

УДК 539.216.2: 621.318.1

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ МИКРОННОЙ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ МАГНИТНОЙ ГОЛОВКИ

А.В. КОРОЛЁВ*, А.М. ГИРО, А.Л. ДАНИЛЮК, В.Е. БОРИСЕНКО

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

П. Бровка, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 27 августа 2006

Приведена методика и результаты моделирования распределения магнитного поля, создаваемого тонкопленочной магнитной головкой. Показана возможность использования тонкопленочной магнитной головки в спинтронике и для организации квантовых вычислений.

Ключевые слова: магнитное поле, тонкопленочная магнитная головка.

Введение

Существует целый класс задач, где требуется создание управляемых, локализованных в узком пространстве, магнитных полей с высокой индукцией (более 1 Т). В настоящее время подобные свойства наиболее востребованы в области спинтроники и квантовых вычислений для создания магнитного поля и его градиента заданной конфигурации для решения, например, проблем разделения резонансных частот ансамблей спинов или кубит вычислительного кластера. Наивысшую локализацию магнитного поля в пространстве на сегодняшний день позволяют получить тонкопленочные магнитные головки (ТМГ) [1].

ТМГ являются достаточно изученным объектом. Их типичные размеры составляют порядка единиц сантиметров. При использовании ТМГ для задач спинтроники или квантовых вычислений возникает необходимость уменьшения размеров ТМГ до единиц микрометров [2, 3], что накладывает специфический отпечаток на пространственное распределение создаваемого ими магнитного поля.

Целью данной работы является уточнение методики и моделирование распределения магнитного поля, создаваемого ТМГ с микрометровыми размерами.

Методика моделирования

На рис. 1 показана упрощенная схема ТМГ. Ее полюса обозначены, как q и p , рабочий зазор ТМГ — g . X и Y — оси координат.

Пространственное распределение магнитного поля, формируемого ТМГ, описывается уравнениями [4]:

$$H_x = -\frac{\partial V(x, y)}{\partial x}, \quad H_y = -\frac{\partial V(x, y)}{\partial y}, \quad (1)$$

где

$$V(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V(t, 0)}{y^2 + (x-t)^2} dt. \quad (2)$$

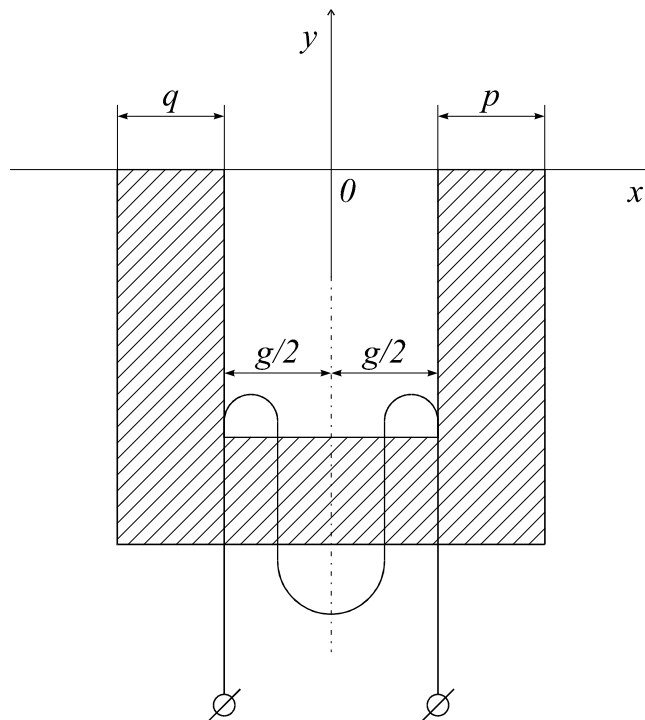


Рис. 1. Упрощенная схема тонкопленочной магнитной головки

Функция $V(t, 0)$ в разных интервалах переменной t от $-\infty$ до $+\infty$ определяется следующим образом:

$$V(t, 0) = \begin{cases} V_0 \left(\frac{C_3}{t + C_4} - C_5 \right), & -\infty < t \leq -(q + g/2), \\ -V_0; & -(q + g/2) \leq t \leq -g/2, \\ \frac{2V_0}{g} t, & -g/2 \leq t \leq g/2, \\ +V_0, & g/2 \leq t \leq (p + g/2), \\ V_0 \left(\frac{C_1}{t - C_2} + C_0 \right), & (p + g/2) \leq t < +\infty, \end{cases} \quad (3)$$

$V_0 = \alpha I_0 / 2$, где α — эффективность ТМГ, определяемая по методике, описанной в [1]; I_0 — единичный ток в обмотке.

В работе [5] приведено приближенное аналитическое решение для уравнений (1) интеграла (2) и функции (3) и показано, что оно дает приемлемые результаты расчета распределения магнитного поля при линейных размерах ТМГ порядка единиц сантиметров. Однако его применение для расчета магнитного поля при размерах ТМГ порядка единиц микрометров приводит к появлению существенных ошибок.

Для решения этой проблемы в данной работе предлагается модификация подынтегрального выражения (2). Введем обозначения: $x/y = \varphi$; $t/y = z$; $p/y = p_1$; $q/y = q_1$; $g/y = g_1$. Кроме этого, новая меняющаяся переменная φ находится в знаменателе подынтегральной функции, что осложняет расчет при переходе точки ноль по оси

интегрирования. С целью устранения этого недостатка введем фиксированное смещение по оси z на φ . После преобразований получим следующие уравнения:

$$f_1(\varphi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty-\varphi}^{-\left(q1+\frac{g1}{2}\right)-\varphi} \left[\left[V_0 \left(\frac{C_3}{y \cdot (z + \varphi) + C_4} - C_5 \right) \right] / \left(1 + (-z)^2 \right) \right] dz, \quad (4)$$

$$f_2(\varphi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\left(q1+\frac{g1}{2}\right)-\varphi}^{-\frac{g1}{2}-\varphi} \left[-V_0 / \left(1 + (-z)^2 \right) \right] dz, \quad (5)$$

$$f_3(\varphi) = \frac{y}{\pi} \int_{-\frac{g1}{2}-\varphi}^{\frac{g1}{2}-\varphi} \left[\left[2 \frac{V_0}{g} (z + \varphi) \right] / \left(1 + (-z)^2 \right) \right] dz, \quad (6)$$

$$f_4(\varphi) = \frac{1}{\pi} \int_{\frac{g1}{2}-\varphi}^{\left(p1+\frac{g1}{2}\right)-\varphi} \left[V_0 / \left(1 + (-z)^2 \right) \right] dz, \quad (7)$$

$$f_5(\varphi) = \frac{1}{\pi} \int_{\left(p1+\frac{g1}{2}\right)-\varphi}^{\infty-\varphi} \left[\left[V_0 \left(\frac{C_1}{y \cdot (z + \varphi) - C_2} + C_0 \right) \right] / \left(1 + (-z)^2 \right) \right] dz, \quad (8)$$

Соотношения для определения безразмерных коэффициентов C_0 – C_5 приведены в табл. 1. В данной работе при моделировании использовали теоретические значения названных коэффициентов, так как экспериментально они были скорректированы для ТМГ, имеющую геометрию (размеры полюсов и рабочего зазора), лежащую в сантиметровом диапазоне.

Таблица 1. Безразмерные коэффициенты для (9)–(13)

Коэффициент	C_0	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5
Теория [5]	0,5	0,5 ($p+g/2$)	0	0,5 ($q+g/2$)	0	0,5
Эксперимент [1]	0,41	$p/2$	$g/2$	$q/2$	$g/2$	0,41

Результаты моделирования

Параметры моделируемой ТМГ приведены в табл. 2. Вычисляли распределение магнитного поля вдоль координаты Y при заданной координате X . Результаты приведены на рис. 2.

Таблица 2. Параметры моделируемой магнитной головки

Параметр	p	q	g	α	I_0
Значение	$5 \cdot 10^{-6}$, м	$5 \cdot 10^{-6}$, м	$3 \cdot 10^{-6}$, м	0,81	$27 \cdot 10^{-9}$, А

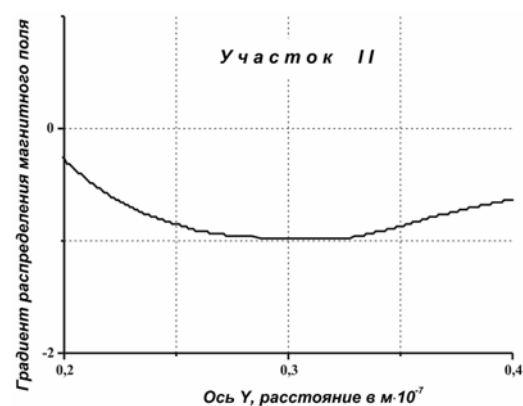
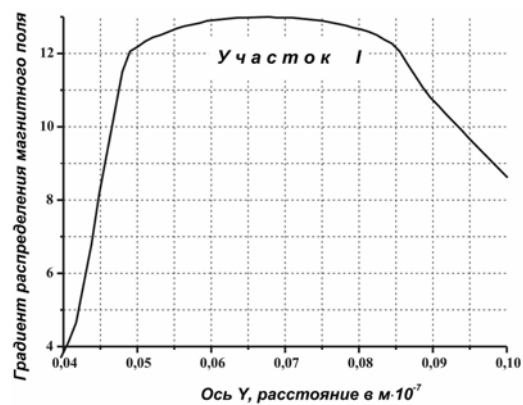
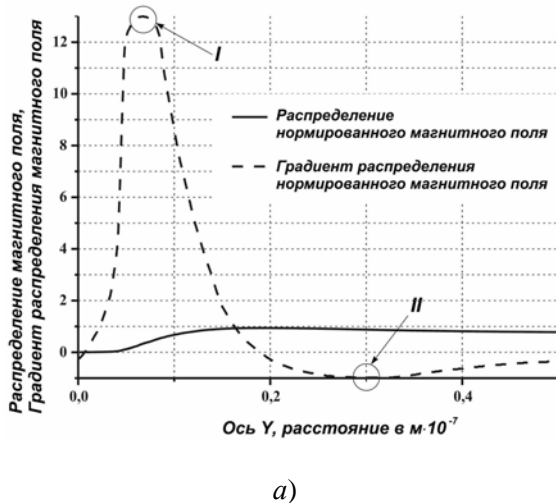


Рис. 2. Нормированное распределение магнитного поля ТМГ по оси Y и его градиент (а), увеличенный участок I (б), увеличенный участок II (в)

Видно, что постоянный градиент поля по оси Y существует на участке I и на участке II, т.е. в окрестности точек $0,065 \cdot 10^{-7}$ и $0,3 \cdot 10^{-7}$ м. Участок II предпочтительнее участка I, так как имеет большую протяженность.

Распределение поля по оси X в области участка II представлено на рис. 3.

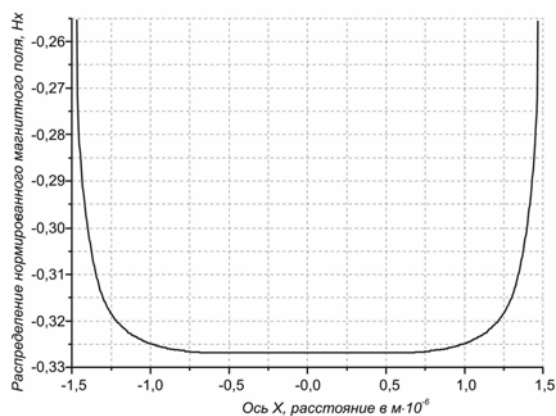


Рис. 3. Нормированное распределение магнитного поля ТМГ по оси X в точке по оси Y : $y=0,3 \cdot 10^{-7}$ м

Так в направлении X вблизи точки с координатами $x=0$, $y=0,3 \cdot 10^{-7}$ м имеется участок протяженностью около 2 мкм, на котором создается магнитное поле с практически постоянной индукцией и нулевым градиентом. Это позволяет использовать данный участок для разделения резонансных частот при организации квантовых вычислений на основе наноструктур [6].

Заключение

Проведенные расчеты распределения магнитного поля тонкопленочных магнитных головок с микронными размерами элементов показали, что они могут создавать градиенты магнитных полей с индукцией 0,05–0,07 Т/мкм в направлении, нормальном к поверхности, при размерах области однородности в пределах нескольких микрометров. Такие головки можно рекомендовать для использования в гибридных наноструктурах для магнитного разделения резонансных частот при организации квантовых вычислений.

SPATIAL MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION OF MICROMETER SIZE THIN-FILM MAGNETIC HEAD

A.V. KOROLEV, A.M. GIRO, A.L. DANILYUK, V.E. BORISENKO

Abstract

The method and results of spatial magnetic field distribution of micrometer size thin-film magnetic head are presented. The ability of use a thin-film magnetic head for spintronics and quantum computations is shown.

Литература

1. *Гиро А.М.* Композиционные пленки для систем магнитной записи. Минск, 2005.
2. *Валиев К.А.* // УФН. 2005. Т. 175, № 1. С. 3–39
3. *Ladd T.D., Goldman J.R., Yamaguchi F., Yamamoto Y.* // Appl. Phys. A. 2000. Vol. 71. P. 27–36.
4. *Szczecz T.J.* // IEEE Transactions on Magnetics. 1979. Vol. Mag-15, No. 5. P. 1319–1322.
5. *Лабунюв В.А., Гиро А.М., Мосолов В.А., Шух А.М.* // Докл. АН БССР. 1981. Т. 25, № 10. С. 880–883.
6. *Korolev A.V., Krivosheeva A.V., Giro A.M., Danilyuk A.L.* // Physics, Chemistry and Application of Nanostructures, edited by V. E. Borisenko, S. V. Gaponenko, V. S. Gurin. Singapore, 2005. P. 327–330.