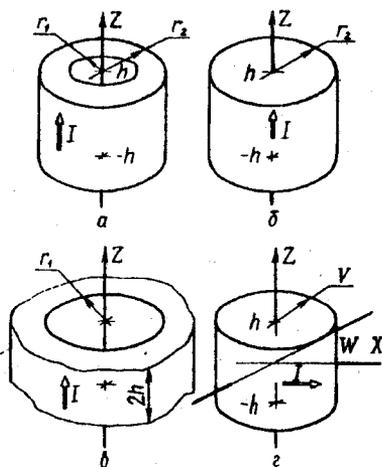


АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ, ОБРАЗУЕМЫХ ЭЛЕМЕНТАМИ РЕГИСТРАЦИИ СТАНДАРТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Представлены аналитические выражения, позволяющие рассчитать напряженность полей элементарных намагниченных объемов. Полученные соотношения могут быть использованы при анализе процессов переключения магнитных структур в ходе терромагнитной записи информации.

Анализ процессов переключения магнитных структур при проведении терромагнитной записи (ТМЗ) информации требует расчета напряженности магнитных полей в области элемента записи. Это, в свою очередь, требует вычисления распределения напряженности магнитных полей намагниченных объемов определенной формы, позволяющей представить неравномерно намагниченную структуру в области элемента ТМЗ в виде совокупности этих объемов.

В работе представлены результаты расчета полей следующих объемов (см. рисунок): намагниченных вдоль оси симметрии Z тора (a), цилиндра (b) и отверстия в плоскости X эллипса (c), а также намагниченного в плоскости X эллипса (d). При выводе соотношений использован дуализм электрических и магнитных полей, а также понятие магнитных зарядов. При этом напряженность осевой составляющей поля тора (a) в точке, имеющей отклонение от центра тора z , и отклонение от оси симметрии r , определяется следующим выражением:



$$\begin{aligned}
 H_z(\rho, z, r_1, r_2, h, J) = & \frac{J}{2\pi\mu\mu_0} \int_0^\pi \left(\frac{h+z}{(h+z)^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi} \times \right. \\
 & \times \left(\frac{(h+z)^2 + \rho^2 - r_1 \rho \cos \varphi}{\sqrt{r_1^2 - 2\rho r_1 \cos \varphi + (h+z)^2 + \rho^2}} - \right. \\
 & \left. \left. - \frac{(h+z)^2 + \rho^2 - r_2 \rho \cos \varphi}{\sqrt{r_2^2 - 2\rho r_2 \cos \varphi + (h+z)^2 + \rho^2}} \right) + \frac{h-z}{(h-z)^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi} \times \right. \\
 & \left. \right) d\varphi \quad (1)
 \end{aligned}$$

$$\left(\frac{(h-z)^2 + \rho^2 - r_1 \rho \cos \varphi}{\sqrt{r_1^2 - 2\rho r_1 \cos \varphi + (h-z)^2 + \rho^2}} - \frac{(h-z)^2 + \rho^2 - r_2 \rho \cos \varphi}{\sqrt{r_2^2 - 2\rho r_2 \cos \varphi + (h-z)^2 + \rho^2}} \right) d\varphi.$$

Здесь J — намагниченность тора; h, r_1, r_2 — половина высоты, малый и большой радиусы тора соответственно ($|r_2| > |r_1|$); μ — магнитная проницаемость вещества, в котором распределено поле.

В случае, когда намагниченная область представляет собой цилиндр радиусом r_2 (рисунок 1, б) формула (1) приводится к виду

$$\begin{aligned} H_{ц}(\rho, z, r_2, h, J) = & \frac{J}{2\pi \mu \mu_0} \int_0^\pi \left(\frac{z+h}{(z+h)^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi} \times \right. \\ & \times \left(\sqrt{(z+h)^2 + \rho^2} - \frac{(z+h)^2 + \rho^2 - r_2 \rho \cos \varphi}{\sqrt{r_2^2 - 2\rho r_2 \cos \varphi + (z+h)^2 + \rho^2}} \right) + \\ & + \frac{h-z}{(h-z)^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi} \left(\sqrt{(h-z)^2 + \rho^2} - \right. \\ & \left. \left. - \frac{(h-z)^2 + \rho^2 - r_2 \rho \cos \varphi}{\sqrt{r_2^2 - 2\rho r_2 \cos \varphi + (h-z)^2 + \rho^2}} \right) \right) d\varphi. \end{aligned} \quad (2)$$

Формулу (2) можно представить соотношением

$$H_{ц}(\rho, z, r_2, h, J) = \frac{J}{\mu \mu_0} N_{ц}(\rho, z, r_2, h, J), \quad (3)$$

где $H_{ц}(\rho, z, r_2, h, J)$ — размагничивающий фактор цилиндра в данной точке.

Как известно [1], при $N = 0$ имеется магнитный поток, но размагничивающего поля не возникает. Если $N = 1$, возникает явление полного саморазмагничивания — магнитный поток в намагниченном теле равен нулю, но имеет я саморазмагничивающее поле H_p , равное $JN/(\chi \mu_0)$ (χ — магнитная восприимчивость).

В случае, когда намагничивающая область представляет собой отверстие (см. рисунок, в) радиуса r_1 в бесконечной пластине, формула (1) приводится к виду

$$\begin{aligned} H_{отв}(\rho, z, r_1, h, J) = & \frac{J}{2\pi \mu \mu_0} \int_0^\pi \left(\frac{h+z}{(z+h)^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi} \times \right. \\ & \times \left(\frac{(z+h)^2 + \rho^2 - r_1 \rho \cos \varphi}{\sqrt{r_1^2 - 2\rho r_1 \cos \varphi + (z+h)^2 + \rho^2}} + \rho \cos \varphi \right) + \\ & \left. + \frac{h-z}{(h-z)^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi} \left(\frac{(h-z)^2 + \rho^2 - r_1 \rho \cos \varphi}{\sqrt{r_1^2 - 2\rho r_1 \cos \varphi + (h-z)^2 + \rho^2}} + \rho \cos \varphi \right) \right) d\varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

Следует отметить, что между распределениями поля для цилиндра и отверстия с одинаковыми радиусами существует простое соотношение:

$$H_{\text{отв}}(\rho, z, r, h, J) = \frac{J}{\mu \mu_0} (1 - N_{\text{ц}}(\rho, z, r, h, J)). \quad (5)$$

Аналогичные соотношения справедливы и для всех остальных взаимодополняющих объемов с одинаковой намагниченностью, совокупность которых представляет собой тело с $N = 1$.

Для намагниченного по оси X эллипса (рисунок 1, z), длиной $2W$ по оси X и $2V$ по оси Y составляющие поля по оси X и Z описываются следующими формулами:

$$H_x = q \int_{x=0}^W \left(S_x((a-x), (b-y'), h, H) + S_x((a-x), (b+y'), h, H) - S_x((a+x), (b-y'), h, H) - S_x((a+x), (b+y'), h, H) \right) dx, \quad (6)$$

$$H_z = q \int_{x=0}^W \left(S_z((a-x), (b-y'), h, H) + S_z((a-x), (b+y'), h, H) - S_z((a+x), (b-y'), h, H) - S_z((a+x), (b+y'), h, H) \right) dx, \quad (7)$$

где $y' = V \sqrt{1 - (x/W)^2}$; $q = I/(4\pi \mu \mu_0)$;

$$S_x(\xi, \eta, h, H) = \frac{\xi}{\xi^2 + \eta^2} \left(\frac{h-H}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + (h-H)^2}} + \frac{h+H}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + (h+H)^2}} \right);$$

$$S_z(\xi, \eta, h, H) = \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + (h-H)^2}} - \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + (h+H)^2}}.$$

Здесь $S_x(\xi, \eta, h, H)$ — составляющая поля в плоскости, $S_z(\xi, \eta, h, H)$ — составляющая поля по нормали к плоскости. Они создаются вертикальной линией магнитных зарядов с центром $Z = 0$ и концами $Z = -h$ и $Z = h$, в точке, где помещен измеритель, с координатами относительно центра линии ξ по X , η по Y и H по Z соответственно.

Следует отметить, что поле отверстия определенной формы в намагниченном теле, с размагничивающим фактором $N = 0$ (в данном случае намагниченной вдоль оси легкого намагничивания бесконечной

пластины), равно взятому с обратным знаком полю тела с тем же значением и направлением намагниченности, форма которого дополняет объем данного отверстия.

В общем случае составляющая поля, сонаправленная с вектором намагниченности, объема V намагниченностью J , характеризующегося размагничивающим фактором N и содержащего в себе n объемов V_i намагниченностью J_i , имеющих размагничивающие факторы N_i , может быть представлена через размагничивающие факторы объемов следующим соотношением:

$$H = \frac{1}{\mu \mu_0} \left(JN - \sum_{i=1}^n (J - J_i) N_i \right). \quad (8)$$

Полученные соотношения позволяют оценить характеристики элементов ТМЗ различной конфигурации при выполнении термомагнитной регистрации информации в однослойных и многослойных структурах.

Список использованной литературы

1. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М., 1971. 348 с.

Поступила в редколлегию 04.03.92

УДК 681.325.5-181.4

*В.Е. БОЧАРОВ, канд. техн. наук, доц.,
В.Г. ГАЛАГАН, канд. техн. наук, нач. сектора*

ПРИНЦИПЫ РАЗРАБОТКИ ЯЗЫКА ДЛЯ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Излагаются основные принципы разработки алгоритмического языка для цифровой обработки сигналов. Обосновывается эффективность построения языка на основе понятий дискретного сигнала как неограниченной последовательности отсчетов, временных шкал, текущего времени и др.

Проблема цифровой обработки сигналов на базе универсальных вычислительных систем предусматривает необходимость создания эффективного программного обеспечения. В таких проблемно ориентированных задачах эффективность программного обеспечения в значительной степени определяется возможностью представления реальных сигналов и алгоритмов обработки в виде, наиболее адекватном их физическому эквиваленту, с возможностью создания алгоритмов цифровой обработки сигналов в реальном масштабе времени. Удовлетворение этих требований к программному обеспечению инструментальными средствами традиционных языков высокого уровня обуславливает, как правило, значительные затраты труда квалифицирован-

© В.Е.Бочаров, В.Г.Галаган, 1993