

Калибровочные параметры зондирующей иглы магнитного силового микроскопа в поле тестирующей токовой петли

© А.В. Горячев, А.Ф. Попков

Федеральное государственное унитарное предприятие
Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина,
124460 Москва, Россия
e-mail: Gorinich@info.ru

(Поступило в Редакцию 20 декабря 2005 г.)

Обсуждается метод калибровки зонда магнитного силового микроскопа (МСМ) с использованием поля кольцевой токовой петли. Проведен расчет калибровочных параметров, получаемых путем аппроксимации магнитного вклада в измеряемую жесткость кантилевера от протяженной иглы зонда в поле токовой петли эквивалентным вкладом от точечного магнитного диполя и магнитного „заряда“ в рамках выбираемой теоретической модели. В работе рассмотрены три упрощенные модели конусообразной иглы с заостренным, усеченным и скругленным наконечниками. Проведен сравнительный анализ рассчитанных зависимостей эффективных калибровочных параметров от радиуса токовой петли и данных экспериментальных измерений, который показал, что наилучшее совпадение с экспериментом дает модель однородно намагниченной иглы в виде усеченного конуса. Результаты расчетов могут быть использованы для моделирования изображений магнитно-силового микроскопа и численного тестирования магнитных объектов.

PACS: 07.79.Pk

Введение

Совершенствование технологии магнитных интегральных структур требует развития магнитно-измерительной техники, работающей в нанометровом диапазоне. Одним из перспективных направлений в этом отношении является магнитная силовая зондовая микроскопия (МСМ), позволяющая изучать магнитные объекты с разрешением от 100 до 10 nm [1,2]. С помощью магнитно-силового микроскопа изучается микромагнитная структура записанных битов информации на дисках [3,4], процессы перемагничивания наноэлементов [5,6], микромагнетизм доменных границ [7,8] и т.д. Наряду с совершенствованием техники визуализации магнитных изображений важной задачей здесь является развитие методов количественного измерения полей рассеяния магнитных объектов [9,10]. Однако на этом пути имеются трудности, связанные с неоднозначностью интерпретации результатов визуализации, особенно в тех случаях, когда магнитные свойства иглы МСМ неизвестны [11]. Большое значение поэтому имеет предварительная калибровка зонда МСМ. Для этих целей возможно применение магнитных полей рассеяния стандартных магнитных структур, например, доменных структур тех же магнитных дисков [12], редкоземельных феррит-гранатовых пленок [8] и т.д. Эти способы имеют недостаток, связанный с тем, что магнитное поле тестирующих структур может меняться из-за магнитного взаимодействия с тестируемой иглой [13]. С этой точки зрения более удобны токовые структуры [14–16], поля которых не зависят от полей рассеяния иглы МСМ. При этом, однако, характеристики калибруемого зонда зависят от размеров тестирующей структуры и метода калибровки [16]. Поскольку конечной целью проводимых калибровочных измерений является исполь-

зование получаемых результатов тестирования для дальнейшего проведения количественных МСМ-измерений, необходимо знать пределы применимости получаемых калибровочных параметров для магнитных иглонок при визуализации и измерении объектов, которые в общем случае формой и размерами отличаются от тестируемых структур. В связи с этим представляется важным иметь достаточно простую модель магнитной иглы зонда МСМ, которая позволяет эффективно и адекватно проводить моделирование МСМ-визуализации и измерения объектов при известных калибровочных параметрах зонда. С этой целью в настоящей работе проводится расчет калибровочных параметров зонда МСМ в поле кольцевой токовой петли для трех упрощенных моделей конусообразного наконечника зонда — с заостренным, усеченным и скругленным концами. Полученные зависимости этих параметров от радиуса токовой петли сравниваются с данными экспериментальных измерений, полученными в работе [16].

Модели иглы МСМ

Рассмотрим метод калибровки иглы МСМ с применением поля токовой петли. В этом методе сигнал МСМ — фазовый $\Delta\varphi(z_0)$ либо частотный $\Delta\Omega(z_0)$ сдвиг резонансных колебаний кантилевера МСМ — измеряется в зависимости от высоты зонда z_0 над кольцевой петлей. Затем он сравнивается с расчетной зависимостью этих величин $\Delta\varphi = -Q \frac{k}{k_c}$ (либо $\Delta\Omega = \Omega_c \frac{k}{k_c}$), где k_c , Ω_c , Q — модуль упругой жесткости, резонансная частота и добротность колебаний кантилевера, а k — полный магнитный вклад в упругую жесткость кантилевера, получаемый в модели наконечника, содержащего

точный магнитный диполь m_z и точечный магнитный заряд q . Поясним это подробнее.

Ток I , протекающий по кольцу радиуса R в плоскости XY создает магнитное поле вдоль перпендикулярной оси z , проходящей через его центр, равное $H_z = \frac{IR^2}{2(z^2+R^2)^{3/2}}$. Магнитная жесткость кантилевера, расположенного над центром токовой петли, магнитный наконечник которого перпендикулярен ее плоскости, как показано на рис. 1, определяется второй вариацией энергии зонда $E(z_0)$ по смещению его положения z_0 в магнитном поле петли, т.е. $k = \frac{\partial^2 E(z_0)}{\partial z_0^2}$, где $E(z_0) = -\mu_0 \int_{V_m} M_z(x, y, z) H_z(x, y, z) dV$, $M_z(x, y, z)$ — намагниченность наконечника. Для зонда, содержащего точечные магнитные диполи, „заряд“ m_z q (магнитный заряд определяется как градиент намагниченности), имеющие смещение по высоте от конца зонда z_0 на δ_m и δ_q соответственно, полная магнитная жесткость состоит из двух вкладов $k = k_m + k_q$, обусловленных точечным дипольным моментом

$$k_m = \mu_0 m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z_0^2} = \mu_0 \frac{6m_z I \left(\left((z_0 + \delta_m)/R \right)^2 - 1/4 \right)}{R^3 \left(\left((z_0 + \delta_m)/R \right)^2 + 1 \right)^{7/2}} \quad (1)$$

и точечным магнитным „зарядом“ q

$$k_q = -\mu_0 q \frac{\partial H_z}{\partial z} = \mu_0 \frac{3q I \left((z_0 + \delta_q)/R \right)}{2R^2 \left(\left((z_0 + \delta_q)/R \right)^2 + 1 \right)^{5/2}}. \quad (2)$$

Из условия наилучшей подгонки рассчитанных и измеренных зависимостей сигнала МСМ находятся эквивалентные величины для диполя m_z , заряда q и их положения по высоте зонда δ_{mz} и δ_q . Подобным методом в работе [16] была проведена калибровка игловок, имеющих пирамидальную форму с коническим наконечником, имеющим угол раствора 17° . Высота игловок составляла $10 \mu\text{m}$. Иголочки были покрыты магнитным слоем $\text{Co}_{85}\text{Cr}_{15}$, толщина которого менялась от 150 до 1500 \AA , и предвременно намагничивались вдоль оси конуса. Использованное в этой работе металлическое подковообразное кольцо токовой шины имело внутренний радиус, варьируемый от 1 до $5 \mu\text{m}$, и ширину 200 nm. По экспериментальным данным было установлено, что получаемые эффективные параметры q , m_z , δ_q , δ_{mz} зависят от радиуса тестирующего кольца следующим образом:

$$m_z = 2.1 \cdot 10^{-2} R^2, \quad q = 2 \cdot 10^{-2} R,$$

$$\delta_{mz} = 8.27 \cdot 10^{-1} R, \quad \delta_q = 4.7 \cdot 10^{-1} R.$$

Мы используем найденные эмпирические зависимости в этой работе для численного анализа трех упрощенных моделей иглы МСМ.

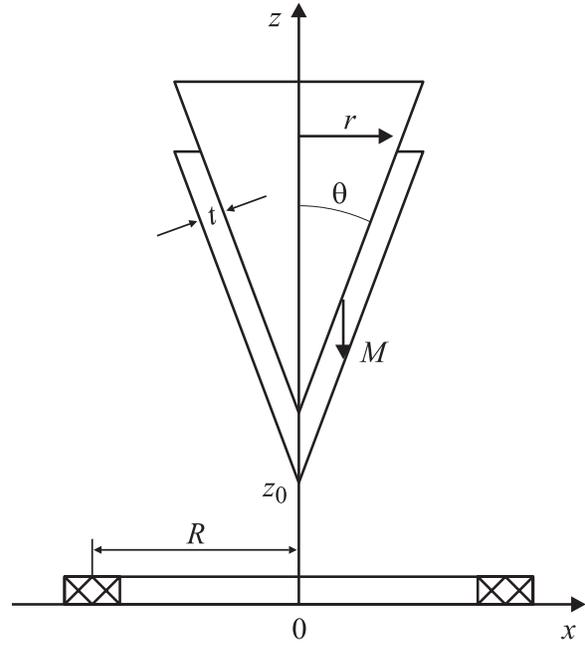


Рис. 1. Коническая игла МСМ и геометрия ее тестирования в поле токовой петли.

Модель конической иглы

Рассмотрим модель зонда кантилевера в виде конической иглы с углом образующей θ (рис. 1), которая покрыта тонким магнитным слоем толщины t . В пределе бесконечно малой толщины магнитное покрытие конической иглы можно рассматривать как континуум магнитных диполей, расположенных вдоль образующей конуса, а именно $dm = tMr d\varphi dz / \cos\theta$, где M — намагниченность покрывающего слоя, r, z, φ — полярные координаты точечного диполя на поверхности конуса, причем $r = (z - z_0) \tan\theta$, где z_0 — высота подъема конической иглы. Каждый из точечных диполей дает независимый вклад в жесткость кантилевера. Поэтому интегральный вклад покрытия в магнитную жесткость при малом угле раствора θ будет примерно равен

$$\begin{aligned} k_{\text{cone}}(z_0) &= \iint \mu_0 \frac{\partial^2 H_z(r, z)}{\partial z^2} dm_z \\ &\approx \iint \mu_0 \frac{\partial^2 H_z(0, z)}{\partial z^2} dm_z \\ &= \int_{z_0/R}^{\infty} \mu_0 \frac{12\pi I t M \left((z/R)^2 - 1/4 \right)}{R \cos\theta \left((z/R)^2 + 1 \right)^{7/2}} \left(\frac{z}{R} - \frac{z_0}{R} \right) \tan\theta d\left(\frac{z}{R} \right) \\ &= \frac{k_0}{\left((z_0/R)^2 + 1 \right)^{3/2}}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{где } k_0 = \frac{\pi I t M \tan\theta}{R \cos\theta}.$$

Найденную зависимость магнитной жесткости от высоты подъема иглы аппроксимируем магнитной жестко-

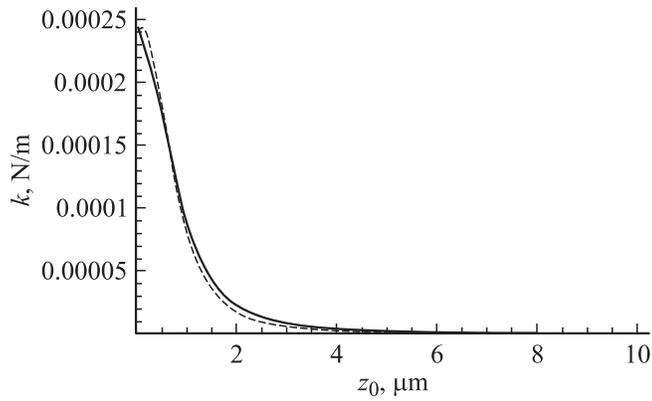


Рис. 2. Зависимость магнитной жесткости кантилевера в поле токовой петли от высоты подъема иглы: сплошная кривая — расчет для модели конической иглы, пунктир — для комбинационной модели точечных магнитных диполя и заряда.

стью, создаваемой точечным магнитным диполем величиной

$$m_{z\text{eff}} = \frac{\pi M t R^2 \operatorname{tg} \theta}{6 \cos \theta} \eta_m, \quad (4)$$

расположенным на расстоянии $d_{\text{eff}} = \alpha_{\text{eff}} R$ от конца зонда, где $\eta_m, \alpha_{\text{eff}}$ — безразмерные подгоночные параметры, который создает магнитную жесткость

$$k_m(z_0) = k_0 \eta_m \frac{((z_0 + d_{\text{eff}})^2 / R^2 - 1/4)}{((z_0 + d_{\text{eff}})^2 / R^2 + 1)^{7/2}}, \quad (5)$$

а также точечным магнитным „зарядом“

$$q_{\text{eff}} = \frac{2\pi M t R \operatorname{tg} \theta}{3 \cos \theta} \eta_q, \quad (6)$$

расположенным на расстоянии $d_{\text{eff}}^q = \alpha_{\text{eff}}^q R$ от конца конуса и создающим дополнительный вклад в жесткость кантилевера

$$k_q(z_0) = k_0 \eta_q \frac{z_0 / R + d_{\text{eff}}^q / R}{((z_0 + d_{\text{eff}}^q)^2 / R^2 + 1)^{5/2}}. \quad (7)$$

Зависимость жесткости от высоты подъема конической иглы, даваемая формулой (3), может быть теперь аппроксимирована комбинацией вкладов в жесткость от точечных магнитных заряда и диполя $k = k_m + k_q$, определяемой формулами (5) и (7).

Подгоночные параметры $\eta_m, \alpha_{\text{eff}}, \eta_q, \alpha_{\text{eff}}^q$ могут быть найдены из условия минимума разностной квадратичной формы сравниваемых зависимостей $(k_m(z_0) + k_q(z_0))$ и $k_{\text{cone}}(z_0)$

$$F_m(\eta_m, \alpha_{\text{eff}}) = \frac{1}{k_0^2} \int \left((k_m(z_0) + k_q(z_0)) - k_{\text{cone}}(z_0) \right)^2 dz_0. \quad (8)$$

Наилучшая найденная численно комбинация калибровочных параметров для модели заостренной конической

иглы с магнитными и геометрическими параметрами зонда, соответствующими параметрам магнитных накопителей, исследовавшихся в [16], была следующей:

$$m_z(R) \approx 5.1 \cdot 10^{-2} R, \quad d_{\text{eff}}(R) \approx 6.76 \cdot 10^{-1} R;$$

$$q_z(R) \approx 3.9 \cdot 10^{-1} R, \quad d_{\text{eff}}^q(R) \approx 4.87 \cdot 10^{-1} R.$$

На рис. 2 приведены для сравнения зависимости магнитной жесткости кантилевера, полученные для комбинационной модели точечного диполя и „заряда“ и заостренной конической иглы.

При исследовании объектов, характерный размер которых сравним с размерами кончика магнитного зонда, данная модель может давать неверное приближение, так как существенный вклад в жесткость может быть обусловлен магнитными „зарядами“ кончика зонда. Поэтому мы рассмотрим еще две модели, учитывающие влияние кончика магнитного зонда.

Модель усеченного конуса с продольной намагниченностью

Будем считать, что однородно намагниченная игла представляет собой усеченный конус, покрытый магнитным слоем толщины t , как показано на рис. 3. Магнитный слой будем считать однородно намагниченным параллельно оси z . С точки зрения магнитостатики такая игла представляет собой совокупность точечных магнитных „зарядов“ dq , определяемых выходом намагниченности на поверхность покрывающего иглу магнитного слоя и равномерно распределенных на каждой стороне этого слоя. Тогда интегральный вклад в жесткость будет

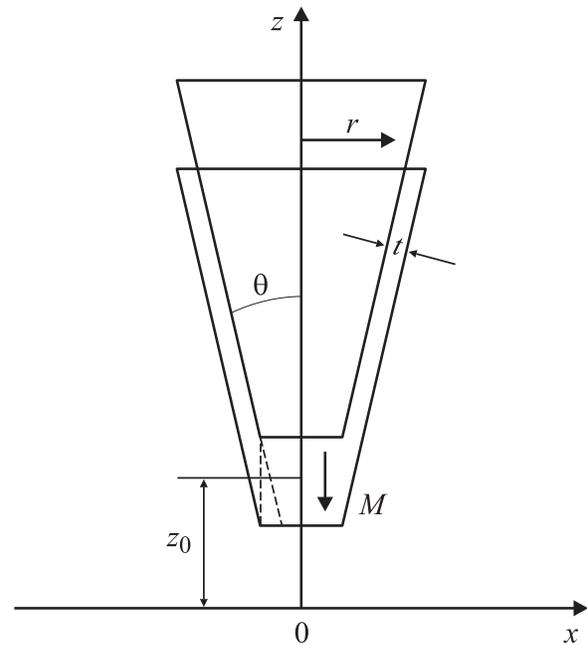


Рис. 3. Модель иглы магнитного зонда в виде усеченного конуса.

иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
 k_{\text{mod } q} &= -\mu_0 \int_s dq \frac{\partial H}{\partial z} \\
 &= -\mu_0 M \int_0^{\frac{t}{2 \cos \theta}} 2\pi r dr \left(\frac{\partial H}{\partial z} (R, z_0) - \frac{\partial H}{\partial z} \left(R, z_0 - \frac{t}{\sin \theta} \right) \right) \\
 &\quad - \mu_0 M \sin \theta \int_{z_0}^{\infty} 2\pi r_1 \left(\frac{\partial H}{\partial z} (R, z_0) - \frac{\partial H}{\partial z} \left(R, z_0 - \frac{t}{\sin \theta} \right) \right) \frac{dz}{\cos \theta}.
 \end{aligned} \tag{9}$$

Из последнего выражения в предельном случае малой толщины покрывающего слоя $t \ll z_0$ можно использовать приближенное выражение

$$\begin{aligned}
 k_{\text{mod } q} &= -\mu_0 \int_s dm_z \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = -\frac{\mu_0 M t}{\sin \theta} \int_0^{\frac{t}{2 \cos \theta}} 2\pi r dr \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} (R, z_0) \\
 &\quad - \mu_0 M t \int_{z_0}^{\infty} 2\pi r_1 \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} (R, z_0) \frac{dz}{\cos \theta},
 \end{aligned} \tag{10}$$

где $r_1 = \left((z - z_0) + \frac{t}{2 \sin \theta} \right) \text{tg } \theta$, которое определяет магнитный вклад в жесткость кантилевера аналогично предыдущему случаю, когда покрывающий слой в магнитном отношении рассматривается как совокупность точечных магнитных диполей, равномерно распределенных вдоль покрывающего слоя. Подобная формула, однако, менее точно учитывает вклад магнитных зарядов вблизи усеченного кончика иглы, поэтому расчеты проводились нами по формуле (9). Магнитная жесткость, рассчитанная по (9), сравнивалась с расчетами для комбинационной модели точечных магнитных „заряда“ и диполя.

Эффективные параметры иглы с усеченным наконечником определялись из минимизации функционала аналогично предыдущему случаю. В минимизируемый функционал (8), однако, вместо $k_{\text{cone}}(z_0)$ подставляется функция (9), соответствующая данной модели. В результате численных расчетов для этого наконечника были получены следующие эффективные параметры:

$$d_{\text{eff } q} = 0.47R; \quad q_{\text{eff}} = 1.7 \cdot 10^{-1}R;$$

$$d_{\text{eff } m} = 0.8R; \quad m_{z \text{ eff}} = 2.4 \cdot 10^{-2}R^2.$$

Модель скругленного наконечника с перпендикулярной намагниченностью

Рассмотрим теперь модель со скругленным наконечником, в которой покрывающий магнитный слой нанесен на заостренный наконечник (рис. 4). Радиус скругления покрывающего слоя на конце иглы предполагается совпадающим с толщиной ее магнитного покрытия на боковых поверхностях. Аналогично предыдущей модели

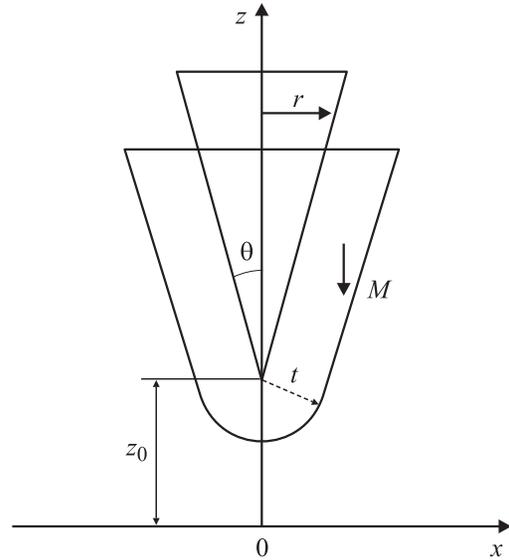


Рис. 4. Модель магнитного наконечника со скругленным концом.

будем считать, что магнитное покрытие взаимодействует с полем токовой петли благодаря магнитным „зарядам“, создаваемым намагниченностью на поверхностях покрывающего слоя. Тогда интегральный вклад в жесткость будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
 k &= -\mu_0 M \sin \theta \\
 &\quad \times \int_{z_0}^{\infty} 2\pi \left(r_1 \frac{\partial H}{\partial z} (R, z) - r_2 \frac{\partial H}{\partial z} \left(R, z - \frac{t}{\sin \theta} \right) \right) \frac{dz}{\cos \theta} \\
 &\quad + \mu_0 M \int_0^{\beta_0} \frac{\partial H}{\partial z} (t \sin \beta, z_0 - t \cos \beta) 2\pi t^2 \cos \beta \sin \beta d\beta \\
 &\quad - \mu_0 M \int_0^t \int_0^{\beta_0} \frac{\partial H}{\partial z} (r \sin \beta, z_0 - r \cos \beta) 2\pi r^2 \sin \beta dr d\beta,
 \end{aligned} \tag{11}$$

где

$$\begin{aligned}
 r_1 &= \left((z - z_0) + \frac{t}{2 \sin \theta} \right) \text{tg } \theta, \\
 r_2 &= \left((z - z_0) + \frac{t}{2 \sin \theta} \right) \text{tg } \theta + \frac{t}{\cos \theta}.
 \end{aligned}$$

Как показали расчеты, наилучшее совпадение данной модели с моделями точечного магнитного заряда и магнитного диполя достигались для следующих зависимостей эффективных параметров от радиуса токовой петли:

$$d_{\text{eff } q} = 0.49R; \quad q_{\text{eff}} \approx 4.6 \cdot 10^{-1}R^2;$$

$$d_{\text{eff } m} = 1.6R^2; \quad m_{z \text{ eff}} \approx 8.7 \cdot 10^{-2}R^2.$$

Последние зависимости эффективных параметров существенно отличаются от таковых, полученных выше

Эффективный параметр	Эксперимент	Коническая модель	Модель усеченного конуса	Коническая модель со скругленным наконечником
δ_q	$4.7 \cdot 10^{-1}R$	$3.8 \cdot 10^{-1}R$	$3.7 \cdot 10^{-1}R$	$5.5 \cdot 10^{-1}R$
δ_{mz}	$8.27 \cdot 10^{-1}R$	$4.8 \cdot 10^{-1}R$	$4.9 \cdot 10^{-1}R$	$4.16R^2$
q	$2 \cdot 10^{-2}R$	$9.3 \cdot 10^{-2}R$	$4.6 \cdot 10^{-2}R$	$7.93 \cdot 10^{-1}R^2$
m_z	$2.1 \cdot 10^{-2}R^2$	$1.1 \cdot 10^{-2}R^2$	$6 \cdot 10^{-2}R^2$	$5.4 \cdot 10^{-2}R^2$

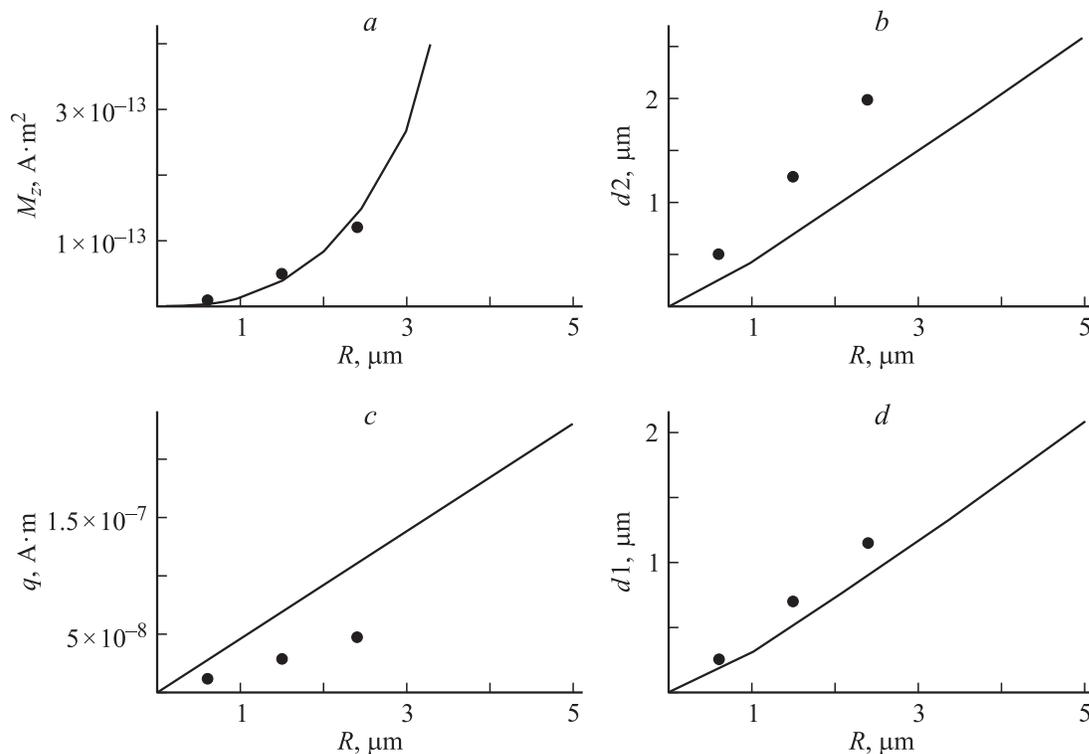


Рис. 5. Зависимость рассчитанных калибровочных параметров магнитного зонда от радиуса тестирующей токовой петли: *a* — величины эффективного точечного магнитного диполя; *b* — положения точечного диполя внутри зонда; *c* — величины эффективного точечного магнитного „заряда“; *d* — положения точечного магнитного „заряда“ внутри зонда. Зачерненными квадратами отмечены точки, соответствующие экспериментальным данным.

для заостренного и усеченного наконечников, что связано, по-видимому, с наличием некомпенсированных магнитных „зарядов“ на скругленном конце.

Найденные нами зависимости эффективных параметров магнитных наконечников для трех рассмотренных моделей иглы сведены в таблицу. Там же приведены эмпирические зависимости для калибровочных параметров, найденные в [16] экспериментально. Из сравнения приведенных данных видно, что наилучшее соответствие эксперименту дает вторая из рассмотренных моделей — модель усеченной конической иглы. На рис. 5 приведены зависимости калибровочных параметров, рассчитанные для этой модели от радиуса токовой петли. Там же нанесены точки, соответствующие данным эксперимента [16]. Видно, что калибровочные параметры, соответствующие величине эффективного точечного магнитного диполя и его положению внутри зонда, хорошо укладываются на экспериментальную зависимость этих параметров от радиуса кольца. Что касается эффективного точечного за-

ряда, то здесь имеется неплохое качественное согласие полученных зависимостей с эмпирическими формулами работы [16], количественно же хорошо согласуется с экспериментом величина его положения внутри зонда, а величина заряда в модели усеченного конуса имеет несколько заниженное значение. Таким образом, несмотря на простоту принятой модели, удастся правильно описать эффективные параметры магнитного зонда вплоть до количественного их согласия с экспериментальными данными.

Заключение

Таким образом, в работе были рассчитаны три упрощенные модели иглы МСМ: заостренного наконечника конической формы, усеченного конуса и скругленного наконечника с продольным намагничиванием покрывающего слоя. Для этих моделей найдены зависимости

дополнительной жесткости колебаний кантилевера от высоты подъема иглы МСМ над поверхностью исследуемого образца с учетом конечной толщины слоя покрытия, на основе которых получены эффективные параметры магнитных зондов в рамках рассмотренных моделей, редуцированных к модели точечного заряда и точечного диполя. В ходе моделирования было проведено сравнение эффективных параметров с экспериментальными данными работы [16] и установлена модель наконечника в виде усеченного конуса с однородным намагничиванием, наиболее точно подходящая под эксперимент. Найденные нами выражения для калибровочных параметров (4)–(6) не только объясняют полученную экспериментально зависимость этих параметров от радиуса зондирующей токовой петли, но и позволяют вести пересчет калибровочных параметров для любой магнитоэлектрической иглы подобного типа в зависимости от ее магнитных и геометрических параметров. С другой стороны, проделанные модельные расчеты показывают также, что для воспроизведения магнитного изображения объекта применение описанной модели протяженной конической иглы может оказаться более близким к эксперименту по сравнению с использованием редуцированной модели точечного наконечника с эффективными параметрами, зависящими от размера и формы тестирующего объекта. В частности, как показано в [8], протяженный характер зонда дает лучшее воспроизведение периферийного спада сигнала МСМ от изолированной доменной границы, чем модель точечного магнитного диполя для наконечника.

Работа поддержана грантом РФФИ № 03-02-17166.

Список литературы

- [1] Rugar D., Mamin H.J., Guethner P., Lambert S.E., Stern J.E., McFadyen I., Yogi T. // *J. Appl. Phys.* 1990. Vol. 68. N 3. P. 1169–1183.
- [2] Grutter P., Mamin H.J., Rugar D. // *Scanning Tunneling Microscopy II* / Ed. by: R. Wiesendanger, H.-J. Guherodt. Springer Series Surf. 1992. Vol. 28. P. 151–207.
- [3] Song X., Silvertsen J., Judy J. // *J. Appl. Phys.* 1996. Vol. 79. P. 4912–4914.
- [4] Malhotra S.S., Lal B.B., Alex M., Russak M.A. // *IEEE Trans. Magn.* 1997. Vol. 33. N 5. P. 2992–2994.
- [5] Alexeev A.M., Popkov A.F., Bykov V.A., Polushkin N.I., Kornev V.I. // *JMMM*. 2003. Vol. 258–259. P. 29–31.
- [6] Wu J.C., Huang H.W., Huang Y.W. // *IEEE Trans. Magn.* 1999. Vol. 35. N 5. P. 3481–3483.
- [7] Proksh R., Foss S., Dahlberg E.D. // *IEEE Trans. Magn.* 1994. Vol. 30. N 6. P. 4467–4469.
- [8] Wilkens L., Trager D., Dotsch H., Alexeev A.M., Popkov A.F., Kornev V.T. // *J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 40. P. 2065.
- [9] Proksh R., Skidmore G.D., Dahlberg E.D., Foss S., Schmidt J.J., Merton C., Wolsh B., Dugas M. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 69. N 17. P. 2599–2601.
- [10] Khizroev S.K., Jayasekara W., Bain J.A., Jones R.E., Kryder M.H. // *IEEE Trans. Magn.* 1998. Vol. 34. N 4. P. 2030–2032.

- [11] Babcock K., Eling V., Dugas M., Lopef S. // *IEEE Transaction on Magnetism*. 1994. Vol. 30. N 6. P. 4503.
- [12] Rice P., Russek S.E., Haines B. // *IEEE Trans. Magn.* 1996. Vol. 32. P. 4133–4137.
- [13] Al-Khafaji M.A., Rainforth W.M., Gibbs M.R., Bishop J.E.L., Davies H.A. // *IEEE Trans. Magn.* 1996. Vol. 32. N 5. P. 4138–4140.
- [14] Babcock K.L., Elings V.B., Shi J., Awschalom D.D., Dugas M. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. Vol. 69. N 5. P. 705–707.
- [15] Kong Linshi, Chou Stephen Y. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 70. N 16. P. 2043–2045.
- [16] Wassermann E.F., Burgel Chr., Carl A., Lohau J. // *JMMM*. 2002. Vol. 239. P. 220–223.