

К вопросу о модели поканального намагничивания гранулированной среды (с радиальным профилем проницаемости квазисплошного канала)

© А.В. Сандуляк, А.А. Сандуляк, В.А. Ершова

Московский государственный технический университет МАМИ,
105839 Москва, Россия
e-mail: a.sandulyak@mail.ru

(Поступило в Редакцию 31 января 2008 г. В окончательной редакции 2 июня 2008 г.)

Изучены особенности „элементарного“ эффективного канала намагничивания — в цепочке шаров как специфичном магнетике, ответственном за намагничивание гранулированной среды в целом (с позиций модели, отличной от моделей традиционного объемного усреднения магнитных свойств). Сопоставлены согласующиеся экспериментальные и расчетные данные магнитной проницаемости магнетика-канала: сердцевина различного радиуса и „выделенных“ трубчатых слоев (радиального профиля проницаемости).

PACS: 75.50.Tt, 75.60.Ej, 75.70.Cn, 75.90.+w

Характерным свойством гранулированных сред является то, что они намагничиваются селективно (избирательно) — по эффективным каналам, формирующимся вдоль направления намагничивания [1,2]. Самоорганизация этих „элементарных“ каналов намагничивания обеспечивается цепочками гранул (в основном извилистыми), которые всегда реально проявляют себя в среде из множества хаотически расположенных гранул-звеньев разветвленной скелетной гранулированной структуры. Следовательно, намагничиваемая гранулированная среда представляет собой магнетик-систему в виде жгута „элементарных“ магнетиков-каналов [1,2].

Каждый из этих магнетиков-каналов, уподобляемый квазисплошному, хотя и может характеризоваться усредненными (по объему) значениями магнитной индукции и проницаемости [1], тем не менее неравнозначен по перечному сечению [2]. Так, по мере радиального утолщения сердцевина магнетика-канала и соответствующего увеличения радиуса „прирастаемого“ трубчатого слоя его магнитное сопротивление (в классическом определении) возрастает из-за увеличивающейся пороговой прослойки между гранулами в цепочке.

Модельный прием „расслоения“ магнетика-канала на элементарные квазисплошные „трубки“ радиуса r (относительного радиуса r/R , где R — радиус гранулы-шара) обязывает вводить новую ключевую характеристику, такую как магнитная проницаемость $\tilde{\mu}$ трубки (при известной магнитной проницаемости материала гранул μ , в частности, слаболегированной стали [3]). Увеличивающаяся при приближении к оси магнетика-канала и уменьшающаяся при удалении от нее проницаемость $\tilde{\mu}$ (и соответствующая индукция) подчиняется выраженному экстремальному радиальному профилю [2] (по формальной аналогии, например, с профилем скорости жидкости в трубе).

Используемые в [2] выражения для этого профиля (практически эквивалентные, положенные в основу нового подхода для расчета магнитных свойств всего

магнетика-канала, т.е. при $r/R = 1$, и гранулированной среды в целом), имеют колоколообразный [2], внешне подобный нормальному закону распределения, вид

$$\tilde{\mu} = \frac{\mu}{\mu - \sqrt{1 - (r/R)^2(\mu - 1)}},$$

$$\tilde{\mu} \cong \frac{\mu}{1 + 0.5(r/R)^2(\mu - 1)} \quad (1)$$

и фактически вытекают из модели квазисплошной трубки, предполагающей соответствие ее магнитного сопротивления суммарному сопротивлению реальных участков трубки.

Важным представляется отсутствующее пока прямое сопоставление расчетных данных — на основе (1) — с соответствующими экспериментальными данными; оно может быть осуществлено, в частности, с использованием результатов измерений магнитного потока в различных по радиусу сердцевинах отдельной цепочки шаров.

Объектом исследования должна быть „длинная“ цепочка гранул (самодостаточная для минимизации размагничивания фактора, как показывают опыты — с числом шаров не менее 8), намагничиваемая в длинном соленоиде. Та или иная сердцевина цепочки „выделяется“ с помощью концентричных потокоизмерительных петель (радиусом r и сечением $S = \pi r^2$), помещаемых в середине цепочки между шарами [4]. При этом из-за ограниченных размеров межшаровой поровой прослойки и возникающей трудности проникновения в глубь этой прослойки для исследований более предпочтительны шары повышенного радиуса, в частности, $R = 16.65 \text{ mm}$. Тогда из получаемых данных микропотока Φ (рис. 1, *a*) следуют данные средней индукции в сердцевине радиуса $r(r/R)$, а значит — и проницаемости этой квазисплошной сердцевины, которые удобно обозначить как $\langle \tilde{\mu} \rangle$ (рис. 1, *b*), имея в виду, что $\langle \tilde{\mu} \rangle$ является результатом усреднения профильной проницаемости $\tilde{\mu}$ (проницаемости тонких трубок магнетика-канала).

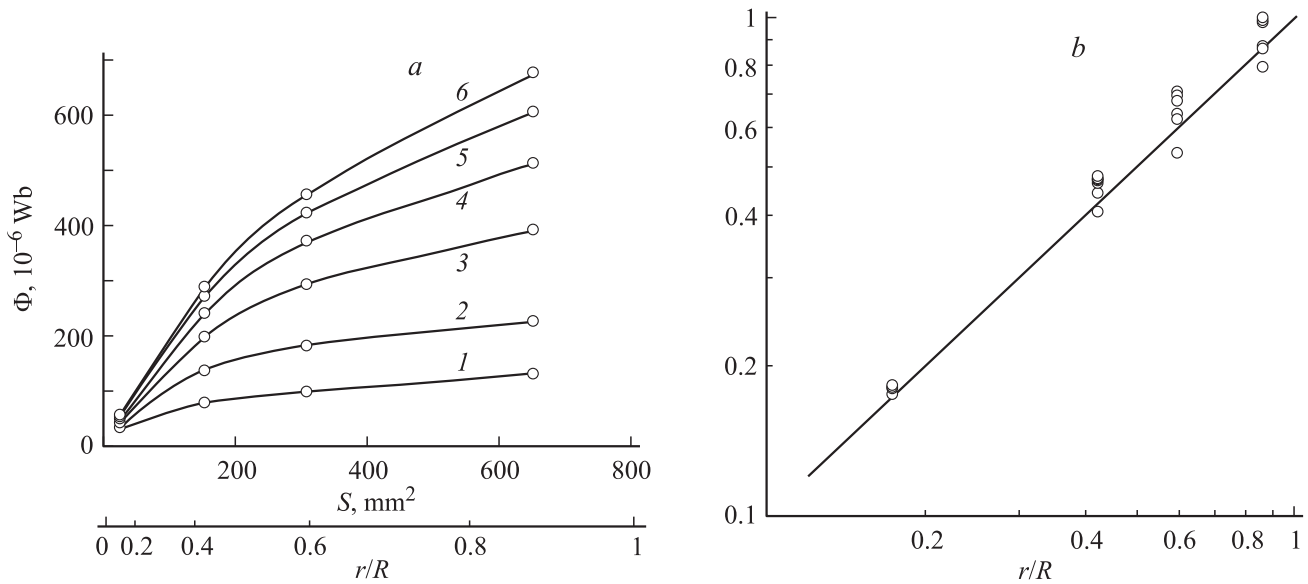


Рис. 1. Магнитный микропоток в сердцевине различного сечения S (относительного радиуса r/R) магнетика-канала в цепочке шаров (a) и обобщение данных эксперимента согласно (5) (b); 1 — $H = 18$ кА/м, 2 — 36, 3 — 70, 4 — 105, 5 — 140, 6 — 175.

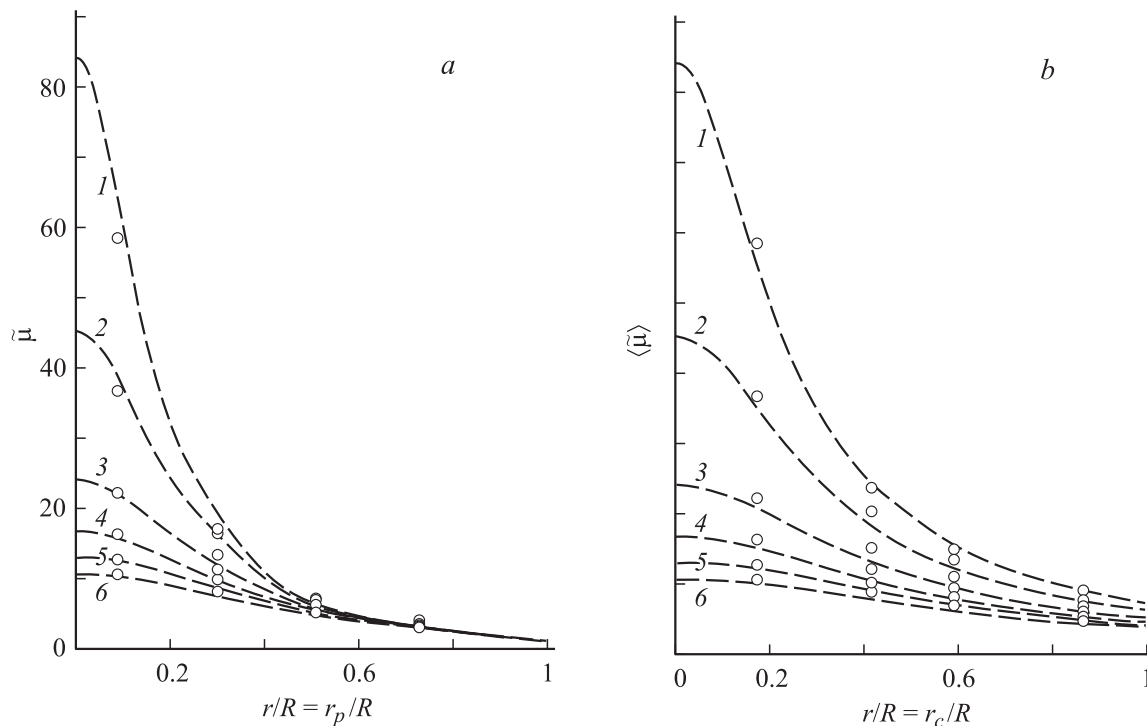


Рис. 2. Магнитная проницаемость квазисплошных „элементов“ магнетика-канала: трубки радиусом $r = r_p$ (a) и сердцевины радиусом $r = r_c$ (b); 1 — $H = 18$ кА/м, 2 — 36, 3 — 70, 4 — 105, 5 — 140, 6 — 175; точки — экспериментальные данные, линии — расчет по (1) и (3).

Что касается данных $\tilde{\mu}$ (рис. 2, a), то они следуют из тех же экспериментальных данных Φ (рис. 1, a), когда в расчет берется разность микропотоков $\Delta\Phi$ между смежными петлями различного сечения. При этом значения $\tilde{\mu}$ убывают по мере увеличения r/R , причем здесь

параметр r/R в отличие от сердцевины — это средний относительный радиус трубки магнетика-канала.

На рис. 2, a сведены вместе согласующиеся между собой расчетные данные проницаемости $\tilde{\mu}$ (линии), полученные по (1), и экспериментальные данные $\tilde{\mu}$ (точки).

Расчетные данные средней проницаемости $\langle \tilde{\mu} \rangle$ сердцевины радиуса r могут быть получены по соответствующей расчетной формуле, которая легко находится путем усреднения профильной проницаемости $\tilde{\mu}$, т.е.

$$\langle \tilde{\mu} \rangle = \frac{2}{r^2} \int_0^r \tilde{\mu} r dr, \quad \Phi = \mu_0 \langle \tilde{\mu} \rangle H \pi r^2, \quad \Phi = \mu_0 H 2\pi \int_0^r \tilde{\mu} r dr. \quad (2)$$

Здесь же записаны очевидные (частично применяемые и далее) независимые выражения для магнитного микропотока, которые и приводят к используемой формуле усреднения.

После интегрирования с учетом первого из выражений (1) для $\tilde{\mu}$ как более точного следует формула для определения проницаемости $\langle \tilde{\mu} \rangle$ сердцевины радиуса r . Частный случай этой формулы при $r/R = 1$, т.е. для всего манетика-канала, приведен в [2]

$$\langle \tilde{\mu} \rangle = \frac{2\mu}{(r/R)^2(\mu - 1)} \times \left\{ \frac{\mu}{\mu - 1} \ln \left[\mu - (\mu - 1) \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2} \right] + \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2} - 1 \right\}. \quad (3)$$

На рис. 2, *b* приведены расчетные значения $\langle \tilde{\mu} \rangle$ (штриховые линии), полученные по (3), и экспериментальные данные (точки).

Оправданной оказалась попытка обобщить все имеющиеся экспериментальные данные единой зависимостью и сопоставить с расчетными данными на основе рассматриваемой здесь модели. Она реализуется с использованием упрощенного (второго) выражения (1) для $\tilde{\mu}$. После его интегрирования аналогично (3) получим

$$\langle \tilde{\mu} \rangle \cong \frac{2\mu}{(r/R)^2(\mu - 1)} \ln \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^2 (\mu - 1) \right] \cong \frac{2}{(r/R)^2} \ln \left[1 + \frac{\mu}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right]. \quad (4)$$

Здесь же приведено упрощенное выражение для $\langle \tilde{\mu} \rangle$, полученное для случая реальных значений проницаемости металла $\mu \geq 10-20$, когда можно принять $(\mu - 1) \cong \mu$. С учетом этого выражения и второго из выражений (2) можно записать приемлемое для обобщения всех полученных первичных экспериментальных данных (рис. 1, *a*) выражение для магнитного потока в сердцевине, из которого следует связь

$$\left[\frac{2}{\mu} \left(\exp \frac{\Phi}{2\pi R^2 \mu_0 H} - 1 \right) \right]^{0.5} \cong \frac{r}{R}. \quad (5)$$

Эта связь, как тестовая расчетная зависимость, удобна именно тем, что она указывает на координаты, в которых и возможно осуществить желаемое обобщение. При этом используются все первичные, фиксируемые в эксперименте, данные магнитных микропотоков Φ

(рис. 1, *a*) и другие данные, входящие в (5), такие как радиус потокоизмерительных петель r , радиус шаров R , напряженность намагничивающего поля H , магнитная проницаемость материала шаров μ .

Именно в таких координатах данные эксперимента, обработанные в соответствии с (5), должны подчиняться (и фактически подчиняются) биссектрисе прямого угла (рис. 1, *b*), на которую и указывает связь (5).

Работа поддержана грантами ТОО-13.0711 программы фундаментальных исследований Минобразования РФ и МК-115.2007.8 президента РФ для молодых российских ученых.

Список литературы

- [1] Сандуляк А.В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2267–2269.
- [2] Сандуляк А.В., Сандуляк А.А., Ершова В.А. // ДАН. 2007. Т. 413. № 4. С. 469–471.
- [3] Преображенский А.А. Магнитные материалы. М.: Высш. шк., 1965. 234 с.
- [4] Сандуляк А.В. // Техническая электродинамика. 1984. № 5. С. 102–104.