

$$\frac{u}{u_{\max}} = 1,6 \cdot \left(\frac{\tilde{r}}{R} \right)^2 \quad (15)$$

Вторая – для диапазона $0,5 \dots 0,6 \leq \tilde{r}/R \leq 1$ (рис.5, сплошная линия 4), т.е. для центральной зоны, представляется как:

$$\frac{u}{u_{\max}} = \left(\frac{\tilde{r}}{R} \right)^{1,1} \quad (16)$$

Из полученных зависимостей (15) и (16) следует, что в приконтактной зоне профиль скорости потока квадратичный, а в центральной – близок к линейному.

Вывод

Установлено, что к окну полишаровой среды, сквозь которую протекает жидкость, вполне применима разработанная адаптированная модель течения, основывающаяся на классической модели стоксового обтекания шара.

Литература

1. Волков В.И., Данилов И.С., Жак В.Д. и др. Исследования гидродинамики пристенного слоя на модели кубической упаковки. – Журнал прикладной механики и технической физики, 1980, № 6, с. 58-64.
2. Кирпиков В.А., Зюзин А.П. Применение полупроводниковых микротермисторов для измерения поля скорости. – Известия вузов. Энергетика, 1980, № 2, с. 112-116.
3. Сандуляк А.В., Сандуляк А.А., Ершова В.А. Кривая намагничивания гранулированной среды с позиций поканального намагничивания (новый подход) // ДАН, 2007, т. 413, № 4, с. 469-471.
4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа (изд. 6-е). М., Наука (главная ред. физ.-мат. лит-ры), 1987, 840с.
5. Кочин Н.Б., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика, ч.II. М., Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1963, 728с.
6. Дейли Д., Харлеман Д. Механика жидкости (пер. с англ.). М., Энергия, 1971, 480с.
7. Повх И.Л. Техническая гидродинамика. М., Машиностроение, 1969, 524с.
8. Сандуляк А.В. Магнитно-фильтрационная очистка жидкостей и газов. М., Химия, 1988, 133с.

К вопросу о практическом виде формулы, описывающей кривую намагничивания квазисплошного магнетика

к.т.н., доц. Сандуляк А.А.
МГТУ «МАМИ»

Одной из ключевых характеристик гранулированной ферромагнитной среды как рабочего органа, в частности, матричных магнитных очистных аппаратов, является кривая намагничивания, т.е. зависимость средней индукции B в такой среде (как квазисплошном магнетике) от напряженности намагничивающего поля H .

В отличие от эмпирического решения задачи нахождения такой характеристики, в теоретическом плане такая задача считается сложной.

В работе [1] изложен новый подход к решению этой задачи, основанный на оригинальной модели поканального намагничивания гранулированной среды [2]. Получена и сопоставлена (согласующаяся с экспериментальными данными для засыпки шаров) расчетная формула:

$$B = \frac{2,9 \cdot \mu \cdot \mu_0 \cdot H}{\mu - 1} \cdot \left(\frac{\mu}{\mu - 1} \cdot \ln \mu - 1 \right), \quad (1)$$

где: $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная константа,

μ – магнитная проницаемость металла гранул-шаров.

Эта формула последовала из полученной теоретическим путем зависимости для средней магнитной проницаемости такой среды (как более универсальной характеристики):

$$\langle \mu \rangle = \frac{2,9\mu}{\mu - 1} \left(\frac{\mu}{\mu - 1} \ln \mu - 1 \right), \quad (2)$$

с учетом, естественно, общеизвестной связи $B = \mu_0 \cdot \langle \mu \rangle \cdot H$, а формула (2), в свою очередь, последовала из формулы для магнитной проницаемости «уединенной» цепочки гранул-шаров

$$\langle \tilde{\mu} \rangle = \frac{2 \cdot \mu}{\mu - 1} \cdot \left(\frac{\mu}{\mu - 1} \cdot \ln \mu - 1 \right), \quad (3)$$

которая вытекает из особенностей намагничивания трубки и сердцевин канала намагничивания [2] и имеет несколько модифицированную форму (с учетом «выпрямленного» хода магнитных силовых линий):

$$\langle \tilde{\mu} \rangle \cong \frac{2 \cdot \mu}{(\mu - 1)} \cdot \ln \left(\frac{\mu - 1}{2} + 1 \right). \quad (4)$$

Там же, в работе [1] приведен и более упрощенный вид зависимостей (2) и (1):

$$\langle \mu \rangle = 2,7 \cdot \ln \left(\frac{\mu}{2} + 1 \right), \quad B = 2,7 \cdot \mu_0 \cdot H \cdot \ln \left(\frac{\mu}{2} + 1 \right), \quad (5)$$

более предпочтительный для практических расчетов, так как, в отличие от (2) и (1), в них однократно фигурирует магнитная проницаемость μ металла гранул.

При этом сам же переход от выражений (1) и (2) к их упрощенным вариантам (3) остался всего лишь постулированным, требующим дополнительных комментариев.

Лучше всего такое упрощение начать с исходных выражений (4) и (3), характеризующих цепочку шаров. В первом приближении их можно упростить, приняв $\mu \cong \mu - 1$ (при сравнительно больших $\mu > 10-20$ в поле $H < 80-100$ кА/м):

$$\langle \tilde{\mu} \rangle \cong 2 \cdot \ln \left(\frac{\mu}{2} + 1 \right), \quad \langle \tilde{\mu} \rangle \cong 2 \cdot (\ln \mu - 1). \quad (6)$$

Для сравнительной качественной и количественной оценки анализируемых зависимостей (3), (6) они вместе представлены на рис. 1 (линии 1-4), особо выделена базовая зависимость (3), представленная линией 1. Отчетливо видно, что анализируемые зависимости не только функционально близки, но и отличаются практически с точностью до индивидуальных констант. Поэтому для «сближения» искомых модифицированных выражений, получаемых далее на основе упрощенных выражений (6), с базовой зависимостью (3) достаточно ввести в выражения (6) индивидуальные поправочные коэффициенты. В итоге такими выражениями, в достаточной мере удовлетворяющими базовой зависимостью (3), могут стать следующие выражения:

$$\langle \tilde{\mu} \rangle = 1,9 \cdot \ln \left(\frac{\mu}{2} + 1 \right), \quad \langle \tilde{\mu} \rangle = 2,1 \cdot (\ln \mu - 1), \quad (7)$$

причем более предпочтительным представляется первое из них, как наиболее полно согласующееся с базовой зависимостью (3) во всем исследуемом диапазоне μ и H .

И наконец, если в выражениях (7), справедливых для цепочки шаров, учесть оговоренный в [1] коэффициент соответствия, то модифицированные выражения для средней магнит-

ной проницаемости $\langle \mu \rangle$ и средней индукции B применительно к полишаровой среде принимают вид (5) и, кроме того, вид:

$$\langle \mu \rangle = 3 \cdot (\ln \mu - 1), \quad B = 3 \cdot \mu_0 \cdot H \cdot (\ln \mu - 1). \quad (8)$$

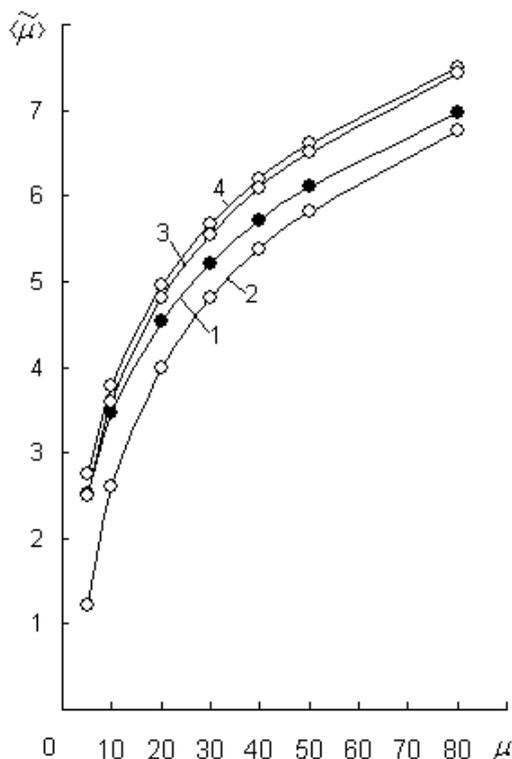


Рис. 1. Зависимость средней магнитной проницаемости цепочки шаров от магнитной проницаемости материала шаров; 1 и 2 – расчет по формулам (3) и (4) – расчет по второй и первой формулам (6).

Легко убедиться, что более предпочтительное здесь как раз и является модифицированное выражение (5) для B , как и аналитически полученное базовое выражение (1) для B , хорошо описывающее экспериментальную кривую намагничивания полишаровой среды [1].

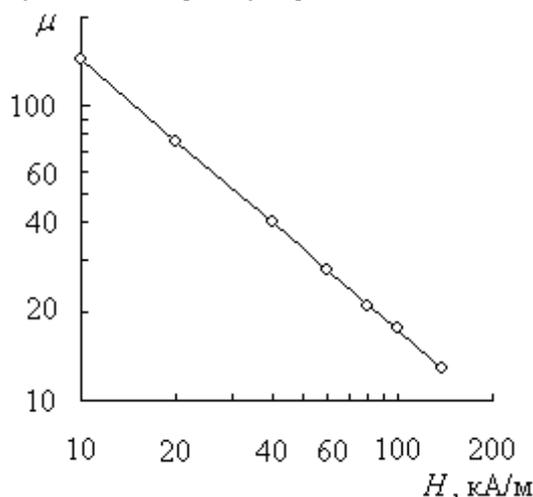


Рис. 2. Постэкстремальная полевая зависимость магнитной проницаемости слаболегированной стали.

Нелишне отметить также, что приведенные выше расчетные формулы по желанию можно функционально выразить исключительно через напряженность намагничивающего

поля H , если, конечно же, речь идет о таком рабочем интервале H , в котором находится нисходящий (постэкстремальный) участок полевой зависимости магнитной проницаемости металла шаров μ (рис. 2). Так, по меньшей мере в интервале $H = 10-175$ кА/м магнитная проницаемость стали является степенной зависимостью [2], а именно $\mu = 5,6 \cdot 10^5 / H^{0,9}$ (рис. 2), выраженной здесь через безразмерную напряженность $\underline{H} = H/1A/м$.

Вывод

Обоснованы упрощенные (не уступающие по точности базовым) варианты формул кривых средней магнитной проницаемости цепочки шаров и полишаровой среды, а также кривых средней индукции в этих квазисплошных магнетиках.

Литература

1. Сандуляк А.В., Сандуляк А.А., Ершова В.А. Кривая намагничивания гранулированной среды с позиций модели поканального намагничивания (новый подход). – ДАН, 2007, т. 413, № 4.
2. Сандуляк А.В. Очистка жидкостей в магнитном поле. Вища школа (изд-во при Льв. ун-те), 1984, 167с.