

Электротехнические характеристики сверхпроводящего кольца эллиптического поперечного сечения

ЖЕЛТОВ В.В.

Предложен принцип аналитического расчета электротехнических характеристик сверхпроводящего кольца, основанный на аналогии последнего с прямолинейным сверхпроводником, помещенным во внешнее магнитное поле, имитирующее собственное поле кольца. Получены формулы для расчета характеристик кольца эллиптического поперечного сечения, возбуждаемого источником тока. Сопоставлением с результатами численных расчетов показано, что точность формул достаточна для практических приложений, даже если диаметр апертуры кольца меньше размеров его поперечного сечения.

Ключевые слова: сверхпроводимость, сверхпроводящие кольца, электротехнические характеристики, аналитический расчет

A principle for analytically calculating the electric engineering characteristics of a superconducting ring is proposed, which is based on the analogy of such ring with a rectangular superconductor placed in an external magnetic field simulating the ring's own field. Formulas for calculating the characteristics of a ring with elliptical cross section excited by a current source are obtained. The analytical results are compared with the results from numerical calculations, and it is shown from this comparison that the accuracy of the proposed formulas is sufficient for practical applications even for the case when the ring aperture diameter is smaller than the sizes of its cross section. The proposed method can be used for analyzing the effect the superconductor curvature radius has on its electric engineering characteristics, for studying the characteristics of high-temperature superconducting rings, and for calculating devices constructed on the basis of such rings.

Key words: superconducting rings, electric engineering characteristics, analytical calculation

В статье [1] были получены точные аналитические формулы для расчета электротехнических характеристик прямолинейного сверхпроводника эллиптического поперечного сечения, возбуждаемого совместным воздействием подключенного к нему источника питания с напряжением U и переменного однородного магнитного поля с индукцией \bar{B}_e . Связь между проекциями \bar{B}_e и транспортным током сверхпроводника J задавалась соотношениями:

$$B_{ex} = |\bar{B}_e| \cos j = bkJ; \quad (1)$$

$$B_{ey} = |\bar{B}_e| \sin j = bkJ, \quad (1a)$$

где $k = \text{const}$ – безразмерный коэффициент пропорциональности; b – фактор геометрии проводника, который для эллипса с осями a и b равен:

$$b = \frac{2\pi_0}{\rho(a+b)}. \quad (2)$$

В данной статье путем модификации этих формул будут получены соотношения для расчета электротехнических характеристик сверхпроводящего кольца эллиптического поперечного сечения, возбуждаемого источником питания. На практике полученные соотношения могут быть использованы,

в первую очередь, при исследовании свойств высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) колец, а также устройств на их основе (например, сверхпроводящих индуктивных ограничителей тока [2, 3]). Кроме того, они позволяют (пожалуй, впервые) количественно проанализировать влияние радиуса кривизны сверхпроводника на его электротехнические характеристики.

Помимо статьи [1], базовые формулы для прямолинейного сверхпроводника опубликованы в приложении к публикации [4]. В процессе вывода соотношений для кольца будем ссылаться на формулы именно этого приложения, что, по-видимому, удобнее для читателей журнала. Заметим также, что общий подход к определению электротехнических характеристик сверхпроводника приведен в [5, 6].

Постановка задачи. Круговое сверхпроводящее кольцо имеет эллиптическое поперечное сечение с осями a, b . Ось a направлена вдоль радиуса кольца r , ось b параллельна оси кольца z . Средний диаметр кольца (диаметр оси поперечного сечения) равен d . В апертуре кольца расположен длинный (теоретически бесконечно длинный) соленоид, создающий переменный магнитный поток F_U . Поскольку поле бесконечно длинного соленоида за пределами его

обмотки отсутствует, поток через любой контур, охватывающий апертуру кольца, одинаков. Следовательно, воздействие соленоида на кольцо эквивалентно возбуждению кольца источником питания с напряжением $U = -dF_U/dt$. Предполагается, что напряжение U является аргументом задачи, т.е. токи сверхпроводящего кольца не оказывают влияния на его значение. Заметим, что именно такая схема возбуждения обычно используется на практике при исследовании свойств ВТСП колец, при этом для исключения влияния токов кольца на соленоид используются компенсирующие обмотки.

Целью работы является получение аналитических соотношений для расчета следующих характеристик: связь между транспортным током кольца и напряжением источника питания $U(J)$, интеграл от напряжения по времени F_U , работа и мощность источника питания A_U , W_U , тепловые потери и мощность тепловых потерь в кольце q и P ; магнитный момент кольца m , а также его дифференциальная и абсолютная статическая индуктивности L_d и L_{SA} . При выводе соотношений предполагается, что вольт-амперная характеристика сверхпроводника описывается моделью критического состояния, причем критическая плотность тока сверхпроводника постоянна $j_c = \text{const}$. Будут рассмотрены два варианта расчета характеристик – простой и уточненный. В совокупности эти варианты обеспечивают достаточную для практики точность вычислений в широком диапазоне геометрий кольца.

Методика простого расчета. На рис. 1 приведены примеры распространения насыщенной зоны (области сверхпроводника, занятой током), рассчитанные численно по программе [7]. Точками отмечены границы насыщенной зоны в кольце, возбуждаемом источником питания, при различных значениях безразмерного транспортного тока ($J^* = J/J_c$, где J_c – критический ток сверхпроводника). Сплошными линиями показаны границы, рассчитанные для прямолинейного сверхпроводника того же сечения, возбуждаемого совместным воздействием источника питания и переменного внешнего магнитного поля, пропорционального транспортному току $B_f = -bk_f J$. При этом эффективный коэффициент пропорциональности k_f выбирался из условия равенства координат предельного контура в сечениях прямолинейного сверхпроводника и кольца (предельным называется контур, в который вырождается граница насыщенной зоны в момент, когда она захватывает все сечение сверхпроводника). Таким образом, $k_f = \text{const}$ для каждого из рисунков и зависит только от безразмерных характеристик кольца $a = d/a$ и $g = b/a$. Представленные

картины типичны для широкого диапазона изменения a и g . В частности, при $g \ll 1$ и $a \gg 5$ совпадение границ идеально. По мере уменьшения a и увеличения g различие нарастает. Однако для малых значений g оно остается приемлемым вплоть до $a = 1$, т.е. вплоть до полного исчезновения апертуры кольца. Это обстоятельство позволило построить методику расчета электротехнических характеристик кольца, основываясь на соотношениях, полученных для прямолинейного сверхпроводника, т.е. путем незначительной модификации базового списка формул, представленного в [1] или в приложении к [4].

Представим сверхпроводящее кольцо как прямолинейный сверхпроводник длиной $l = \pi d$, помещенный в переменное магнитное поле, создаваемое фиктивным источником, имитирующим собственное поле кольца напряженностью B_f . Эта напряженность поля, естественно, пропорциональна току кольца, и в силу симметрии ее вектор направ-

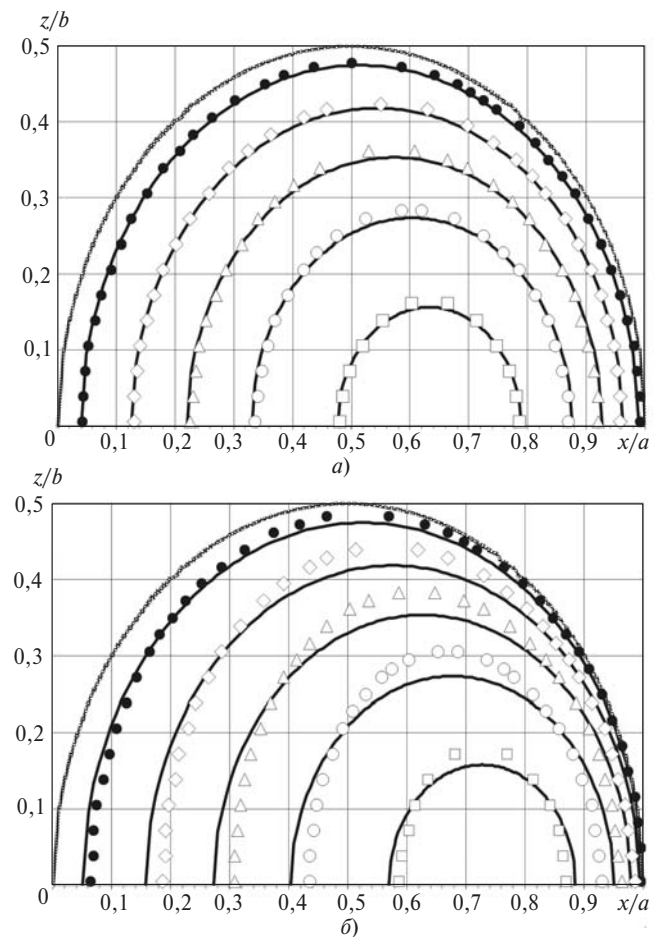


Рис. 1. Границы насыщенной зоны в поперечном сечении сверхпроводника эллиптического сечения с $g = 0.5$: $a = 5$; $b = a = 2$. Точки – границы для кольца, возбуждаемого источником питания ($x = 0$ при $r = (d - a)/2$, ось кольца – слева); сплошные линии – для прямолинейного сверхпроводника в эффективном внешнем поле B_f . Параметр границ $J^* = J/J_c$. ● – $J^* = 0.1$; ◇ – $J^* = 0.3$; □ – $J^* = 0.5$; ○ – $J^* = 0.7$; □ – $J^* = 0.9$

лен вдоль оси z . Поэтому связь между B_f и J можно описать (1а) при $\sin(j) = -1$ как

$$B_f = -bk_f J, \quad (3)$$

где размерный коэффициент b задан (2).

Активные потери в сверхпроводнике зависят только от распределения экранирующих токов. Поэтому для расчета q и P можно использовать соответствующие формулы [4] без какой-либо модификации:

$$q = L_i n J_c^2 [2 \ln(\epsilon) + I(1 + \epsilon + dI^2)]; \quad (4)$$

$$P = L_i J_c \left| \frac{dJ}{dt} \right| (3dI^2 - 2I - 2 \ln(\epsilon)). \quad (5)$$

Здесь (в соответствии с [4]) $I = |J - J_m| / n J_c$; $\epsilon = 1 - I$; L_i – внутренняя индуктивность сверхпроводника эллиптического поперечного сечения, а при расчете безразмерного коэффициента d (поскольку фиктивное поле имеет только z -компоненту) принимается $\sin(j) = -1$:

$$L_i = \frac{m_0 l}{8\pi}, \quad d = \frac{4k_f^2}{1 + g}. \quad (6)$$

Параметр n позволяет использовать формулы для расчета двух режимов: $n=1$ в случае первоначального возбуждения (когда экранирующие токи вне пределов насыщенной зоны отсутствуют) и $n=2$ при циклическом изменении тока (в этом случае в ненасыщенной зоне сохраняются реликтовые токи – токи, наведенные в предыдущем полуцикле). При первоначальном возбуждении следует полагать $J_m = 0$, при циклическом изменении тока J_m – экстремальное значение тока, наведенное в предыдущем полуцикле. Формула (4), как и все последующие соотношения для интегральных характеристик, определяет значение потерь при изменении I от 0 до текущего значения. При необходимости рассчитать интегральную характеристику для участка изменения тока от J_1 до J_2 следует использовать равенство $S(J_1, J_2) - S(J_2) - S(J_1)$, где $S(J)$ – соответствующая интегральная характеристика.

Согласно определению [5] напряжение на сверхпроводящем объекте, возбуждаемом только источником питания, выражается через дифференциальную индуктивность объекта формулой

$$U = L_d \frac{dJ}{dt}. \quad (7)$$

Это определение в нашем случае остается в силе. Однако в принятой расчетной схеме кольцо рассматривается как прямолинейный сверхпроводник, помещенный во внешнее поле напряженностью B_f . Поэтому напряжение на кольце должно быть равно сумме напряжений прямолинейного сверхпроводника и напряжения фиктивного источ-

ника поля. Используя для расчета этих слагаемых формулы (П-10) и (П-13) статьи [4] и приравнявая полученное значение U к правой части (7), получим формулу для вычисления дифференциальной индуктивности кольца:

$$L_d = L_0 - L_i [1 + 2 \ln \epsilon + 2d(1 - 3I)]. \quad (8)$$

В этом соотношении (как и во всех последующих) в качестве L_0 используется индуктивность не-сверхпроводящего кольца при низкой частоте, т.е. индуктивность, вычисленная при условии равномерного распределения тока по его сечению. Эта величина может быть определена методами традиционной электротехники как численно, так и с помощью приближенных аналитических соотношений. В расчетах использовалась формула [8]:

$$L_0 = \frac{m_0 l \epsilon}{2\pi \epsilon} z - \frac{7}{4} + \frac{1}{8a^2} z + \frac{1}{3a} \dot{z} = \ln \frac{16a}{\epsilon + g} \quad (9)$$

Мощность источника питания, равна

$$W = UJ = L_d J \frac{dJ}{dt}. \quad (10)$$

Интегрируя по времени U и W , получаем:

$$F_U = L_0 J + L_i J_c [I + 2 \ln(\epsilon) + dI(3I - 2)]; \quad (11)$$

$$A_U = L_0 J^2 / 2 + L_i J_c^2 [(1 - I^2) \ln(\epsilon) + I + dI^2(2I - 1)]. \quad (12)$$

Собственная магнитная энергия кольца равна

$$E_m = E_{m0} + A_U - q, \quad (13)$$

где E_{m0} – собственная магнитная энергия кольца в начале рассчитываемого полуцикла (в случае первоначального возбуждения $E_{m0} = 0$).

Формулу для вычисления магнитного момента кольца m проще получить непосредственным интегрированием. В силу симметрии m имеет только z -компоненту, равную

$$m = 2\pi j [\dot{\theta} r dS_C - \dot{\theta} r dS_N].$$

Здесь первый интеграл берется по всей площади сечения кольца S_C , второй – по площади ненасыщенной зоны S_N . Учитывая, что согласно [1] ненасыщенная зона в прямолинейном сверхпроводнике представляет собой эллипс с осями $a_N = a\sqrt{1 - I}$, $b_N = b\sqrt{1 - I}$ и центром в точке с координатами $r_0 = d/2 + 0,5akI$, $z_0 = 0$, получаем:

$$m = m_0 + n \operatorname{sgn} \left[\frac{dJ}{dt} \right] \frac{J_c l a a \epsilon}{4} \left[\frac{1}{\epsilon} - \frac{k_f I \dot{z}^2}{a} \epsilon + \frac{1 - \epsilon^2}{4a^2} \dot{z} \right] \quad (14)$$

В случае первоначального возбуждения начальный магнитный момент $m_0 = 0$, при расчете циклического процесса m_0 – значение магнитного момента в начале рассчитываемого полуцикла. Наконец, функция sgn принимает значения $+1$ или -1 в соответствии со знаком производной от тока по времени.

Поскольку собственная магнитная энергия кольца найдена (13), в вычислении его абсолютной статической индуктивности нет необходимости. Однако для полноты картины можно записать

$$L_{SA} = 2 E_m / J_a^2, \quad (15)$$

где J_a – абсолютный ток кольца (согласно определению, данному в [5], при первоначальном возбуждении $J_a = |J|$, а в циклическом процессе $J_a = |J_m|$).

Остается найти способ вычисления коэффициента k_f , определяющего значение эффективного магнитного поля. Из (8) следует, что при $I = 0$ дифференциальная индуктивность кольца равна:

$$L_d(I = 0) = L_0 - \frac{m_0 d}{8} (1 + 2d_f).$$

С другой стороны, это же значение должно равняться индуктивности несверхпроводящего кольца при условии протекания тока только по его поверхности, т.е. индуктивности несверхпроводящего кольца при высокой частоте L_f . Для расчета этой величины, как и для вычисления L_0 , существует множество соотношений. Мы используем выражение из [1]:

$$L_f = \frac{m_0 d \dot{e}}{2 \dot{e}} z - 2 + \frac{1}{8a^2} (4z - 2z^2 - 0,5) \dot{u} \quad z = \text{arctg} \frac{16a \ddot{\phi}}{\dot{e} + g \ddot{\phi}} \quad (16)$$

Приравнявая эти значения, получаем:

$$d_f = \frac{4(L_0 - L_f)}{m_0 d} - \frac{1}{2}; \quad k_f = 0,5 \sqrt{d_f (1 + g)}. \quad (17)$$

Эти соотношения замыкают методику расчета: по формулам (9), (16), (17) и (6) вычисляются постоянные процесса возбуждения (т.е. величины, не зависящие от тока) L_0 , L_f , d_f , k_f , L_i и далее по (4), (5), (8), (7), (10)–(15) рассчитываются все электротехнические характеристики.

На рис. 2 в качестве примера сравниваются данные вычислений по изложенной выше методике с результатами численных расчетов, выполненных по программе [7]. Погрешность численных расчетов не превышает 0,1%, поэтому при сравнении они рассматривались как точные. Результаты расчетов для прямолинейного сверхпроводника практически располагаются на нижней кривой. Это означает,

что при вычислении P и q (но не других характеристик!) в случае $a^3 \ll 25$ влиянием радиуса кривизны можно пренебречь. Однако уже при $a = 5$ такое пренебрежение привело бы к погрешности от 60% (при малых значениях тока) до 25% (при $J = J_c$). В предельном случае, когда апертура кольца исчезает полностью (при $a = 1$), ошибка превысила бы 300%. В то же время, погрешность рассматриваемой методики на большинстве представленных кривых практически не заметна.

Подробное исследование возможностей методики проводилось в диапазоне изменения геометрии кольца $0,1 \leq g \leq 10$ и $1,5 \leq a \leq 50$. Для каждой характеристики Y вычислялась функция погрешности:

$$F_Y = \frac{Y_E - Y_C}{Y_E}, \quad (18)$$

где Y_C и Y_E – соответственно значения характеристики, рассчитанной численно и аналитически.

Результаты анализа приведены в табл. 1, где даны минимальное (в числителе) и максимальное (в знаменателе) значения функции погрешности в процентах ($F_Y, \% = F_Y \cdot 100$). В процессе расчетов вы-

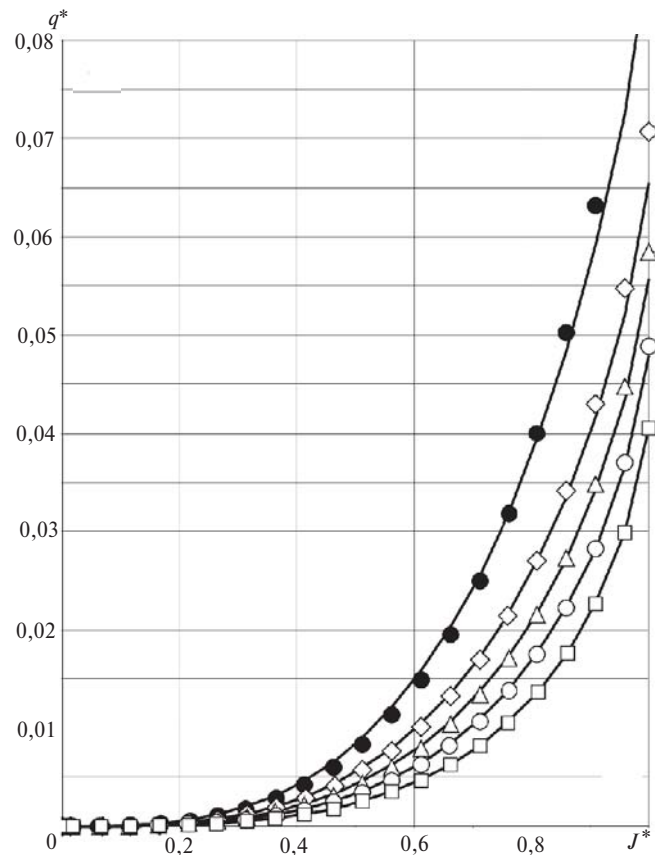


Рис. 2. Зависимость безразмерных гистерезисных потерь от безразмерного тока при первоначальном возбуждении кольца эллиптического поперечного сечения: $g = 0,5$; $q^* = q / m_0 p d J_c^2$; $J^* = J / J_c$. Сплошные линии – данные по методике простого расчета, точки – численный расчет: ● – $a = 1$; ◇ – $a = 2$; △ – $a = 3$; ○ – $a = 5$; □ – $a = 25$

яснилось, что погрешность изменяется приблизительно обратно пропорционально величине d/c , где c – наибольшая ось эллипса. Поэтому для $g \leq 1$ результаты представлены в зависимости от a , а для $g > 1$ – в зависимости от отношения a/g . В обоих случаях погрешность быстро снижается с увеличением выбранного геометрического параметра. Однако относительно соотношения размеров апертуры кольца и его толщины ситуация различна: если при $g \leq 1$ погрешность остается приемлемой практически во всем диапазоне значений a , то при $g > 1$ приемлемый для расчетов диапазон изменения a значительно сокращается с увеличением g . Отметим также, что указание в таблице минимального и максимального значений погрешности позволяет увеличить точность расчетов, если эти значения несимметричны относительно нуля. Для этого достаточно результат расчета характеристики Y умножить на коэффициент $1 - \bar{F}_Y$, где \bar{F}_Y равно сумме минимальной и максимальной погрешностей. Можно видеть, что погрешность уточненного таким образом значения не может выходить за пределы диапазона $\pm(F_{\max} - F_{\min})/2$.

Основная причина погрешности методики состоит в неточности формул расчета L_0 и L_f , которая становится особенно существенной при больших значениях g . Например, при $a = 1,5$ значение L_0 становится отрицательным уже при $g > 3,7$. Естественно, что расчет, основанный на таком результате, теряет смысл. Второй по значимости причиной погрешности является отклонение границы насыщенной зоны от эллиптической, которое возрастает по мере уменьшения a . Сравнение рис. 1, а и б иллюстрирует эту особенность. Наконец третья, наименее существенная, причина состоит в том, что при малых значениях отношения a/g расчетное эффективное значение напряженности поля выходит за пределы применимости базовых формул [4] (соотношения для расчета характеристик прямолинейного сверхпроводника аналитически точны при условии $k \leq 0,5$). Методика, рассмотренная в следующем разделе, практически полностью устраняет первую из перечисленных причин и в значительной степени компенсирует вторую. Хотя при расчете по этой методике требуется несколько больший объем вычислений, здесь возможно расширить диапазон геометрий колец, доступных для расчета с достаточной точностью.

Уточненный расчет. При уточненном расчете формулы вычисления электротехнических характеристик остаются прежними. Новые соотношения используются только при вычислении величин L_0 , L_i , k_f . Такие соотношения были получены путем аппроксимации численных расчетов, проведенных для интервала значений $0,1 \leq g \leq 10$, $1,5 \leq a \leq 50$. Заме-

тим, что поскольку аппроксимационный подход не содержит физической основы, применение уточненного метода вне этого диапазона может привести к серьезным ошибкам.

Значение L_0 вычисляется по (9). Однако подставляемая в эту формулу величина z рассчитывается следующим образом:

$$z = \ln \frac{\frac{a}{c} \frac{16a}{c} \frac{\ddot{\sigma}}{\sigma}}{1 + g^n} \quad (19)$$

где $n = \frac{a}{a^2} + \frac{b}{a} + c + 1,03$, а коэффициенты a , b , c равны:

$$\text{при } 0,1 \leq g \leq 1 \quad a = 0,4g^2 - 0,36g - 0,11,$$

$$b = -0,86g^2 + 0,88g - 0,53, \quad c = 0;$$

$$\text{при } 1 \leq g \leq 10 \quad a = 0,0833g - 0,36,$$

$$b = 0,0015g^2 - 0,1037g - 0,2724;$$

$$c = (a - 1)^3 [0,008(g - 7,5)^2 - 0,066] \exp(2 - 2a).$$

Погрешность такого расчета для $0,1 \leq g \leq 1$ в интервале значений $1,5 \leq a \leq 5$ не превышает 0,5%, а при $a > 5$ становится меньше 0,06%. Для $1 \leq g \leq 10$ в интервале $1,5 \leq a \leq 3$ максимальная погрешность составляет 3%, а при $a > 3$ не превышает 1%. Напомним, что значение L_0 равно индуктивности несверхпроводящего кольца в приближении низкой частоты. Поэтому аппроксимация (19) может быть полезна и для обычных электротехнических расчетов.

С целью учета деформации границы насыщенной зоны по сравнению с эллиптической величина L_i предполагается зависящей от безразмерного тока:

$$L_i = L_{i0} + 4DL_i(I - 0,5)^2 I^2, \quad (20)$$

где L_{i0} рассчитывается по формулам:

$$\text{при } 0,1 \leq g \leq 1 \quad L_{i0} = 0,13(g + 1) / a + 0,01(1 - g) + 0,06;$$

$$\text{при } 1 \leq g \leq 10 \quad L_{i0} = (0,26 / a + 0,06)g^n,$$

$$n = -0,79 / a^3 + 0,95 / a^2 - 0,12 / a + 0,25.$$

Для расчета DL_i используется аппроксимация:

$$DL_i = 0,25 / a^4 + 0,06 / a + z, \quad (21)$$

где

$$\text{при } 0,1 \leq g \leq 1 \quad z = 0,0012(g - 1) \exp(6 / a);$$

$$\text{при } 1 \leq g \leq 10$$

$$z = \ln(g) / a - (0,033 / a^2 + 0,0055 / a) \ln^2(g).$$

Наконец k_f вычисляется по формулам:

$$\text{при } 0,1 \leq g \leq 1$$

$$k_f = 0,72 / a + g(0,056 + 0,31 / a - 0,35 / a^2) + 0,09;$$

$$\text{при } 1 \leq g \leq 10 \quad k_f = \ln(g)[0,015 + 0,09 \ln(a) -$$

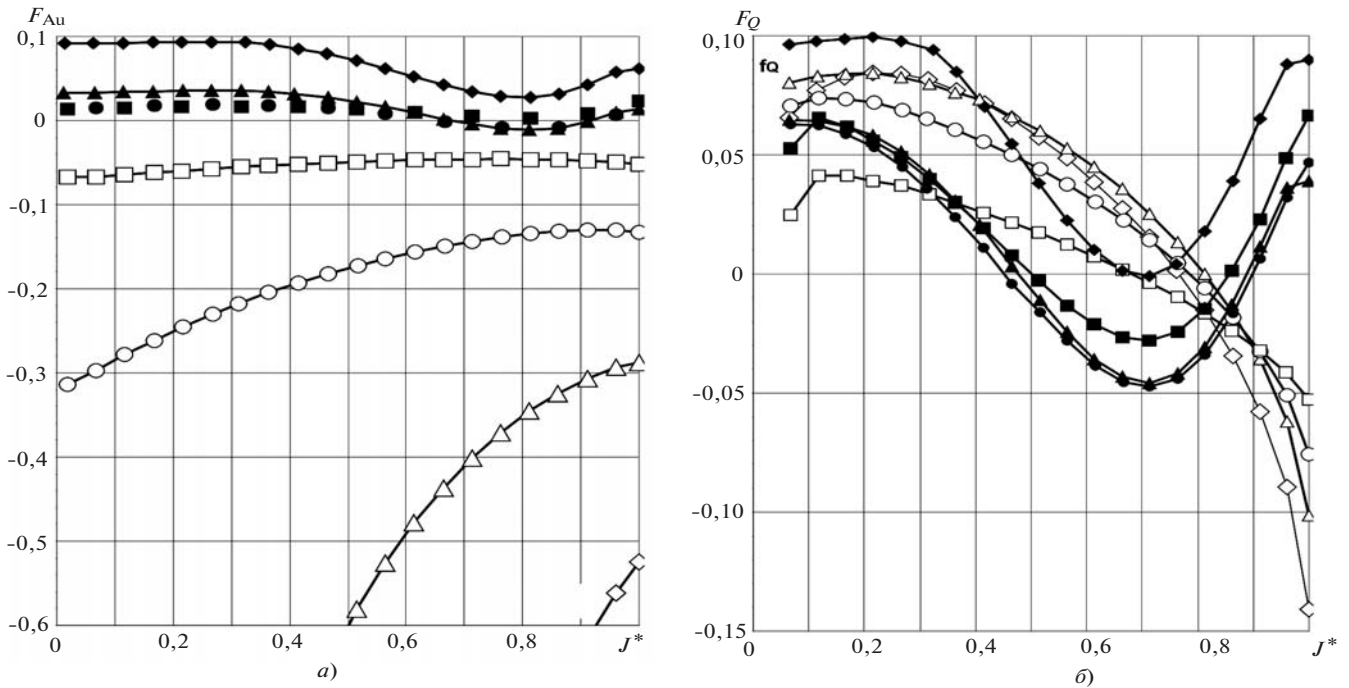


Рис. 3. Функции погрешности для кольца эллиптического сечения: $J^* = J/J_c$, $g=3$, светлые и затемненные точки – данные простого и уточненного расчетов: \diamond – $a = 1,5$; D – $a = 2$; O – $a = 3$; \square – $a = 5$

- $0,009 \ln^2(a) - 0,28 \ln(a) + 0,78$.

Сравнение погрешностей уточненного расчета и расчета методом предыдущего раздела иллюстрируется рис. 3. При использовании обоих методов погрешность уменьшается с ростом a . Однако в варианте уточненного расчета уменьшение происходит значительно быстрее. Зависимости, представленные на рис. 3,а, типичны для всех функций погрешности при $g > 1$. Исключение составляют по-

грешности для характеристик P и q . Последние в меньшей степени зависят от точности расчета L_0 и в большей – от деформации границы насыщенной зоны. Поэтому эффект перехода к уточненному методу расчета оказывается менее существенным (рис. 3,б).

Результаты сравнения численных расчетов с расчетами уточненным методом приведены в табл. 2. Ориентируясь на данные табл. 1 и 2, можно

Таблица 1

Значения характеристик геометрии кольца	Погрешности (F_Y , %) расчета электротехнических характеристик по методике простого расчета						
	L_{SA}	L_d, W_U	m	F_U	A_U	Q	P
a	при 0,1 £ g £ 1						
1,5	0/12	-14/12	-7/28	-7/12	-9/12	-18/13	-22/13
2	0/4	-9/6	-4/13	-4/4	-6/5	-14/14	-17/14
3	-1,5/1,5	-5/3	-2/5	-2/2	-3/3	-9/16	-14/14
5	-0,5/0,5	-2/2	-1,5/1,5	-0,5/0,5	-1/1	-5/8	-9/9
7,5	-0,1/0,1	-1/1	-0,5/0,5	-0,2/0,2	-0,5/0,5	-3/3	-3/3
a / g	при 1 £ g £ 10						
1,5	-14/-6	-14/0	4/11	-14/-5	-14/-5	-11/15	-13/13
2	-5/-2	-5/-1	0/5	0/-5	-5/-1	-5/8	-8/8
2,5	-4/0	-4/0	4/0	-4/4	-4/-1	-8/8	-8/8
3	-2/0	-2/0	2/0	-2/0	-1,6/0	-5/5	-6/6
3,5	-1,5/0	-2/0	-1,5/0	-1,5/1,5	-1,5/1,5	-4/4	-4/4

Таблица 2

Значения характеристик геометрии кольца	Погрешности (F_Y , %) расчета электротехнических характеристик по уточненной методике						
	L_{SA}	L_d, W_U	m	F_U	A_U	Q	P
a	при 0,1 £ g £ 10						
1,5	-6/ 9	-9/9	-9/5	-6/9	-6/9	0/12	-12/12
2	-3/5	-8/3	-1/3	0/5	-2/6	-6/8	-16/4
3	-1/4	-7/2	-1,5/1,5	-1/5	-3/5	-7/7	-12/8
5	-1/2,5	-6/3	-1,5/1	0/3	-1/3	-6/6	-12/10
7,5	0/2,5	-3/3	-1,2/0	0/2,5	-0,3/2,6	-3/8	-12/8
10	0/2	-3/3	-1,2/0	0/2	0/2	-4/10	-10/8
25	-3/0	-2/2	-0,8/0,8	-1,5/1	-1,5/2	-1/11	0/12

выбрать оптимальный метод расчета и получить достаточную для практики точность во всем исследованном диапазоне геометрий кольца – a^3 1,5, 0,1 £ g £ 10. Напомним, что при значениях a , выходящих за пределы указанных в табл. 1 и 2, следует использовать методику простого расчета, поскольку она имеет физическую основу и поэтому точнее описывает предельный переход при $a \text{ @ } \text{¥}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Желтов В.В.** Аналитический расчет электротехнических характеристик прямолинейных сверхпроводников: смешанное возбуждение при преобладающем влиянии источника питания. – Электротехника, 2008, №3.
2. **Веселовский А.С., Иванов С.С., Жемерикин В.Д., Копылов С.И.** Переключатель магнитного потока на основе сверхпроводящих колец из керамики. – Труды ФИАН «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», 2004.
3. **Копылов С.И.** Влияние регулируемого сверхпроводником токоограничивающего индуктивного сопротивления на устойчивость энергосистемы. – Электричество, 2007, №6.

4. **Желтов В.В.** Расчет электротехнических характеристик прямолинейных сверхпроводников прямоугольного поперечного сечения. – Электричество, 2010, №11.

5. **Желтов В.В.** Метод расчета электротехнических характеристик сверхпроводника как нелинейного элемента электрической цепи. – Электротехника, 2006, №12.

6. **Желтов В.В.** Использование метода расчета электротехнических характеристик сверхпроводника как нелинейного элемента электрической цепи для решения конкретных задач. – Электротехника, 2007, №1.

7. **Желтов В.В.** Программа расчета проникновения поля в линейные и кольцевые сверхпроводники. – Электричество, 2009, №7.

8. **Калангаров П.Л., Цейтлин Л.А.** Расчет индуктивностей. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

[28.03.11]

Автор: Желтов Владимир Валентинович окончил в 1971 г. теплоэнергетический факультет Московского энергетического института. В 1978 г. защитил кандидатскую диссертацию «Гистерезисные потери в сверхпроводниках» в Институте высоких температур АН СССР. Старший научный сотрудник Института высоких температур РАН.

* * *

Уважаемые авторы!

Редакция публикует при каждой статье краткие сведения об авторах. В связи с этим просим вас при направлении статьи в редакцию сообщать:

полные имена и отчества всех авторов;

какой факультет, какого вуза и когда закончил;

когда получил ученую степень, где и по какой тематике (теме) была защита;

место работы и должность.

Кроме того, напоминаем, что на каждую статью следует представлять краткий (4–5 предложений) реферат на русском и английском языках (включая название), а также ключевые слова.