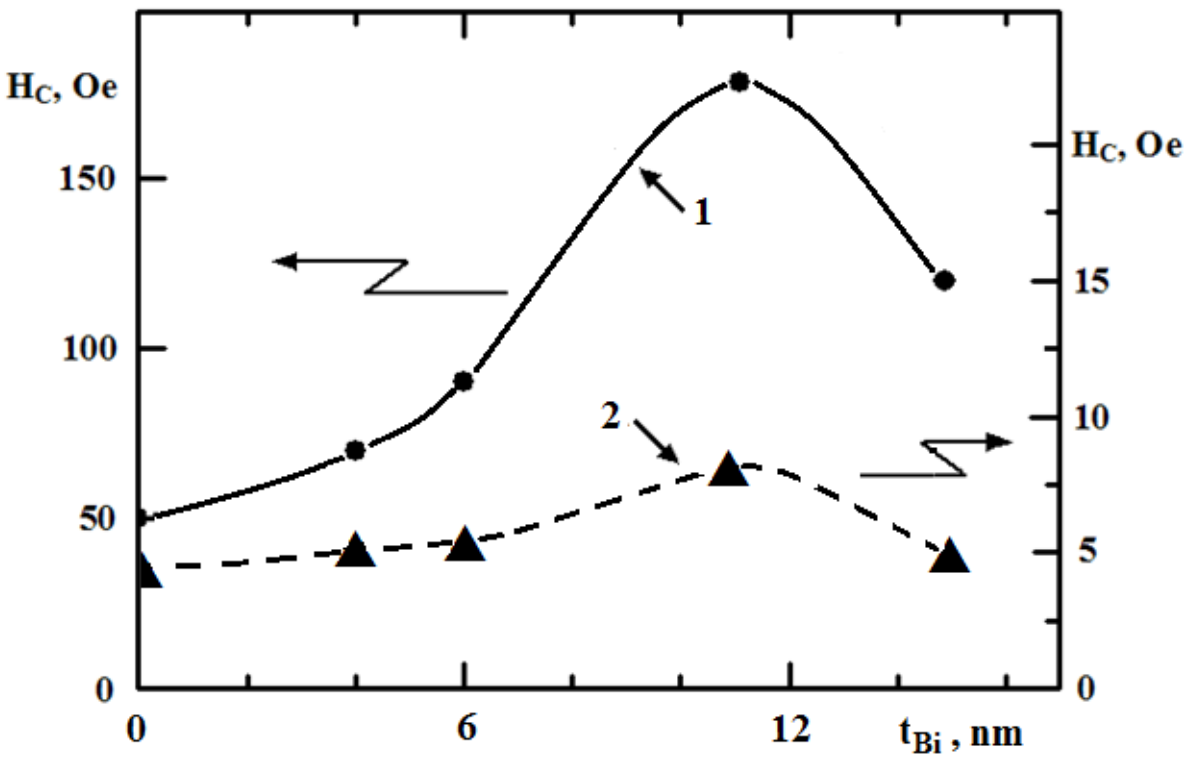


Рис.4.

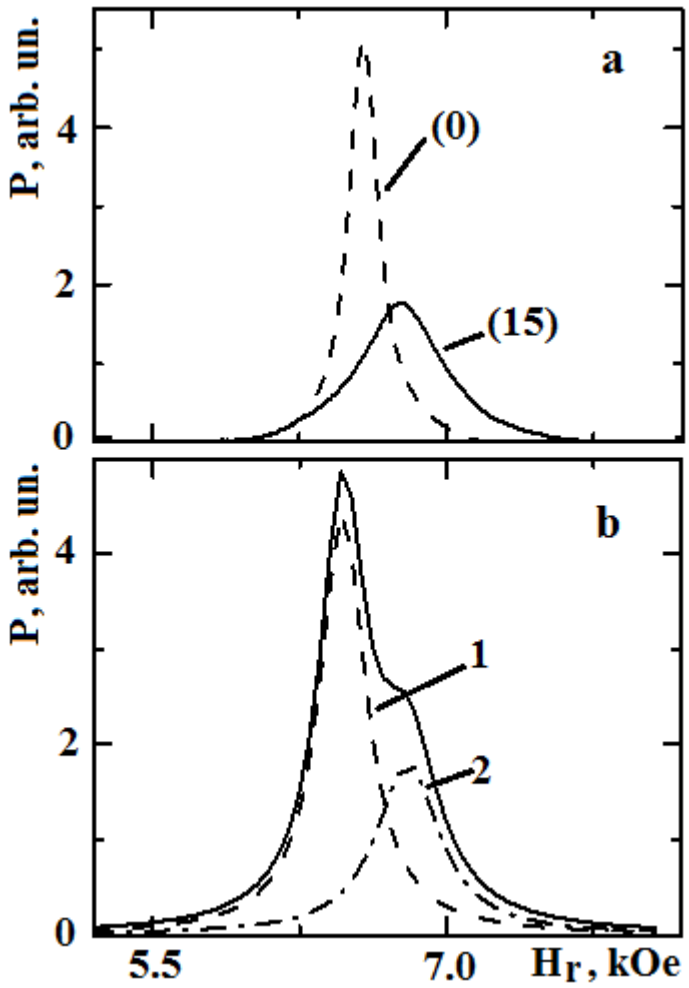


Рис.5

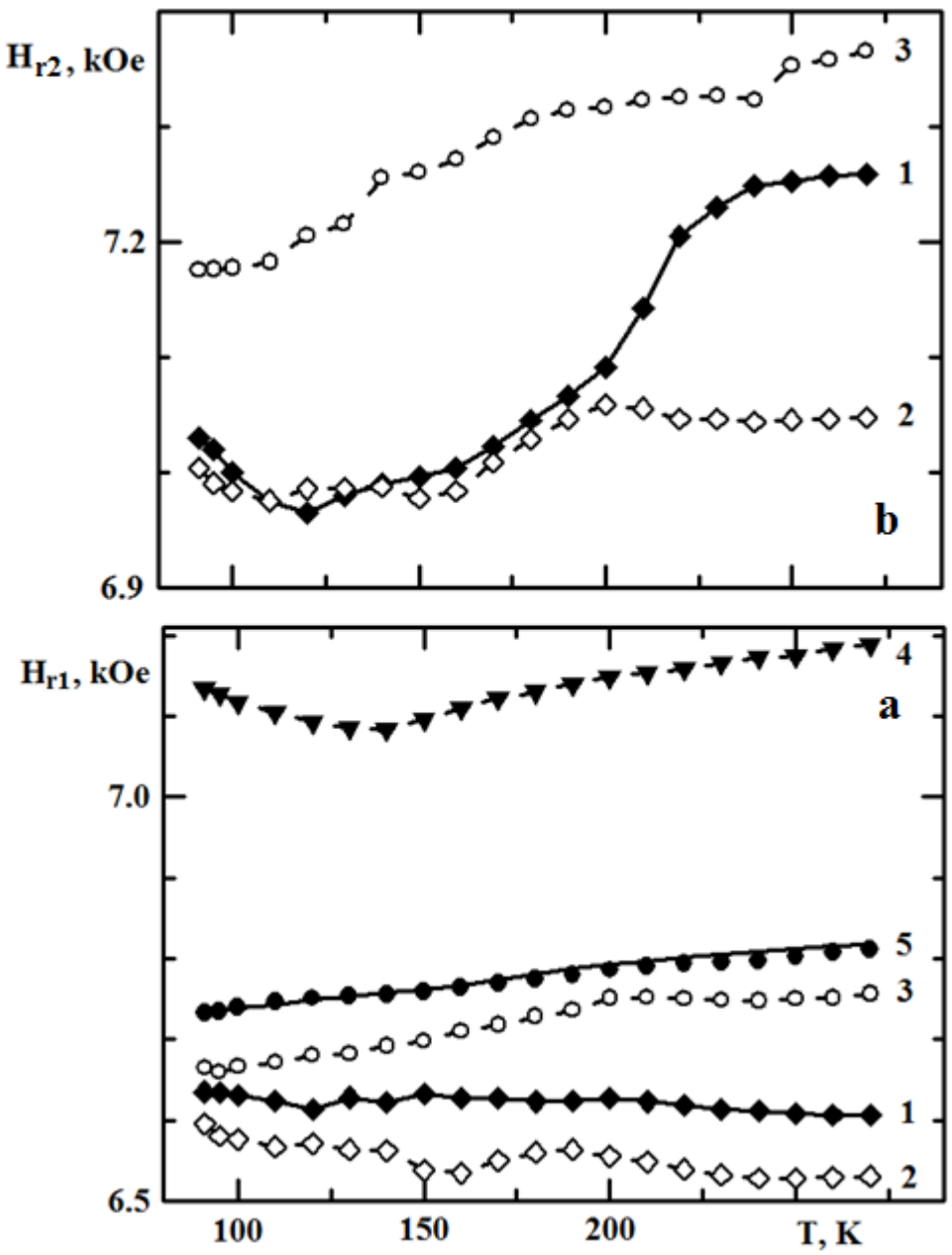


Рис.6.

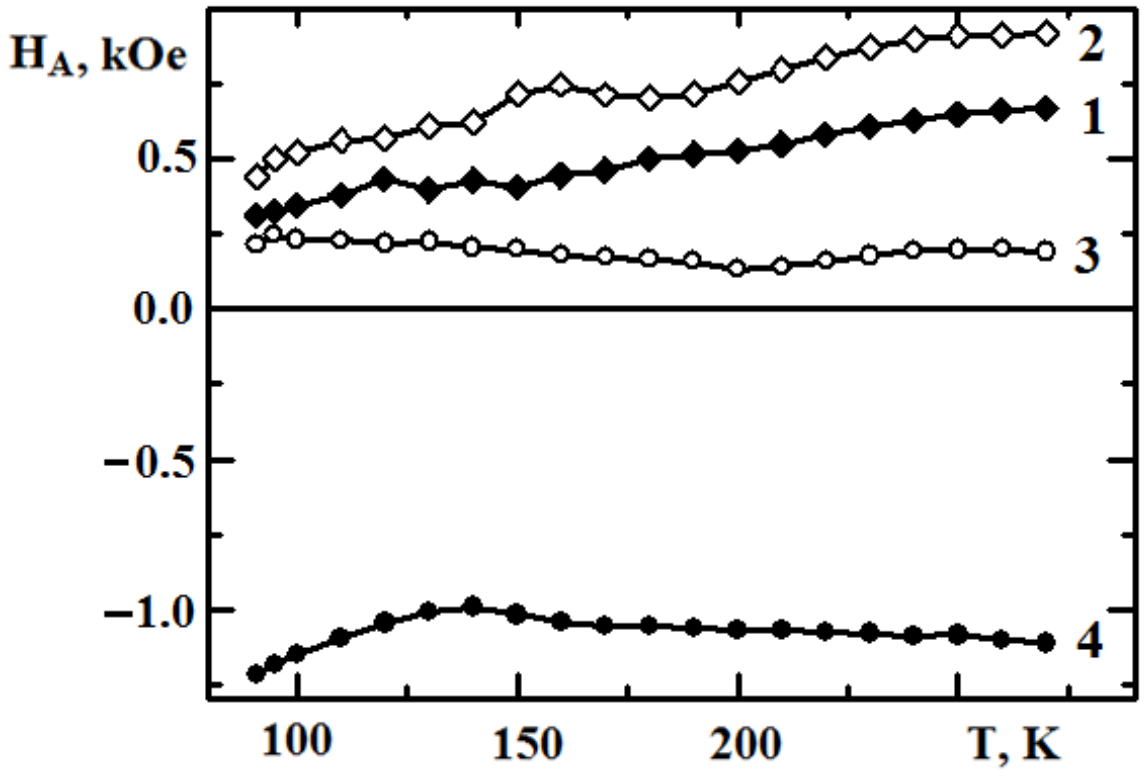

H_A, kOe
0.5
0.0
−0.5
−1.0
100
150
200
T, K
2
1
3
4

Рис.7.

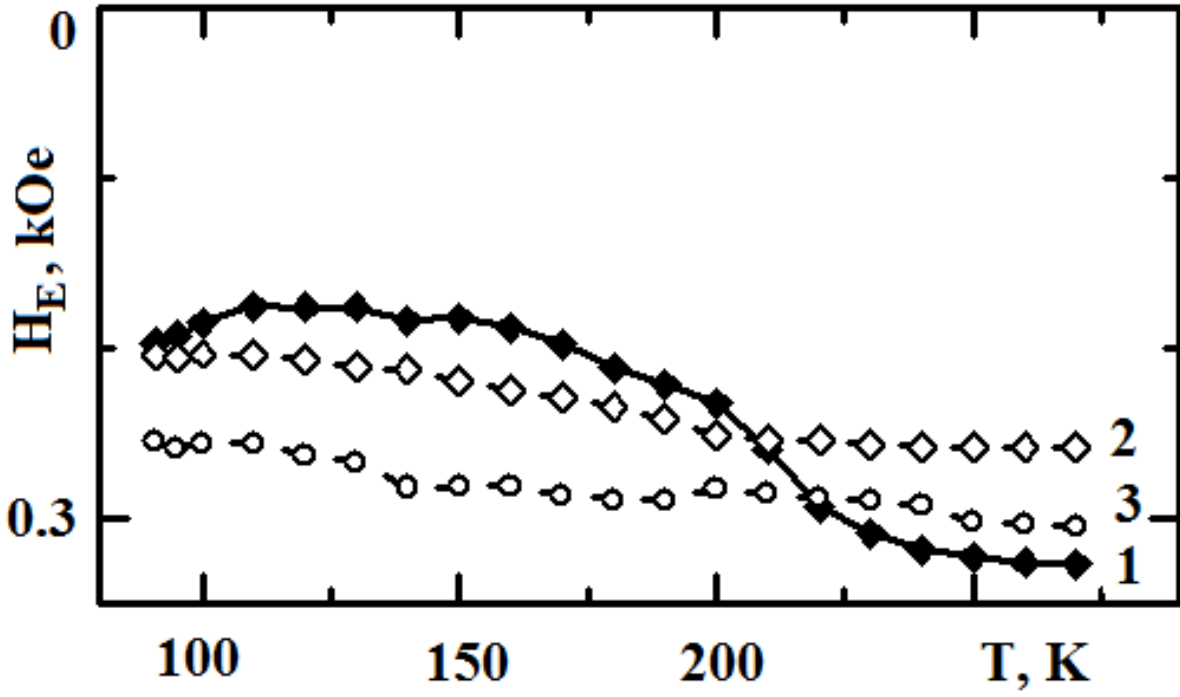

0
H_E, kOe
0.3
100
150
200
T, K
2
3
1

Рис.8.

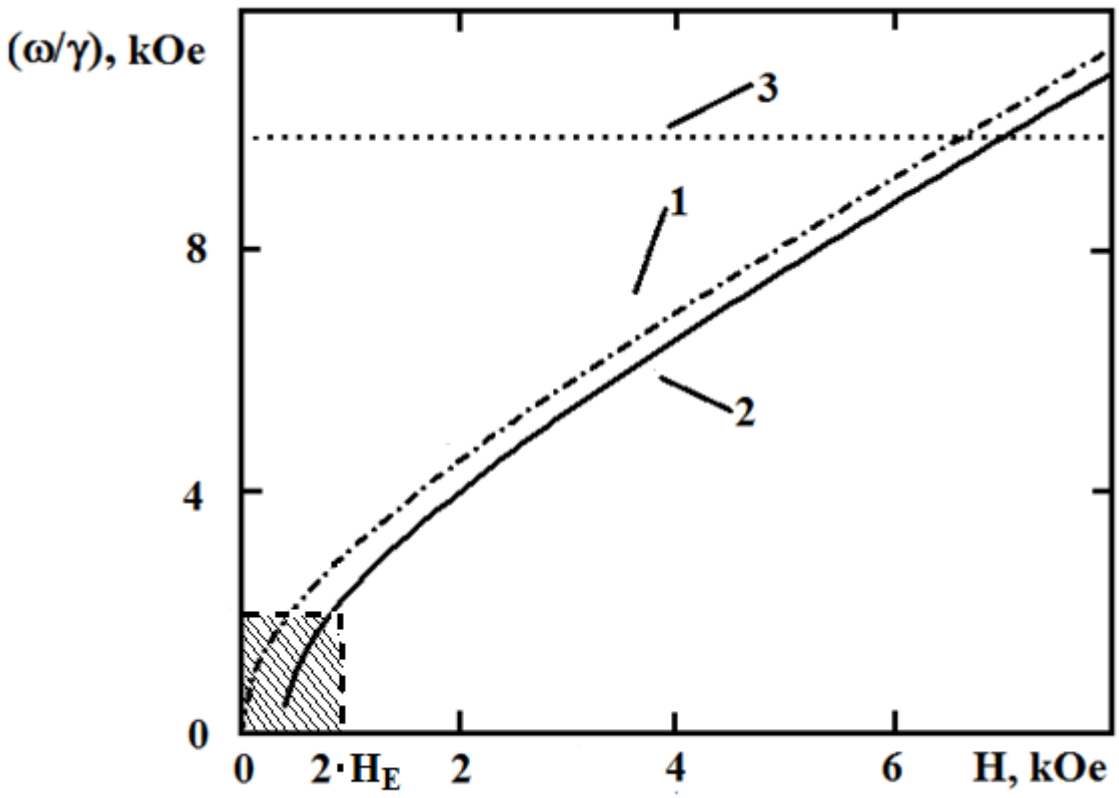


Рис.9.