Физика низких температур, 1996, т. 22, № 8, с. 949–955

Магнитосопротивление ферромагнетиков и тонких многослойных магнитных пленок, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности

К. Б. Власов, В. В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, Россия, 620219, г. Екатеринбург, ГСП-170, ул. С.Ковалевской, 18
E-mail: kek@oou.imm.intec.ru

Статья поступила в редакцию 20 февраля 1996 г.

Для расчета магнитосопротивления массивных ферромагнетиков, ферритов и тонких многослойных магнитных пленок использован феноменологический подход. Полагалось, что магнитосопротивление обусловлено рассеянием электронов проводимости на спиновых волнах при парапроцессе или антипарапроцессе, а также магнитоэлектронным парапроцессом в ферритах. Обсуждается различие между закономерностями, которым подчиняется магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, и спинзависящим магнитосопротивлением.

Для розрахунку магнітоопору масивних феромагнетиків, феритів і тонких багатошарових магнітних плівок використовано феноменологічний підхід. Припущено, що магнітоопір обумовлено розсіянням електронів провідності на спінових хвилях при парапроцесі або антипарапроцесі, а також магнітоелектронним парапроцессом в феритах. Обмірковано різницю між закономірностями, яким підкоряється магнітоопір, обумовлений зміною модулю довільної намагніченості, і спіновозалежним магнітоопіром.

1. В связи с обнаружением эффекта гигантского магнитосопротивления в тонких многослойных магнитных пленках, состоящих из чередующихся магнитных и немагнитных металлических слоев, возобновился интерес к явлению магнитосопротивления — изменению удельного электросопротивления в магнитном поле. Было обнаружено, что наряду с вкладом в магнитосопротивление, обусловленным изменением ориентации векторов самопроизвольной намагниченности относительно кристаллографических осей и их модулей, в многослойных пленках существует и другой, своеобразный вклад, зависящий от взаимной ориентации намагниченностей чередующихся магнитных слоев [1]. Этот вид магнитосопротивления проявляется в некоторых магнитных состояниях магнитных пленок, в которых намагниченности соседних слоев ориентированы антипараллельно или под тупым углом по отношению друг к другу, и обусловлен спинзависящим рассеянием электронов проводимости [2].

Изотропное магнитосопротивление, зависящее от изменения модуля самопроизвольной намагниченности с изменением напряженности магнитного поля H, изучалось до сих пор лишь в массивных ферромагнетиках (металлах, их сплавах [3] и ферритах [4]), для которых в области сильных магнитных полей оно понижается с ростом H. В этих магнетиках в области полей, превышающих поле насыщения, вектор намагниченности **I** ориентирован вдоль вектора поля **H**, под действием которого происходит увеличение его модуля (парапроцесс). Это приводит к изотропному отрицательному магнитосопротивлению.

В металлических ферромагнетиках изотропное магнитосопротивление вызвано рассеянием электронов проводимости на спиновых волнах и связано с парапроцессом. Оно максимально в точке Кюри T_C и по мере удаления от нее в сторону низких температур монотонно уменьшается в соответствии с уменьшением роли парапроцесса.

В ферритах имеется еще вторая компонента изотропного магнитосопротивления, обусловленная магнитоэлектронным парапроцессом согласно [4]. Эта компонента не уменьшается, а экспоненциально возрастает по мере удаления от точки Кюри в область низких температур.

Обратим внимание на то, что наряду с парапроцессом может иметь место антипарапроцесс, например, при намагниченности одной из магнитных подрешеток при расчете параллельной полю восприимчивости антиферромагнетиков (см., например, [5]) и в ферритах, имеющих точку компенсации [4].

© К. Б. Власов, В. В. Устинов, 1996

При антипарапроцессе, когда вектор намагниченности ориентирован антипараллельно H, с увеличением H должно происходить не увеличение, а уменьшение модуля намагниченности I.

Представляет интерес подробное рассмотрение части магнитосопротивления, зависящей от изменения модуля самопроизвольной намагниченности, в широкой области изменения напряженности магнитного поля как в массивных магнетиках, так и в многослойных магнитных пленках. Как будет показано ниже, эта часть магнитосопротивления даже для массивных магнетиков имеет специфическую зависимость от H в широкой области ее изменения (наличие своеобразного гистерезиса). Полевая и температурная зависимости этой части магнитосопротивления, а также его зависимость от толщины магнитных слоев пленки качественно отличаются от этих зависимостей для спинзависящего магнитосопротивления.

2. Рассчитаем вклад магнитосопротивления, обусловленного изменением модуля самопроизвольной намагниченности $\Delta\rho$ под действием магнитного поля.

Рассмотрим тонкую магнитную многослойную пленку, в которой чередующиеся магнитные слои типа 1 и 2 толщинами d_1 и d_2 соответственно различаются по электрическим, магнитным и гальваномагнитным свойствам.

Удельные электросопротивления слоев типа i ($i = 1, 2$) определяются соотношениями

$$\rho_i = \rho_i^0 + \Delta\rho_i \ ,$$

где ρ_i^0 — удельное электросопротивление материала слоя в отсутствие магнитного поля.

Будем полагать, что доли магнитосопротивлений $\Delta\rho_i$ в магнитосопротивлении $\Delta\rho$ определяются такими же соотношениями, как и для массивного ферромагнетика [3]:

$$\Delta\rho_i = -a_i\left[I_i^2 - (I_s)_i^2\right] , \qquad (1)$$

где I_i и $(I_s)_i$ — намагниченность в поле H и самопроизвольная намагниченность слоя типа i соответственно. Постоянные a_i не зависят от температуры и поля. Учтя далее, что модули намагниченностей слоев определяются соотношениями $I_i = (I_s)_i + \chi_i|H|\cos\theta_i$ (где θ_i — углы, образованные векторами $(\mathbf{I}_s)_i$ с H; χ_i — восприимчивость парапроцесса или магнитоэлектронного парапроцесса), получаем соотношение для результирующего удельного магнитосопротивления всех магнитных слоев пленки, являющихся проводниками, включенными параллельно:

$$\Delta\rho = \rho(H) - \rho(0) =$$

$$= \frac{\lambda_1(\sigma_1^0)^2\rho_1'\cos\theta_1 + \lambda_2(\sigma_2^0)^2\rho_2'\cos\theta_2}{(\lambda_1\sigma_1^0 + \lambda_2\sigma_2^0)^2}|H| \ , \qquad (2)$$

где

$$\rho_i' \equiv \frac{\partial\rho_i}{\partial H_{\parallel}} = -2a_i(I_s)_i\chi_i \ , \qquad (3)$$

$H_{\parallel}$ — составляющая вектора напряженности магнитного поля на направление вектора $\mathbf{I}_s$; $\lambda_i = d_i/(d_1 + d_2)$, $\lambda_1 + \lambda_2 = 1$ — относительные толщины слоев; $\sigma_i^0 = 1/\rho_i^0$ — электропроводности; постоянные a_i определяют гальваномагнитные, а $(I_s)_i$ и χ_i — магнитные свойства магнитных слоев. При понижении температуры от точки Кюри $(I_s)_i$ возрастают, восприимчивости χ_i уменьшаются для случая парапроцесса и значительно возрастают для случая магнитоэлектронного парапроцесса.

При выводе соотношения (2) полагалось $|\Delta\rho_i| \ll \rho_i^0$ и $\chi_i H \ll I_i$. Последнее неравенство является также условием существования антипарапроцесса. Намагниченность в каждом слое считали однородной, что выполняется при $d_i < \delta$ (где δ — ширина междоменных границ), т.е. доменная структура не возникает.

Пара- и антипарапроцессы по-разному сказываются на явлениях, описываемых законами термодинамики (в частности, магнитных) и в кинетических эффектах (в частности, гальваномагнитных).

Пара- и антипарапроцесс приводят к увеличению результирующей намагниченности вдоль H (см., например, [5]).

Между тем парапроцесс приводит к уменьшению, а антипарапроцесс должен приводить к увеличению электросопротивления с ростом H. Это обусловлено тем, что при парапроцессе увеличение модуля намагниченности сопровождается уменьшением рассеяния электронов проводимости, а при антипарапроцессе уменьшение модуля намагниченности сопровождается увеличением рассеяния.

Соотношения (2), (3) описывают также магнитосопротивление так называемых сэндвичей, состоящих из двух магнитных слоев, разделенных немагнитным слоем, а также массивных ферромагнетиков и ферритов в широкой области изменения H.

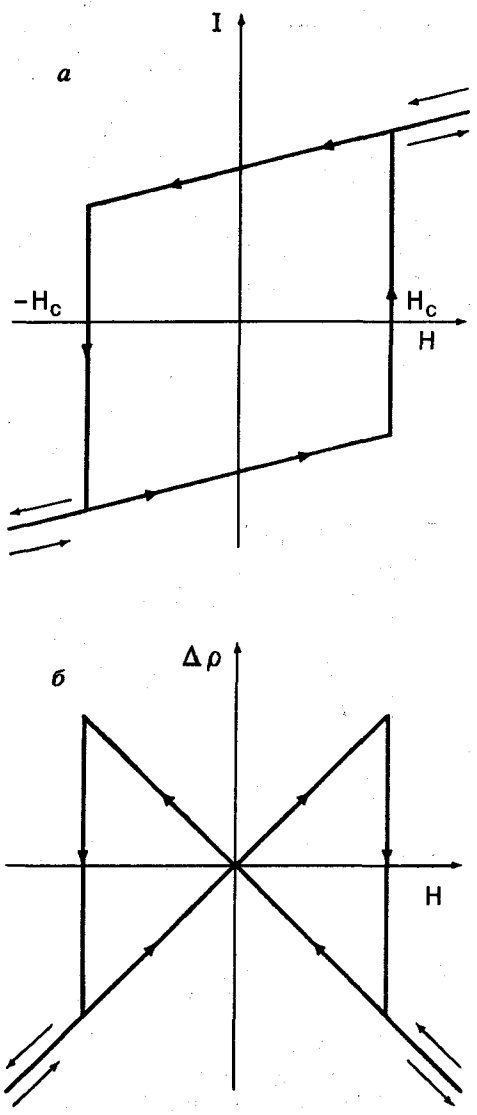

Рис. 1. Петли гистерезиса намагниченности *I* (*а*) и магнитосопротивления $\Delta\rho$ (*б*), обусловленного изменением модуля самопроизвольной намагниченности.

Углы θ_i являются функциями H, определяющими вид кривой намагничивания. Ниже зависимость $\theta_i(H)$, а следовательно, и $\Delta\rho(H)$ для некоторых характерных случаев получена на основании термодинамических расчетов.

3. В массивных ферромагнетиках, для которых $\lambda_2 = 0$; $\theta_1 = \theta$, особенности полевой зависимости магнитосопротивления, обусловленные существованием антипарапроцесса в наиболее чистом виде, должны проявляться, когда петля гистерезиса для намагниченности имеет прямосторонний вид (рис. 1,*а*), в интервале полей $-H_c < H < H_c$ которой отсутствуют процессы вращения вектора самопроизвольной намагниченности и смещения междоменных границ. Здесь H_c — коэрцитивная сила.

В областях изменения напряженности магнитного поля $-H_c < H < 0$ на нисходящей ветви этой петли и $0 < H < H_c$ на восходящей ветви, в которых намагниченность антипараллельна H, т.е. $\cos\theta = -1$, происходит антипарапроцесс. В остальных областях изменения H, в которых намагниченность параллельна H, т.е. $\cos\theta = 1$, происходит парапроцесс. Соответствующая ей петля гистерезиса $\Delta\rho$ при этом имеет вид, представленный на рис. 1,*б*, причем, согласно (2), $\Delta\rho$ определяются следующими соотношениями:

$$\Delta\rho = -\rho' |H| , \qquad (4)$$

$$\Delta\rho = \rho' |H| , \qquad (5)$$

где $\rho' = \partial\rho/\partial H_{||}$ (см. (3)).

Поскольку $\rho' < 0$, соотношение (4) имеет место при $-H_c < H < 0$ на нисходящей и при $H_c > H > 0$ на восходящей ветвях петли гистерезиса, а (5) — при $H > 0$ и $H < H_c$ на нисходящей и $H < 0$, $H > H_c$ на восходящей ветвях.

При $H_{1,2} = \pm H_c$ магнитосопротивление должно изменяться скачком на величину

$$\Delta(\Delta\rho) = 2\rho' H_c . \qquad (6)$$

Различие в знаке величин магнитосопротивления, обусловленного изменением модуля самопроизвольной намагниченности, в пределах петли гистерезиса и вне ее отличает этот вид магнитосопротивления от магнитосопротивлений, обусловленных другими причинами. Положительная величина $\Delta\rho$ на кривой $\Delta\rho(H)$ обусловлена антипарапроцессом.

4. Перейдем теперь к рассмотрению многослойных пленок (см. схематические рис. 2,*а*, 2,*б*, и 3). Остановимся вначале на рассмотрении пленок, намагниченности которых в соседних магнитных слоях связаны через немагнитные слои обменным взаимодействием $2A_{12}(I_s)_1(I_s)_2/I_s^2$, характеризуемом константой поверхностной обменной связи A_{12}. При $A_{12} < 0$ намагниченности соседних слоев ориентированы антипараллельно друг другу. При помещении пленки в магнитное поле, превышающее некоторое поле обменной связи H_s, аналогичное полю схлопывания в теории антиферримагнетизма [3], векторы намагниченностей соседних слоев ориентируются параллельно друг другу.

Рассчитаем вклад магнитосопротивления $\Delta\rho$, обусловленный изменением модуля самопроиз-

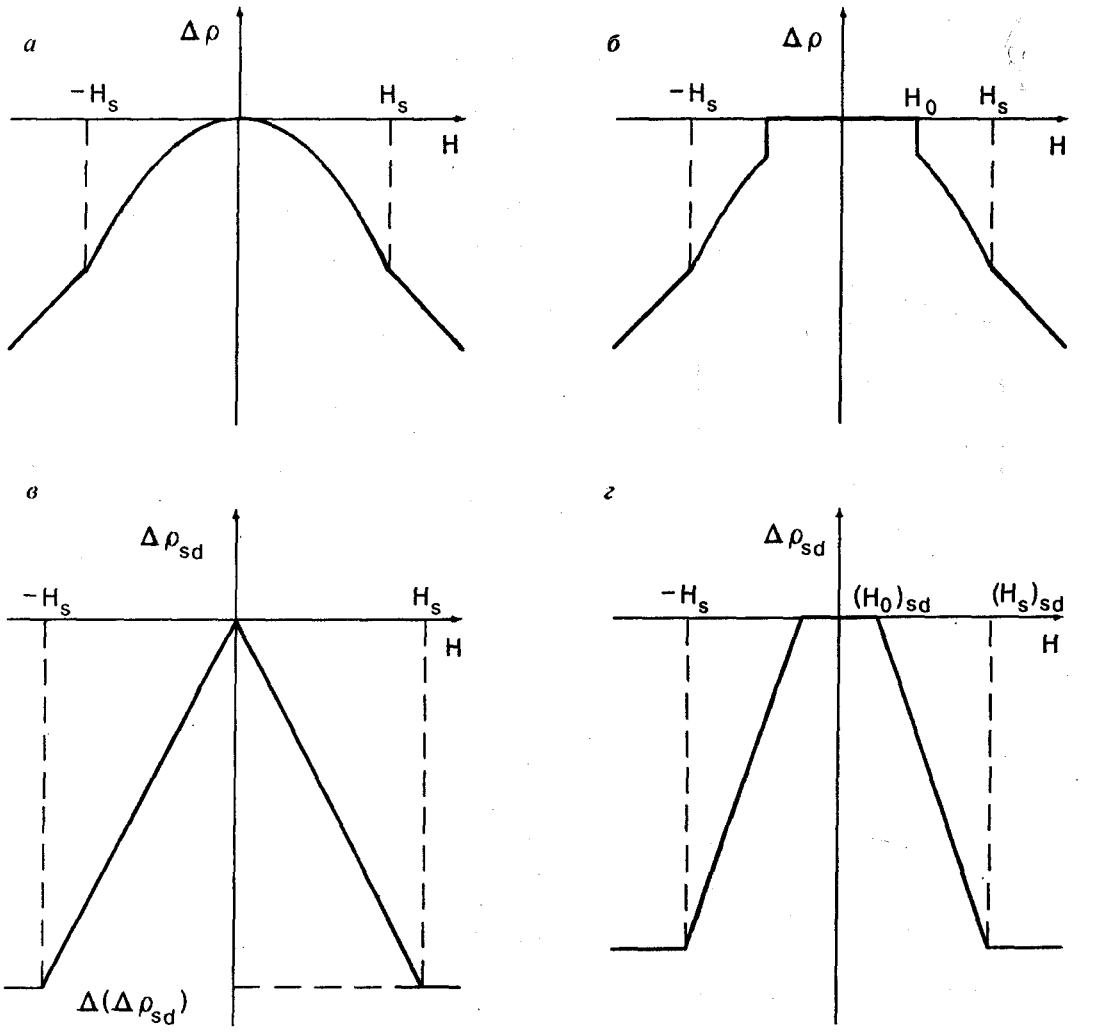

Рис. 2. Зависимости $\Delta\rho$ от H при намагничивании многослойных пленок перпендикулярно (*а*) и параллельно (*б*) оси легкого намагничивания. Зависимости $\Delta\rho_{sd}$ от H, когда намагниченности соседних магнитных слоев в исходном состоянии антипараллельны (*в*) или близки к антипараллельным (*г*).

вольной намагниченности, в общее магнитосопротивление таких пленок. Для простоты положим, что магнитные слои имеют одинаковые магнитные, гальваномагнитные свойства и одинаковые толщины $d_1 = d_2 = d$, т.е. $\lambda_1 = \lambda_2 = 1/2$. Тогда, согласно (2), получаем

$$\Delta\rho = \frac{1}{2}\rho' \left(\cos\theta_1 + \cos\theta_2\right) |H| . \qquad (7)$$

Рассмотрим два предельных случая.

В первом случае пленка намагничивается перпендикулярно оси легкого намагничивания. Из минимума энергий обменной связи, магнитной анизотропии, характеризуемой константой одноосной магнитной анизотропии K, и энергии в магнитном поле следует, что в малых полях намагниченности прилегающих слоев, ориентированные при $H = 0$ перпендикулярно **H**, ориентируются под острыми углами $\theta_1 = -\theta_2 = \theta$ к **H**. Причем

$$\cos\theta = \frac{|H|}{H_s}, \quad 0 \le |H| \le H_s ,$$
$$\cos\theta = 1 , \quad |H| \ge H_s , \qquad (8)$$

где поле обменной связи H_s определяется соотношениями

$$H_s = \frac{2I_s}{\chi_\perp}; \quad \chi_\perp = \frac{dI_s^2}{2|A_{12}|I_s^2 + dK}, \qquad (9)$$

$\chi_\perp$ — перпендикулярная полю восприимчивость.

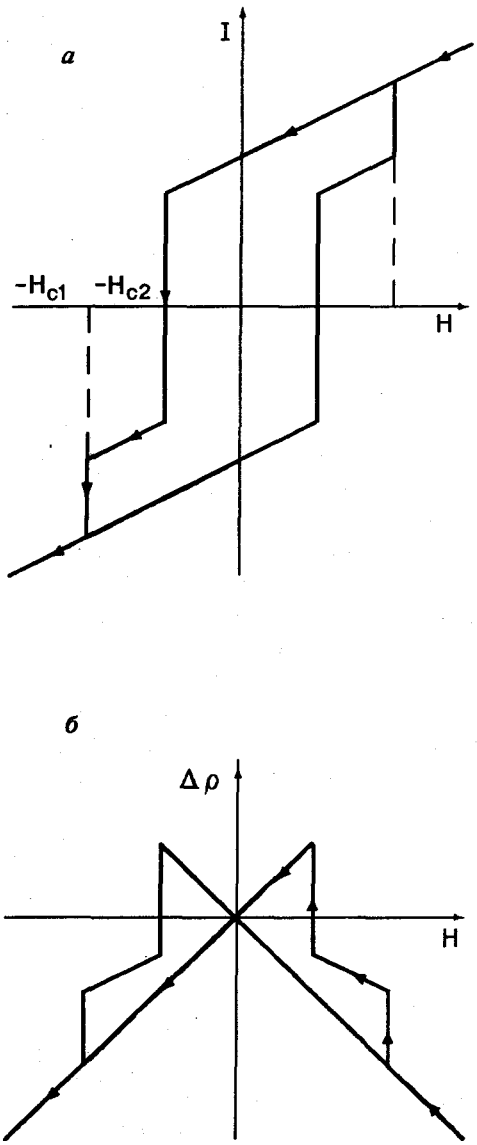

Рис. 3. Петли гистерезиса намагниченности (*а*) и $\Delta\rho$ (*б*) многослойных пленок с различными толщинами d и коэрцитивными силами H_c соседних магнитных слоев.

Для $\Delta\rho$, согласно (7) и (8), получаем

$$\Delta\rho = \rho' H_s \left(\frac{H}{H_s}\right)^2, \quad 0 \le |H| \le H_s,$$
$$\Delta\rho = \rho' H_s \left(\frac{H}{H_s}\right), \quad |H| \ge H_s. \tag{10}$$

При значениях поля $H_{1,2} = \pm H_s$ величина $\Delta\rho$ определяется соотношением

$$\Delta\rho = \rho' H_s. \tag{11}$$

Зависимость $\Delta\rho$ от H для этого случая представлена на рис. 2,*а*.

Во втором случае, когда пленка намагничивается вдоль оси легкого намагничивания, в интервале полей $|H| \le H_0$, где

$$H_0^2 = \frac{4K}{\chi_\perp - \chi_\parallel}, \tag{12}$$

имеем

$$\cos\theta_1 = -\cos\theta_2 = 1 \tag{13}$$

и, следовательно, согласно (7),

$$\Delta\rho = 0, \quad |H| \le H_0, \tag{14}$$

где H_0 — поле опрокидывания намагниченностей соседних слоев, $\chi_\parallel$ — параллельная полю восприимчивость, равная восприимчивости парапроцесса.

В интервале полей $|H| > H_0$ зависимость $\Delta\rho$ от H определяется соотношениями (10).

Величина скачкообразного изменения $\Delta\rho$ при $H_{1,2} = \pm H_0$ равна

$$\Delta\left(\Delta\rho(H_0)\right) = \rho' H_0. \tag{15}$$

Кривая зависимости $\Delta\rho$ от H для этого случая представлена на рис. 2,*б*. Нулевое значение $\Delta\rho$ в интервале полей $-H_0 \le H \le H_0$ связано со следующим обстоятельством. Изменение магнитосопротивления в слоях, в которых намагниченность ориентирована вдоль поля (парапроцесс), полностью компенсируется изменением магнитосопротивления обратного знака в слоях, в которых намагниченность ориентирована антипараллельно H (антипарапроцесс).

В первом случае во всем рассматриваемом интервале полей и во втором случае вне интервала полей $-H_0 \le H \le H_0$ имеет место только парапроцесс, и $\Delta\rho < 0$.

Перейдем к рассмотрению случая, когда обменное взаимодействие между слоями отсутствует. Исследуем тонкие магнитные пленки, магнитные слои которых изготовлены из одного и того же материала, но имеют различные толщины. При достаточно тонких слоях их коэрцитивная сила зависит от толщины, увеличиваясь по мере ее уменьшения: $H_{c1} < H_{c2}$ при $d_1 > d_2$.

Магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, определяется в этом случае соотношением

$$\Delta\rho = \rho' |H| \left(\lambda_1 \cos\theta_1 + \lambda_2 \cos\theta_2\right). \tag{16}$$

В случае прямосторонней петли гистерезиса для намагниченности (рис. 3,*а*) петля гистерезиса маг-

нитосопротивления, согласно (16), имеет вид, представленный на рис. 3,*б*.

5. Отметим отличие закономерностей, которым подчиняется магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, от закономерностей, которым подчиняется спинзависящее магнитосопротивление.

Магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, зависит от ориентации намагниченности относительно **H**. Поэтому при изменении H, когда в интервалах его изменения намагниченности уже параллельны **H**, кривые $\Delta\rho(H)$ носят линейный характер (рис. 1,*б*, 2,*а*, 2,*б*, 3,*б*). Экстраполяция этих кривых на нулевое поле отсекает на оси ординат значение $\Delta\rho = 0$, т.е. значение, измеренное при $H = 0$. Однако при перемагничивании по петле гистерезиса $\Delta\rho$ может принимать и положительные значения в пределах петли гистерезиса (рис. 1,*б*, 3,*б*).

Для удобства сравнения вкладов $\Delta\rho$ и $\Delta\rho_{sd}$ в общее магнитосопротивление определим спинзависящее магнитосопротивление $\Delta\rho_{sd}$ как разницу в величинах сопротивления пленки, находящейся в некотором магнитном состоянии с отличной от нуля результирующей намагниченностью, и сопротивлением пленки, находящейся в состоянии с антипараллельной или близкой к ней ориентацией намагниченности чередующихся слоев.

Величина спинзависящего магнитосопротивления зависит от ориентации намагниченностей чередующихся слоев относительно друг друга. Зависимость $\Delta\rho_{sd}$ от H косвенная, поскольку поле определяет лишь взаимную ориентацию намагниченности слоев. По вышеприведенному определению $\Delta\rho_{sd}$ в исходном состоянии имеет наивысшее значение, принимаемое за нулевое. Тогда при переходе под воздействием H в состояние пленки с параллельной ориентацией намагниченностей слоев спинзависящее магнитосопротивление достигает своего наинизшего (отрицательного) значения при $|H| = H_s$. При $|H| \geq H_s$ эта параллельная ориентация сохраняется, и $\Delta\rho_{sd}$ уже не зависит от H. В соответствии с этим экстраполяция зависимости $\Delta\rho_{sd}(H)$, полученной вне интервалов $-H_s \geq H$ и $H \geq H_s$, к $H = 0$ отсекает на оси ординат величину $\Delta(\Delta\rho_{sd})$, определяющую так называемое гигантское магнитосопротивление $[\rho(H_s) - \rho(0)]/\rho(0) \equiv \Delta(\Delta\rho_{sd})/\rho(0)$. Для случая, когда намагниченности соседних слоев в исходном состоянии антипараллельны друг другу, зависимость $\Delta\rho_{sd}^{\cdot}(H)$ представлена на рис. 2,*в*. Для случая, когда намагниченности соседних слоев в исходном состоянии расположены под тупым углом друг к другу, а пленка намагничивается перпендикулярно ее плоскости, зависимость $\Delta\rho_{sd}$ от H представлена на рис. 2,*г* [6].

Различны зависимости $\Delta\rho_{sd}$ и $\Delta\rho$ от концентрации примесей и температуры: $\Delta\rho_{sd}$ существенно зависит от концентрации магнитных и немагнитных примесей и их распределения по толщине пленки; $\Delta\rho$ не связано с количеством примесей; $\Delta\rho_{sd}$ уменьшается с ростом температуры. Магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, с увеличением температуры по мере ее приближения к точке Кюри возрастает из-за рассеяния на спиновых волнах, когда оно связано с парапроцессом. В противоположность этому при понижении температуры от точки Кюри магнитосопротивление, обусловленное магнитоэлектронным парапроцессом, экспоненциально возрастает.

Спинзависящее магнитосопротивление проявляется в тонких многослойных магнитных пленках. Между тем магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, присуще и массивным магнетикам, однако для тонких магнитных пленок зависимость $\Delta\rho$ от H приобретает своеобразный характер (рис. 1,*б*, 3,*б*).

Вклад спинзависящего магнитосопротивления существенно зависит от толщин магнитных и немагнитных слоев. Между тем магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, в каждом слое проявляется независимым образом и непосредственно не зависит от толщины магнитного слоя. Поэтому в формулах для $\Delta\rho$ содержится лишь отношение толщин магнитных слоев, а не сами толщины.

Константа обменной связи A_{12} зачастую оказывается осциллирующей (знакопеременной) функцией толщины немагнитного слоя пленки. Поэтому и величина спинзависящего магнитосопротивления должна осциллировать (без изменения знака) с изменением этой толщины.

Оценим порядок ожидаемых эффектов, обусловленных изменением модуля самопроизвольной намагниченности.

В литературе обычно приводятся экспериментальные данные для относительного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$, где ρ_0 — удельное сопротивление, измеренное в отсутствие магнитного поля.

Величины $\Delta\rho/\rho_0$ определяются приведенными выше соотношениями для $\Delta\rho$, если в их левых частях заменить $\Delta\rho$ на $\Delta\rho/\rho_0$, а в правых ρ' на $\partial(\Delta\rho/\rho_0)/\partial H_{\parallel}$. Для грубых оценок можно предположить, что для тонких магнитных слоев производная $\partial(\Delta\rho/\rho_0)/\partial H_{\parallel}$ имеет тот же порядок величины, что и для массивного магнетика.

Приведем сначала данные для ферромагнитных металлов и их сплавов. Например, для Ni [7] при комнатных температурах $\partial(\Delta\rho/\rho_0)/\partial H_{\parallel} = 2\cdot10^{-7}\,Э^{-1}$. Поэтому в полях H_s и H_c порядка 10^4 Э относительное магнитосопротивление составляет 0,1%

По мере приближения к T_C относительное магнитосопротивление увеличивается. Так например, в соединении Cr_5Te_6 [8] при $T = 317{,}5$ K ($T_C = 325$ K) $\partial(\Delta\rho/\rho_0)/\partial H_{\parallel} = 2\cdot10^{-6}\,Э^{-1}$ и $\Delta\rho/\rho_0$ может составлять несколько процентов. Еще бо́льшая величина $\Delta\rho/\rho_0 \sim 10\%$ наблюдалась в сплавах NiCu [9].

В феррошпинелях магнитосопротивление увеличивается по мере понижения температуры. Например, в феррите марганца $MnFe_2O_4$ ($T_C = 560$ K) при температуре 80 K относительное магнитосопротивление на два порядка выше, чем вышеприведенное значение для никеля.

Поскольку спинзависящее магнитосопротивление уменьшается с ростом температуры и увеличением толщины магнитных слоев пленок, а магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, не должно зависеть от толщины, то в пленках с относительно толстыми (по отношению к длине свободного пробега электронов проводимости) слоями доля магнитосопротивления, обусловленного изменением модуля самопроизвольной намагниченности, может оказаться существенной. Это наблюдалось, например, в сэндвичах GdY [10], в которых слои Gd разделены слоями Y, и имеет место отрицательное обменное взаимодействие. В них магнитосопротивление, обусловленное изменением модуля самопроизвольной намагниченности, превышало спинзависящее.

1. M. N. Baibich, Y. M. Broto, A. Fert, E. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and Y. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
2. A. Fert and I. A. Campbell, *J. Phys.* **F6**, 849 (1976).
3. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
4. К. П. Белов, *УФН* **164**, 603 (1994).
5. К. Б. Власов, *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **18**, 1339 (1954).
6. В. В. Устинов, М. М. Кириллова, И. Д. Лобов, В. М. Маевский, А. А. Махнев, В. И. Минин, Л. Н. Ромашев, А. Р. Дель, А. Д. Семериков, Е. И. Шредер, *ЖЭТФ* **109**, № 1 (1996).
7. К. П. Белов, *Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках*, Гостехиздат, Москва (1957).
8. Н. П. Гражданкина, Р. И. Зайнуллина, *ФММ* **43**, 771 (1977).
9. И. К. Кикоин, Т. Н. Игошева, *ЖЭТФ* **46**, 67, 1923 (1964).
10. P. P. Freitas, M. From, Z. Y. Melo, and Plasket, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 485 (1991).

Magnetoresistance of ferromagnets and magnetic multilayers, caused by variation of spontaneous magnetization modulus

K. B. Vlasov and V. V. Ustinov

The phenomenological approach is developed to calculate the magnetoresistance of bulk ferromagnets, ferrits and magnetic multilayers, caused by variation of spontaneous magnetisation modules under the influence of magnetic field. It is supposed that the magnetoresistance is due to scattering of conduction electrons by spin waves in paraprocess, in antiparaprocess and in magnetoelectronic paraprocess of ferrits. Distinction between magnetoresistance caused by variation of spontaneous magnetisation modules and that due to spin-dependent scattering is discussed.