

## ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГРАНУЛИРОВАННОЙ ТОКОПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЫ

**С.Н. Захарченко**, канд.техн.наук  
Институт электродинамики НАН Украины,  
пр. Победы, 56, Киев-57, 03680, Украина.

*Предложена электрофизическая модель гранулированной токопроводящей среды при ее искроэрозионной обработке. Приведены формулы для расчета параметров активных и реактивных элементов эквивалентной схемы замещения. Проанализированы их зависимости от электрофизических и геометрических характеристик элементов модели. Определены характерные частотные диапазоны, в которых некоторыми элементами схемы замещения можно пренебречь. Библ. 12, рис. 4.*

**Ключевые слова:** физическая модель, гранулированная токопроводящая среда, электрофизические параметры.

**Введение.** Создание модели гранулированных токопроводящих сред, позволяющей с учетом физической природы происходящих в них электромагнитных процессов, вызванных протеканием электрического тока, производить их расчет в широких пределах изменения параметров, является актуальной и важной задачей. Использование таких моделей позволяет не только повысить точность расчетов, сократить число экспериментов, необходимых для определения значений ключевых параметров, но и учесть явления, которые не могут быть отражены в моделях, построенных только на основе аппроксимации единственной экспериментальной зависимости [8].

**Разработка физической модели гранулированной токопроводящей среды.** Гранулированные токопроводящие среды представляют собой упорядоченные и периодически повторяющиеся в пространстве структуры. Центральное сечение минимального элемента такой структуры, в полной мере сохраняющего ее электрофизические свойства, показано на рис. 1. Данный элемент включает в себя половину симметричной металлической гранулы (поз. 2 на рис. 1) с прилегающими к ней областями искрового канала (поз. 1), которых в общем случае одновременно может существовать несколько, и рабочие жидкости (поз. 3 и 4). Примем следующие допущения: 1) все гранулы одинаковы и имеют сферическую форму с радиусом  $r$ ; 2) искровой канал единственный и имеет форму цилиндра длиной  $h$  до оси симметрии системы, которая пересекает горизонтальную ось симметрии гранулы  $OX$  на расстоянии  $r$  от центра гранулы  $O$ , (половина полной длины всего искрового канала) и основанием соответствующего шарового сегмента; 3) ток в гранулах протекает только в скин-слое глубиной  $\lambda$ , а результирующее его направление – вдоль оси  $OX$ ; 4) рассматриваемая среда изотропна во всех направлениях, как в объеме, так и на границах.

На практике (даже при использовании абсолютно одинаковых сферических гранул) условия образования и эволюции искровых каналов между ними будут отличаться в различных участках слоя. Так, в нижних слоях гранул сила, с которой они прижимаются друг к другу, обусловлена не только их весом, но и давлением гранул, находящихся в верхних слоях. Создаваемое дополнительное давление повышает вероятность образования омических контактов между гранулами без искровых каналов и может привести к чрезмерному возрастанию тока в среде. В верхних слоях гранул сила их взаимного прижатия меньше, чем в нижних, что повышает вероятность отсутствия омических контактов, а следовательно, замкнутых участков цепи протекания тока. В некотором диапазоне недостаток либо избыток давления гранул можно компенсировать направлением и скоростью потока рабочей жидкости.

Эмпирически установлено, что для обеспечения максимального количества одновременно существующих искровых каналов между гранулами по всей высоте их слоя, а, следовательно, при сходных условиях во всех уровнях, их давление на дно разрядной камеры должно составлять около 12,7 кПа. Данные рекомендации выработаны в результате экспериментов с гранулами Al, Fe, Ti, Ti-Zr-Ni, Ni-Zr-Cu, Ni-Mn-Ga и Ni-Al квазисферической формы с размерами в поперечнике от 3 до 6 мм, диспергирование которых проводилось в воде, этаноле, жидком азоте и жидком аргоне [2,3,6,7,10,11]. В этих экспериментах использовались разрядные камеры с вертикальным расположением электродов, расстояние между которыми составляло от 48 до 58 мм, а ширина – от 20 до 60 мм, что соответствует наиболее часто используемым.

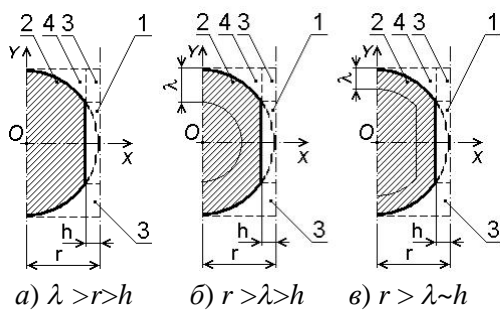


Рис. 1

Следует также отметить, что гранулы, находящиеся в центре слоя и у его краев, обладают разными степенями свободы, поскольку стенки разрядной камеры ограничивают движение гранул, находящихся в непосредственной близости к ним. Эмпирически установлено, что для уменьшения влияния ограничивающих слой плоскостей и обеспечения устойчивых искрений, необходимо, чтобы количество гранул в поперечном результирующем направлении протекания тока сечении было не менее 16, а в направлении вдоль его протекания – не менее 8, что легко обеспечивается на практике.

В рамках принятых допущений, интегрируя сопротивление элементарных областей вдоль оси  $OX$ , определим зависимость сопротивления металлической усеченной полусферы  $R_{MS}$  с удельным электрическим сопротивлением  $\rho_M$  (поз. 2 на рис. 1) от ее геометрических размеров для случая, когда глубина скин-слоя  $\lambda$  превышает ее радиус  $r$  (рис. 1, а):

$$R_{MS1} = \rho_M \int_0^{r-h} \frac{dx}{\pi(r^2 - x^2)} = \frac{\rho_M}{2\pi r} \ln \left| \frac{r+x}{r-x} \right|_0^{r-h} = \frac{\rho_M}{2\pi r} \ln \left| \frac{2r-h}{h} \right|. \quad (1)$$

В случае, когда глубина скин-слоя  $\lambda$  меньше, чем радиус сферы  $r$ , но больше, чем высота шарового сегмента  $h$ , будем считать, что весь ток в грануле сосредоточен в пространстве, ограниченном снаружи усеченной полусферой радиусом  $r$ , а внутри – полусферой радиусом  $r-\lambda$  (рис. 1, б). Тогда формула (1) примет вид:

$$R_{MS2} = \rho_M \left[ \int_0^{r-\lambda} \frac{dx}{\pi\lambda(2r-\lambda)} + \int_{r-\lambda}^{r-h} \frac{dx}{\pi(r^2 - x^2)} \right] = \frac{\rho_M}{\pi} \left[ \frac{r-\lambda}{\lambda(2r-\lambda)} + \frac{1}{2r} \ln \left| \frac{\lambda(2r-h)}{h(2r-\lambda)} \right| \right]. \quad (2)$$

Для случая, когда глубина скин-слоя  $\lambda$  меньше, чем радиус сферы  $r$  и соизмерима с высотой шарового сегмента  $h$ , будем считать, что весь ток в грануле сосредоточен в пространстве, ограниченном усеченными полусферами радиусами  $r$ , и  $r-\lambda$  соответственно, согласно рис. 1, в. Тогда формула (1) примет вид:

$$R_{MS3} = \rho_M \left[ \int_0^{r-\lambda-h} \frac{dx}{\pi\lambda(2r-\lambda)} + \int_{r-\lambda-h}^{r-h} \frac{dx}{\pi(r^2 - x^2)} \right] = \frac{\rho_M}{\pi} \left[ \frac{r-\lambda-h}{\lambda(2r-\lambda)} + \frac{1}{2r} \ln \left| \frac{(\lambda+h)(2r-h)}{h(2r-\lambda-h)} \right| \right]. \quad (3)$$

Заметим, что, если  $\lambda \gg h$ , то справедливо  $\lambda + h \approx \lambda - h \approx \lambda$  и из (3) следует (2), а, если  $\lambda = r$ , то из (2) следует (1). Иными словами, (3) является наиболее общим случаем (2) и (1).

Как известно [1,4], удельное электрическое сопротивление подавляющего большинства жидкостей  $\rho_F$  гораздо больше, чем металлов, а поскольку глубина скин-слоя в среде с удельным электрическим сопротивлением  $\rho$  на частоте переменного тока  $f$  определяется  $\lambda = \sqrt{\rho/\pi f \mu \mu_0}$ , то при определении сопротивлений зон 3 и 4, заполненных рабочей жидкостью, скин-эффект можно не учитывать. Геометрически зоны 3 и 4 представляют собой объем, ограниченный боковыми поверхностями коаксиальных цилиндров с радиусами  $r$  и  $r_1 = \sqrt{h(2r-h)}$  соответственно, левый торец – поверхностью полусферы, а правый – плоскостью, перпендикулярной плоскости чертежа (рис. 1) и пересекающей ось  $OX$  на расстоянии  $r$  от точки  $O$ . Металлическую поверхность гранулы условно можно считать эквипотенциальной и проводимость  $1/R_{FS}$  зон 3 и 4 (рис. 1) определить как сумму элементарных параллельно включенных проводимостей коаксиальных цилиндров, продольная ось симметрии которых совпадает с  $OX$ , интегрируя проводимости элементарных областей вдоль вертикальной оси  $OY$

$$\frac{1}{R_{FS}} = \frac{2\pi}{\rho_F} \int_{\sqrt{h(2r-h)}}^r \frac{y dy}{r - \sqrt{r^2 - y^2}} = \frac{2\pi r}{\rho_F} \left[ \ln \left| r - \sqrt{r^2 - y^2} \right| + \frac{\sqrt{r^2 - y^2}}{r} \right]_{\sqrt{h(2r-h)}}^r = \frac{2\pi r}{\rho_F} \left[ \ln \left| \frac{r}{h} \right| + \frac{h}{r} - 1 \right]. \quad (4)$$

Рассуждая аналогично, и обозначив относительную диэлектрическую проницаемость среды, в которой находятся гранулы  $\varepsilon$ , а диэлектрическую проницаемость вакуума  $\varepsilon_0$ , электрическую емкость между частями усеченной металлической полусферы, граничащими с областями 3 и 4 и плоскостью оси симметрии, перпендикулярной оси  $OX$  и пересекающей ее на расстоянии  $r$  от точки  $O$  определим:

$$C_{S34} = 2\pi\varepsilon\varepsilon_0 \int_{\sqrt{h(2r-h)}}^r \frac{ydy}{r - \sqrt{r^2 - y^2}} = 2\pi r\varepsilon\varepsilon_0 \left[ \ln \left| \frac{r}{h} \right| + \frac{h}{r} - 1 \right]. \quad (5)$$

Торец усеченной полусферы, граничащий с областью 1, представляет собой круг площадью  $S_1 = \pi h(2r - h)$ . Он расположен параллельно описанной выше плоскости оси симметрии на расстоянии  $h$  от нее. В данном случае электрическую емкость между частью полусферы, граничащей с областью 1 и описанной выше плоскостью, можно определить как емкость плоского конденсатора  $C_{S1} = \varepsilon\varepsilon_0\pi(2r - h)$ . Тогда с учетом (5) и принимая во внимание параллельное соединение рассматриваемых зон, полная емкость между усеченной полусферой и описанной выше плоскостью составит

$$C_S = C_{S1} + C_{S34} = 2\pi r\varepsilon\varepsilon_0 \left[ \ln \left| \frac{r}{h} \right| + \frac{h}{2r} \right]. \quad (6)$$

Элементы данной физической модели кроме рассмотренных выше параметров обладают также и индуктивностью. Поскольку сопротивление заполненных рабочей жидкостью зон (рис. 1) во много раз превышает сопротивление металлической полусферы и искрового канала из-за разницы их удельных сопротивлений, величина тока в рабочей жидкости существенно меньше, чем в искровом канале. Следовательно, индуктивность рабочей жидкости можно не учитывать ввиду малой энергии магнитного поля в ней. Рассматривая искровой канал физической модели рис. 1 как короткий цилиндр радиусом  $r_1$  и длиной  $l=h$ , без учета скин-эффекта (т.к. для большинства режимов обработки [12] в плазме  $\lambda > r_1$ ) и магнитного потока внутри канала, его индуктивность согласно [5] может быть определена следующим образом:

$$L_{S1} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left[ \ln \left( \frac{2l}{r_1} \right) - \frac{3}{4} + \frac{128}{45\pi} \cdot \frac{r_1}{l} - \frac{r_1^2}{4l^2} \right] = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \left[ \ln \left( 2 \cdot \sqrt{\frac{h}{2r-h}} \right) + \frac{128}{45\pi} \cdot \sqrt{\frac{2r-h}{h}} - \frac{r}{2h} - \frac{1}{2} \right], \quad (7)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная.

Так как площади сечений полусферы в плоскостях, перпендикулярных оси  $OX$ , изменяются по мере продвижения вдоль данной оси, то точный расчет ее индуктивности затруднен. Поэтому для оценки максимального значения индуктивности полусферы заменим её цилиндром длиной  $l=r-h$  и радиусом  $r_1$ , индуктивность которого заведомо выше в силу меньшей площади поперечного сечения. Тогда для определения индуктивности такого цилиндра из ферромагнитного материала  $L_{SM}$  при  $\lambda > r_1$  можно воспользоваться (7), подставив соответствующие параметры. Индуктивность короткого цилиндра из материала с высокой магнитной проницаемостью  $\mu > 1$  при  $\lambda > r_1$  в [5] определяется так:

$$L_{SMM} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left[ \ln \left( \frac{2l}{r_1} \right) - 1 + \frac{\mu}{4} + \frac{128}{45\pi} \cdot \frac{r_1}{l} - \frac{r_1^2}{4l^2} \right]. \quad (8)$$

Индуктивность короткого цилиндра из ферромагнитного материала при  $\lambda \ll r_1$  согласно [5]

$$L_{SMF} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left[ \ln \left( \frac{2l}{r_1} \right) - 1 + \frac{4}{\pi} \cdot \frac{r_1}{l} - \frac{r_1^2}{2l^2} \right]. \quad (9)$$

При определении индуктивности короткого цилиндра из материала с  $\mu > 1$  при  $\lambda \ll r_1$  в соответствии с [5] к (9) необходимо добавить внутреннюю индуктивность провода, в результате получим

$$L_{SMMF} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left[ \ln \left( \frac{2l}{r_1} \right) - 1 + \frac{\mu}{4} + \frac{4}{\pi} \cdot \frac{r_1}{l} - \frac{r_1^2}{2l^2} \right] + \frac{l}{2\pi r_1} \sqrt{\frac{\mu\mu_0 \rho}{2\pi f}}. \quad (10)$$

При больших напряженностях магнитного поля магнитную проницаемость ферромагнетиков, согласно [5], необходимо определять из основной кривой намагничивания. Однако при малых значениях напряженности магнитную проницаемость условно можно считать постоянной. Общая индуктивность  $L_S$  физической модели рис. 1 определяется как сумма индуктивности плазменного канала  $L_{S1}$

и индуктивности металлической полусферы, которая не превышает значений, найденных по (7)–(10), в зависимости от соотношения соответствующих параметров.

**Результаты моделирования и их анализ.** Зависимости от  $h$  и  $r$  электрического сопротивления  $R_{MS}$  полусфер  $Al$  и  $Fe$ , найденные по (2) и (3), а также общей индуктивности модели  $L_S$ , найденной с применением (7)–(10) для данных случаев, при эквивалентной частоте основной гармоники импульсов  $f=15$  кГц (что близко к режимам, описанным в [12]) представлены на рис. 2. На графиках рис. 2 и последующих сплошные линии соответствуют параметру  $r=1$  мм, штриховые –  $r=2$  мм, а обозначенные точками –  $r=3$  мм. Заметим, что по справочным данным [1] при температуре  $T=20$  °С удельное электрическое сопротивление алюминия  $\rho_{Al}=2,7 \cdot 10^{-8}$  Ом·м, следовательно, в описанных условиях глубина скин-слоя  $\lambda_{Al}=6,752 \cdot 10^{-4}$  м. Для низколегированных сталей в тех же условиях  $\rho_{Fe}=1,13 \cdot 10^{-7}$  Ом·м [1], начальная магнитная проницаемость  $\mu=200$  [4], следовательно, для  $f=15$  кГц,  $\lambda_{Fe}=9,768 \cdot 10^{-5}$  м.

Из рис. 2 следует, что при  $h \rightarrow 0$  зависимости  $R_{MS}(h)$  и  $L_S(h)$  чрезвычайно чувствительны к изменению аргумента, что определяется быстрым уменьшением площадей, перпендикулярных основному направлению тока сечений приконтактных зон полусфер и плазменного канала. Это особенно заметно при больших значениях радиуса полусфер  $r$ . При низкой объемной плотности мощности импульса в единичном искрящем контакте, когда радиус основания искрового канала  $r_1$  мал, сопротивление контакта велико, но стремительно падает при увеличении  $h$ . Рост  $h$ , как правило, происходит вследствие возрастания объемной плотности мощности в контакте при увеличении тока через него. Для обеспечения стабильного режима работы таких нагрузок с круто падающей вольт-амперной характеристикой источник тока предпочтительнее, чем источник ЭДС. В данных режимах вместо емкостного накопителя энергии в генераторах импульсов целесообразно использовать индуктивный накопитель.

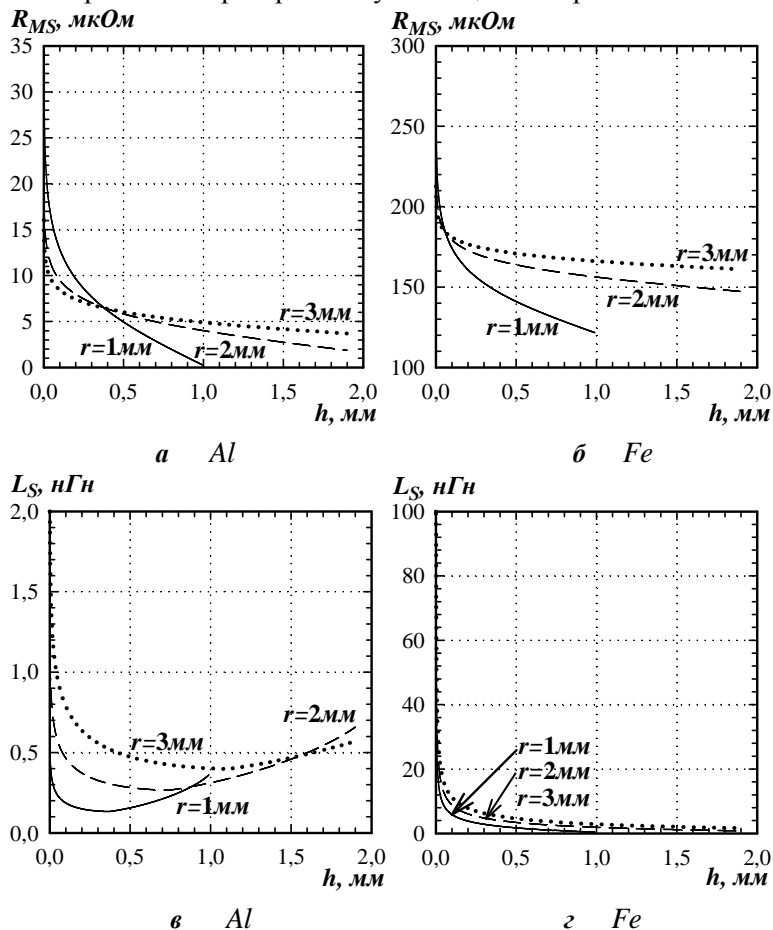


Рис. 2

При дальнейшем увеличении аргумента функции  $R_{MS}(h)$  модуль ее производной существенно уменьшается, и функция становится менее чувствительной к изменению аргумента. Наименее чувствительными к изменению аргумента в данном диапазоне оказываются функции с большим значением параметра  $r$  и малым значением параметра  $\lambda$ . Заметим, что на данном участке при рассматриваемых соотношениях  $r$  и  $\lambda$  сопротивление полусфер с большим радиусом  $r$  оказывается выше, чем с меньшим. Это объясняется наличием скин-эффекта и увеличением длины путей протекания тока с ростом  $r$ .

При работе на рассматриваемом участке зависимости  $R_{MS}(h)$  падение вольт-амперной характеристики системы не такое крутое, как на предыдущем, и генератор импульсов может обладать выходной характеристикой близкой к источнику ЭДС.

Исходя из приведенных расчетов для ферромагнитных материалов, при малых  $h$  значения  $R_{MS}$  составляют несколько десятков мкОм, а для ферромагнитных – несколько сотен

мкОм. Это объясняется, в первую очередь, различной глубиной скин-слоя в них. Если учесть, что на практике в слое оказываются последовательно соединенными несколько десятков гранул, то их суммарное омическое сопротивление, согласно данным расчетам, не должно превышать 10 мОм в пер-

вом случае и 100 мОм во втором. На практике при аппроксимации зависимости эквивалентного электрического сопротивления слоя гранул  $Al$  от протекающего в нем импульсного тока в похожих условиях значение коэффициентов, имеющих физический смысл омического сопротивления рассматриваемой среды, значительно выше и составляет около  $R_A \approx 1$  Ом [2]. Это можно объяснить тем, что при моделировании сопротивления искрового канала последовательно соединенными источником противо-ЭДС и активным сопротивлением  $R_A$  [2,9] данное сопротивление значительно превосходит  $R_{MS}$ . Кроме того, на практике поверхность гранул покрыта эрозионными лунками и пленками с низкой электропроводностью, что также увеличивает активное сопротивление и напряжение пробоя слоя [12]. Следовательно,  $R_{MS}$  является основной компонентой эквивалентного активного сопротивления всего слоя гранул лишь в случае короткого замыкания без возникновения искрений, а не в случае наличия искровых каналов между гранулами.

Зависимости  $L_S(h)$  для неферромагнитных материалов гранул (рис. 2, в) имеют минимумы при  $h/r \approx 0,4$ . При значениях  $h < 0,4r$  основной вклад в суммарную индуктивность системы вносит индуктивность металлических полусфер, а при  $h > 0,4r$  – индуктивность искрового канала, которая увеличивается с ростом его длины. В случае ферромагнитных материалов (рис. 2, г) индуктивность гранул на два порядка превосходит индуктивность искрового канала, поэтому увеличение последней с ростом  $h$  не влияет на монотонность убывания функции  $L_S(h)$ . Во всех рассмотренных случаях с увеличением  $r$  при тех же отношениях  $h/r$  суммарная индуктивность системы  $L_S$  растет. Это также объясняется наличием скин-эффекта и увеличением длины путей протекания тока с ростом  $r$ .

Как видим, расчетные значения индуктивности малы и, если выполняется условие  $R_{MS} > 6\pi \cdot f_{BKZ} \cdot L_S$ , то в режиме короткого замыкания без возникновения искровых каналов индуктивностью системы можно пренебречь. Из расчетов следует, что в режиме короткого замыкания для сферических гранул  $Al$  при  $r_1 = 0,1$  мм и  $r = 1$  мм частота, ниже которой индуктивностью системы можно пренебречь, –  $f_{BKZAl} \approx 3$  кГц, при  $r = 2$  мм –  $f_{BKZAl} \approx 700$  Гц, при  $r = 3$  мм –  $f_{BKZAl} \approx 300$  Гц. В номинальном режиме, при котором возникают искровые каналы, частота, ниже которой индуктивностью системы можно пренебречь  $f_{BH}$ , определяется из условия  $R_A > 20\pi \cdot f_{BH} \cdot L_S$ , поскольку в слое оказываются последовательно и параллельно соединенными несколько пар гранул. Для сферических гранул  $Al$  при  $r_1 = 0,1$  мм и  $r = 1$  мм  $f_{BHAl} \approx 3$  МГц, при  $r = 2$  мм –  $f_{BHAl} \approx 1,2$  МГц, при  $r = 3$  мм –  $f_{BHAl} \approx 700$  кГц. Произведя аналогичные расчеты, для сферических гранул  $Fe$  при  $r_1 = 0,1$  мм получим: при  $r = 1$  мм  $f_{BKZFe} \approx 5$  Гц,  $f_{BHFe} \approx 22$  кГц, при  $r = 2$  мм  $f_{BKZFe} \approx 0,7$  Гц,  $f_{BHFe} \approx 12$  кГц, при  $r = 3$  мм  $f_{BKZFe} \approx 0,1$  Гц,  $f_{BHFe} \approx 8$  кГц.

Как показывают результаты расчетов, для неферромагнитных гранул в номинальном режиме индуктивность системы можно не учитывать в частотном диапазоне вплоть до единиц мегагерц, для ферромагнитных – до десяти килогерц, а в режиме короткого замыкания – до сотен герц и единиц герц соответственно. Сопоставление полученных данных с рабочим диапазоном частот позволяет сделать вывод, что при анализе режимов короткого замыкания индуктивность системы необходимо учитывать как в случае использования ферромагнитных, так и неферромагнитных гранул, а при использовании ферромагнитных гранул индуктивность системы необходимо учитывать как в режиме короткого замыкания, так и в номинальном.

Зависимости от  $h$  и  $r$  электрического сопротивления  $R_{FS}$  водопроводной воды, используемой в

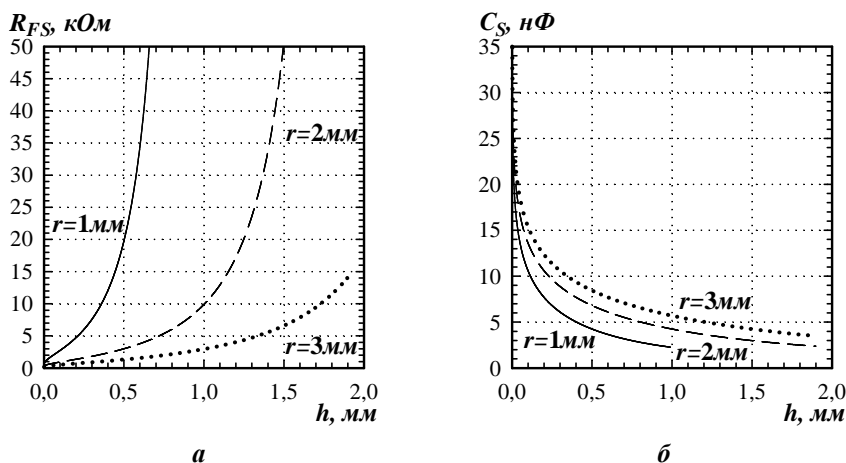


Рис. 3

опытах, найденные по (4) и емкости системы  $C_S$ , найденные по (6), показаны на рис. 3. При расчетах использовались следующие допущения: удельное электрическое сопротивление и относительная диэлектрическая проницаемость воды не зависят от напряженности внешнего электрического поля, его частоты и температуры окружающей среды и равны соответственно:  $\rho_{H_2O} = 24$  Ом·м и  $\epsilon = 81$ . Значение удельного сопротивления измерялось непосредственно при напряженности поля между электродами

500 В/м и температуре 25 °С, что соответствовало реальным условиям проведения экспериментов, а значение относительной диэлектрической проницаемости взято из [1].

При малых  $h$  (когда  $r_1 < 0,4r$ ) активное сопротивление жидкости  $R_{FS}$  (рис. 3, а) относительно мало (сотни Ом) и стремительно возрастает с увеличением  $h$ , достигая значений сотен килоом при малых значениях  $r$  и десятков килоом – при больших. Увеличение радиуса металлических полусфер  $r$  при одних и тех же значениях  $h$  существенно снижает сопротивление жидкости в рассматриваемых зонах, а при одних и тех же значениях  $r_1/r$  данное снижение не столь значительно. Близкие значения  $R_{FS}$  при одинаковых  $r_1/r$  и разных  $h$  свидетельствуют о подобии анализируемых функций, вызванном одинаковой формой рассматриваемых зон. Небольшие отличия в значениях  $R_{FS}$  при одинаковых  $r_1/r$  и разных  $h$  вызваны наличием усечения рассматриваемой полусферы, а с точки зрения аналитики – наличием в (4) постоянного слагаемого – 1. Из характера зависимости  $R_{FS}$  от  $h$  и  $r$  следует, что для минимизации электрохимического действия тока желательнее работать с гранулами малого радиуса  $r$  при больших значениях  $h$ .

Зависимость емкости рассматриваемой системы  $C_S$  от  $h$  (рис. 3, б) стремительно убывает с ростом аргумента, что обусловлено увеличением расстояния между металлическими полусферами и уменьшением их эффективной площади с ростом  $h$ . В большинстве случаев емкость системы составляет несколько десятков нанофард. Увеличение радиуса металлических полусфер при одних и тех же значениях  $h$  приводит к незначительному росту емкости  $C_S$ , обусловленному увеличением эффективной площади обкладок эквивалентного конденсатора. В (6) нет постоянных слагаемых, поэтому зависимости  $C_S$  от безразмерной величины  $r_1/r$  идентичны для всех  $r$ , что обусловлено одинаковой формой рассматриваемых областей.

При возникновении искровых каналов в номинальном режиме ( $R_A \approx 1$  Ом) с учетом параллельно-последовательных соединений емкость системы можно не учитывать, если выполняется соотношение  $1/(20\pi f_{ВНЧ} C_S) > R_A$ . В номинальном режиме частота гармонического тока  $f_{ВНЧ}$ , ниже которой емкостью системы можно пренебречь, для сферических гранул радиусом  $r=1$  мм составляет 450 кГц, для  $r=2$  мм – 400 кГц, для  $r=3$  мм – 380 кГц. В режиме холостого хода, когда отсутствуют сквозные каналы протекания тока через омические либо искровые контакты, частота гармонического тока  $f_{ВХХС}$ , ниже которой емкостью системы можно пренебречь, находится из условия  $1/(6\pi f_{ВХХС} C_S) > R_{FS}$  и для сферических гранул радиусом  $r=1$  мм составляет 2,7 кГц, для  $r=2$  мм – 5,5 кГц, для  $r=3$  мм – 8 кГц.

**Эквивалентная электрическая схема замещения рассматриваемой системы** в общем случае с учетом вышесказанного показана на рис. 4. Источники противо-ЭДС  $E_S$  моделируют сумму соответствующих параметров  $R-E$  – схем замещения искрового канала [2,9] и сопротивления оксидных пленок на поверхности контактирующих гранул. Заметим, что в некоторых частных случаях как искровой канал, так и оксидные пленки могут отсутствовать. Идеальные диоды  $VD1$  и  $VD2$  отражают индифферентность параметров схемы замещения  $E_S$  к направлению протекания тока. Активное сопротивление  $R_S$  является суммой активных сопротивлений рассмотренных зон гранул  $R_{MS}$  и активных сопротивлений эквивалентных  $R-E$  – схем замещения искрового канала и поверхностных оксидных пленок. Остальные параметры схемы на рис. 4 описаны выше.

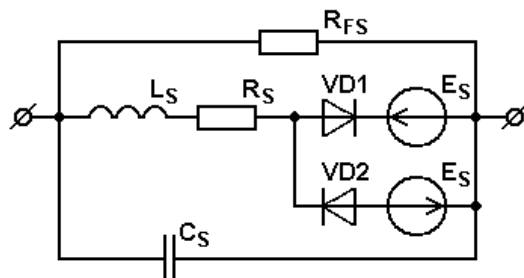


Рис. 4

Следует отметить, что реальный объект моделирования обладает распределенными параметрами, поэтому при переходе к сосредоточенным параметрам на этапе построения схемы замещения учитывалось соотношение модулей сопротивлений элементов цепи:  $X_{CS} > R_{FS} > R_S > X_{LS}$ . Данное допущение, проверенное расчетами, обусловило показанную на рис. 4 коммутацию элементов.

Предложенная эквивалентная электрическая схема замещения рассмотренной системы может быть использована также для идеального слоя, состоящего из  $n$  гранул вдоль направления протекания тока и  $m$  – поперек. При этом вместо  $R_{FS}$  необходимо подставить  $R_{FL} = 2nR_{FS}/m$ , вместо  $C_S$  –  $C_{SL} = mC_S/2n$ . Остальные параметры элементов схемы замещения могут быть вычислены аналогично с учетом вероятностного характера образования каналов протекания тока и искровых каналов в каждой из рассмотренных систем (рис. 1) слоя.

## **Выводы.**

1. Физическая модель минимального элемента гранулированной токопроводящей среды, в полной мере сохраняющего ее электрофизические свойства, состоит из половины симметричной металлической гранулы с прилегающими к ней областями искрового канала и рабочей жидкости.

2. Впервые получены выражения, описывающие зависимость активного сопротивления усеченных металлических полусфер как элемента физической модели среды с учетом скин-эффекта, а также прилегающих к ним зон жидкости от их электрофизических и геометрических параметров. Получены аналогичные выше упомянутым выражения для электрической емкости физической модели.

3. Показано, что омическое сопротивление металлических гранул не является основной компонентой активного сопротивления всего их слоя в случае возникновения в нем искровых каналов. Установлено, что уменьшение их размера способствует снижению электрохимического действия тока в рассматриваемой среде.

4. Показано, что при малых объемных плотностях мощности в искровых каналах вольт-амперная характеристика среды может быть круто падающей. В этом случае для обеспечения стабильности электрических параметров целесообразно использовать генераторы импульсов с выходной характеристикой, близкой к источнику тока.

5. С учетом электрофизических и геометрических параметров элементов физической модели определены частотные диапазоны, в которых необходимо учитывать либо можно пренебречь реактивными элементами эквивалентной схемы замещения.

1. Дубровский И.М., Егоров Б.В., Рябошапка К.П. Справочник по физике. – К.: Наукова думка, 1986. – 558 с.
2. Захарченко С.Н. Моделирование зависимости электрического сопротивления гранулированных токопроводящих сред от протекающего в них импульсного тока // Техн. електродинаміка. – 2012. – №5. – С. 17–27.
3. Иванова О.М., Даниленко М.І., Монастирський Г.Є., Коломицев В.І., Коваль Ю.Н., Щерба А.А., Захарченко С.М., Портъє Р. Дослідження механізмів утворення нанопорошків Ti-Ni-Zr-Cu, отриманих методом електроіскрової ерозії в криогенних рідинах // Металлофізика и новейшие технологии. – 2009. – Т. 31. – № 5. – С. 603–614.
4. Краткий физико-технический справочник / Под общ. ред. К.П.Яковлева. – Т.3. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1962. – 686 с.
5. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. Справочная книга. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 488 с.
6. Монастирський Г.Є., Коваль Ю.Н., Шпак А.П., Мусиенко Р.Я., Коломицев В.І., Щерба А.А., Захарченко С.Н., Яковенко П.Г. Получение электроискровым методом порошков сплавов с эффектом памяти формы // Порошковая металлургия. – 2007. – № 5–6. – С. 3–15.
7. Монастирський Г.Є., Односум В.В., Коломицев В.І., Коваль Ю.Н., Ochin P., Portier R., Щерба А.А., Захарченко С.М. Характеризація порошку NiAl, отриманого електроіскровим методом в рідкому аргоні // Металлофізика и новейшие технологии. – 2008. – Т. 30. – С. 761–772.
8. Подольцев А.Д., Супруновская Н.И. Моделирование и анализ электроразрядных процессов в нелинейной RLC-цепи // Техн. електродинаміка. Тематичний випуск "Проблеми сучасної електротехніки". – 2006. – Ч.4. – С. 3–8.
9. Филиппов Е. Нелинейная электротехника. – М.: Энергия, 1968. – 504 с.
10. Щерба А.А., Захарченко С.Н., Хомяков В.А., Титов К.В., Колбасов Г.Я., Перекос А.Е. Объемное электроискровое диспергирование тугоплавких сплавов Ti-Zr-Ni в криогенных жидкостях // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України. – 2002. – №2(2). – С. 40–45.
11. Щерба А.А., Захарченко С.Н., Яцюк С.А., Кучерявая И.Н., Лопатько К.Г., Афтандиянц Е.Г. Анализ методов повышения эффективности электроэрозионной коагуляции при очистке водных сред // Техн. електродинаміка. Тематичний випуск "Силовая електроніка та енергоефективність". – 2008. – Ч.2. – С. 120–125.
12. Щерба А.А., Подольцев А.Д., Захарченко С.Н. Регулирование динамических параметров технологических систем объемной электроискровой обработки гетерогенных токопроводящих сред // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України. Електротехніка. – 2001. – С. 3–16.

**Захарченко С.М.**, канд.техн.наук  
**Інститут електродинаміки НАН України,**  
**пр. Перемоги, 56, Київ-57, 03680, Україна.**

*Запропоновано електрофізичну модель гранульованого струмопровідного середовища під час його іскроерозійної обробки. Наведено формули для розрахунку параметрів активних і реактивних елементів еквівалентної схеми заміщення. Проаналізовано їхні залежності від електрофізичних і геометричних характеристик елементів моделі. Визначено характерні частотні діапазони, в межах яких декотрими елементами схеми заміщення можна знехтувати. Бібл. 12, рис. 4.*

**Ключові слова:** фізична модель, гранульоване струмопровідне середовище, електрофізичні параметри.

## PHYSICAL MODEL OF THE GRANULATED CURRENT-CARRYING MEDIUM

**Zakharchenko S.M.**  
**Institute of Electrodynamics National Academy of Science of Ukraine,**  
**Peremogy pr., 56, Kyiv-57, 03680, Ukraine.**

*The electro-physical model of the granulated current-carrying medium at its spark-eroded processing is offered. Formulas for calculation of parameters of active and reactive elements of an equivalent circuit are resulted. Their dependences on electro-physical and geometrical characteristics of elements of model are analyzed. Frequency ranges in which some elements of an equivalent circuit can be neglected are defined. References 12, figures 4.*

**Key words:** the physical model, the granulated current-carrying medium, electro-physical parameters.

1. Dubrovskii I.M., Egorov B.V., Riaboshapka K.P. Reference book on the Physics. – Kiev: Naukova dumka, 1986. – 558 p. (Rus)
2. Zakharchenko S.N. Modelling of dependence of electrical resistance of granulated current-carrying mediums from a pulse current proceeding in them // *Tekhnichna elektrodynamika*. – 2012. – № 5. – Pp. 17–27. (Rus)
3. Ivanova O.M., Danilenko M.I., Monastyrskiy G.E., Kolomytsev B.I., Koval Yu.N., Shcherba A.A., Zakharchenko S.M., Portier R. Research of mechanisms of formation nanopowders Ti-Ni-Zr-Cu obtained by a method of spark erosion in cryogenic liquids // *Metallofizika i noveishie tekhnologii*. – 2009. – Vol. 31. – № 5. – Pp. 603–614. (Ukr)
4. *Short physic-technical reference book* / Under general edition K.P. Yakovlev. – Vol.3. – Moskva: Gosudarstvennoe izdatelstvo fiziko-matematicheskoi literatury, 1962. – 686 p. (Rus)
5. Kalantarov P.L., Tseitlin L.A. Calculation of inductances. The Reference book. – Leningrad: Energoatomizdat, 1986. – 488 p. (Rus)
6. Monastyrskii G.E., Koval Yu.N., Shpak A.P., Musienko R.Ya., Kolomytsev V.I., Shcherba A.A., Zakharchenko S.N., Yakovenko P.G. Production of powders of alloys with effect of memory of the form by electric-spark method // *Poroshkovaia metallurgiiia*. – 2007. – № 5–6. – Pp. 3–15. (Rus)
7. Monastyrskiy G.E., Odnosum V.V., Kolomytsev V.I., Koval Yu.N., Ochin P., Portier R., Shcherba A.A., Zakharchenko S.N. Characterization a powder NiAl obtained by an electric-spark method in liquid argon // *Metallofizika i noveishie tekhnologii*. – 2008. – Vol. 30. – Pp. 761–772. (Ukr)
8. Podoltsev A.D., Suprunovskaia N.I. Modelling and the analysis of electric discharge processes in nonlinear RLC-circuits // *Tekhnichna elektrodynamika*. Tematychnyi vypusk “Problemy suchasnoi elektrotekhniki”. – 2006. – Vol. 4. – Pp. 3–8. (Rus)
9. Filippov E. Nonlinear electrical engineering. – Moskva: Energiia, 1968. – 504 p. (Rus)
10. Shcherba A.A., Zakharchenko S.N., Khomiakov V.A., Titov K.V., Kolbasov G.Ya., Perekos A.E. Volumetric electric-spark destruction refractory alloys Ti-Zr-Ni in cryogenic liquids // *Pratsi Instytutu Elektrodynamiky Natsionalnoi Akademii Nauk Ukrainy*. Zbirnyk Naukovykh Prats. – 2002. – №2(2). – Pp. 40–45. (Rus)
11. Shcherba A.A., Zakharchenko S.N., Yatsiuk S.A., Kucheriavaia I.N., Lopatko K.G., Aftandiliants E.G. Analysis of methods of raise of efficiency of electroerosive coagulation for clearing of water medium // *Tekhnichna elektrodynamika*. Tematychnyi vypusk “Sylova elektronika ta energoefektyvnist”. – 2008. – Vol. 2. – Pp. 120–125. (Rus)
12. Shcherba A.A., Podoltsev A.D., Zakharchenko S.N. Regulation of dynamic parameters of technological systems of volume electrosark treatment heterogeneous current-carrying mediums // *Pratsi Instytutu Elektrodynamiky Natsionalnoi Akademii Nauk Ukrainy*: Zbirnyk Naukovykh Prats. – 2001. – Pp. 3–16. (Rus)

Надійшла 18.07.2012

Received 18.07.2012