



ТЕХНІЧНА ЕЛЕКТРОДИНАМІКА

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ • ВІДДІЛЕННЯ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИХ ПРОБЛЕМ ЕНЕРГЕТИКИ

ТЕОРЕТИЧНА ЕЛЕКТРОТЕХНІКА
ТА ЕЛЕКТРОФІЗИКА

ПЕРЕТВОРЕННЯ ПАРАМЕТРІВ
ЕЛЕКТРИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ

ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНЕ
ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ

ЕЛЕКТРОЕНЕРГЕТИЧНІ СИСТЕМИ
ТА УСТАНОВКИ

ІНФОРМАЦІЙНО-ВИМІРЮВАЛЬНІ СИСТЕМИ
В ЕЛЕКТРОЕНЕРГЕТИЦІ

№ 1

2010

Національна академія наук України
Відділення фізико-технічних проблем енергетики
Інститут електродинаміки
Науково-прикладний журнал
ТЕХНІЧНА ЕЛЕКТРОДИНАМІКА

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ

ГОЛОВНИЙ РЕДАКТОР

Шидловський А.К. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

ЗАСТУПНИКИ ГОЛОВНОГО РЕДАКТОРА

Кириленко О.В. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Липківський К.О. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

ЧЛЕНИ РЕДАКЦІЙНОЇ КОЛЕГІЇ

Антонов О.Є. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Буткевич О.Ф. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Волков І.В. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Гриневич Ф.Б. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Денісов О.І. Державний технологічний університет, Чернігів

Жаркін А.Ф. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Жуйков В.Я. Національний технічний університет України "КПІ", Київ

Загірняк М.В. Державний університет ім.М.Остроградського, Кременчук

Кулик М.М. Інститут загальної енергетики, Національна академія наук, України, Київ

Кузнецов В.Г. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Мазуренко Л.І. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Монастирський З.Я. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Мислович М.В. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Павлик М. Технічний університет, Лодзь, Польща

Півняк Г.Г. Національний гірничий університет, Дніпропетровськ

Постолатий В.М. Інститут енергетики, Академія наук Республіки Молдова, Кишинів

Рєзцов В.Ф. Інститут відновлюваної енергетики, Національна академія наук України, Київ

Розов В.Ю. Науково-технічний центр магнетизму технічних об'єктів,

Національна академія наук України, Харків

Сокол Є.І. Національний технічний університет "ХПІ", Харків

Стахів П.Г. Національний університет "Львівська політехніка", Львів

Стогній Б.С. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Счастливий Г.Г. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Таранов С.Г. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Тітко О.І. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Харитонов С.О. Державний технічний університет, Новосибірськ, Росія

Шидловська Н.А. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Щерба А.А. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Юрченко О.М. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

ВІДПОВІДАЛЬНИЙ СЕКРЕТАР

Городжа Л.В. Інститут електродинаміки, Національна академія наук України, Київ

Адреса редакції:

03680, м. Київ-57, проспект Перемоги, 56, Інститут електродинаміки НАН України

Телефон (044) 456 88 69, 454 26 57,

takied@meta.ua

ЗМІСТ

Теоретична електротехніка та електрофізика

ЗАГИРНЯК М.В., БРАНСПИЗ Ю.А. К расчету силового воздействия однородного магнитного поля на прямолинейный ферромагнитный проводник с током	3
БАТЫГИН Ю.В., БОНДАРЕНКО А.Ю. Силы, действующие на тонкостенный немагнитный проводник, в проникающем поле плоского одновиткового соленоида	9
ГЛУХЕНЬКИЙ А.И., МИХАЛЬ А.А. Расчетная оценка составляющих импеданса цилиндрического проводника при их измерении на переменном токе.....	15
БЕСПРОЗВАННЫХ А.В. Сильное электрическое поле и частичные разряды в многожильных кабелях.....	23

Перетворення параметрів електричної енергії

ЛИПКІВСЬКИЙ К.О., ХАЛКОВ В.А., МОЖАРОВСЬКИЙ А.Г. Дослідження проблеми перетворення параметрів напруги змінного струму в електротехнічних та електротехнологічних системах.....	30
ШИДЛОВСКИЙ А.К., СУПРУНОВСКАЯ Н.И. Энергетические процессы в электрических цепях разрядноимпульсных установок с емкостным накопителем энергии при ограничении длительности его разряда на электроискровую нагрузку и ненулевых условиях его заряда	42
МИХАЛЬСЬКИЙ В.М., СОБОЛЄВ В.М., ЧОПИК В.В., ШАПОВАЛ І.А. Керування автономними інверторами напруги із забезпеченням максимального коефіцієнта модуляції при неспотворюючому формуванні вихідної напруги засобами модифікованої ШІМ.....	49

Електромеханічне перетворення енергії

ПЕРЕСАДА С.М., КОВБАСА С.Н., БОВКУНОВИЧ В.С. Грубое векторное управление моментом и потоком асинхронного двигателя.....	60
---	----

Електроенергетичні системи та устаткування

ЧЕРНЕНКО П.О., МАРТИНЮК О.В. Уточнення прогнозу місячного електроспоживання енергооб'єднання	67
--	----

Електротехнологічні комплекси та системи

ШИДЛОВСКАЯ Н.А., МАРТЫНОВ В.В. Согласование высоковольтного источника питания с электронно-лучевой установкой	73
---	----

До 80-річчя академіка НАН України СЧАСТЛИВОГО ГЕННАДІЯ ГРИГОРОВИЧА

ВИМОГИ до оформлення статей у журналі «Технічна електродинаміка»

Abstracts

CONTENTS

Theoretical electrical engineering and electrophysics

ZAGYRNIAK M.V., BRANSPIZ Y.A. To the estimation of the uniform magnetic field force acting on linear ferromagnetic current-carrying conductor	3
BATYGIN Y.V., BONDARENKO A.Y. The forces having an impact on thin-walled nonmagnetic conductor in penetrating field of single-turn flat coil.....	9
HLUKHENKY A.I., MYKHAL A.A. Analysis of circular conductor impedance components within AC measurement.....	15
BESPROSVANNYKH A.V. High electric field and partial discharges in bundled cables	23

Conversion of electric energy parameters

LYPKIVSKY K.O., KHALIKOV V.A., MOZHAROVSKY A.H. Analysis of AC voltage parameters conversion in electrotechnical and electrotechnological systems.....	30
SHYDLOVSKY A.K., SUPRUNOVSKAJA N.I. Energy processes in electrical circuits of electric pulse installations with capacitive energy storage at limitation of duration of its discharge on electrospark load at nonzero conditions of the charge	42
MYKHALSKY V.M. SOBOLEV V.M. CHOPYK V.V. SHAPOVAL I.A. Self-commutated voltage inverters control with maintenance of maximum modulation coefficient by undistorted output voltage generation with the help of modified PWM	49

Electromechanical energy conversion

PERESADA S.M., KOVBASA S.N., BOVKUNOVYCH V.S. Robust torque-flux vector control of asynchronous motor.....	60
--	----

Electric power systems and installations

CHERNENKO P.O., MARTYNIUK O.V. Forecast updating of monthly electric energy consumption of power units	67
--	----

Electrotechnological complexes and systems

SHYDLOVSKAYA N.A., MARTYNOV V.V. Adjustment of the high-voltage power supply to an electron-beam unit	73
---	----

To the 80th anniversary of academician of NAS of Ukraine G.G.SCHASTLYVYI.....	80
---	----

RULES of presentation of the paper	81
--	----

Abstracts	83
-----------------	----

Науковий редактор К.О.ЛИПКІВСЬКИЙ
Редактор Т.І. МАЙБОРОДА
Художній редактор П.В.БЕККЕР

Друкується згідно з рекомендацією Вченої ради Інституту електродинаміки НАН України, протокол № 14 від 24.12.2009р. Підписано до друку 24.12.2009. Формат 60x84/8. Пап. друк. офс. Офсет. Ум.-друк. арк. 10,0. Тираж 300 прим. Зам. 1. Зареєстровано 20.01.94. Свідоцтво: серія КВ, № 388. Ціна договірна.

Поліграфічна дільниця Інституту електродинаміки НАН України 03680, м.Київ-57, пр.Перемоги, 56.

УДК 621.318

М.В.Загирняк, докт.техн.наук (Кременчугский гос. ун-т им. Михаила Остроградского),
Ю.А.Бранспиз, докт.техн.наук (Восточноукраинский нац. ун-т им. Владимира Даля, Луганск)

К РАСЧЕТУ СИЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРЯМОЛИНЕЙНЫЙ ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ПРОВОДНИК С ТОКОМ

Рассмотрено силовое воздействие однородного магнитного поля на проводник с током. Определены силы этого поля, действующие на ферромагнитное вещество проводника для известных моделей описания намагниченности: модель эквивалентных токов, модель фиктивных магнитных зарядов, модель магнитных моментов. Показано, что эти модели дают различный результат. Указано, что это различие оставляет актуальным поставленный А.Эйнштейном вопрос о способе определения силы, действующей на ток в ферромагнитном веществе.

Розглянуто силовий вплив однорідного магнітного поля на провідник зі струмом. Визначено сили цього поля, які діють на магнітну речовину провідника для відомих моделей опису намагнічування: модель еквівалентних струмів, модель фіктивних магнітних зарядів, модель магнітних моментів. Показано, що ці моделі мають різні результати. Зазначено, що ця відмінність залишає актуальним поставлене А.Ейнштейном питання про спосіб визначення сили, яка діє на струм у ферромагнітній речовині.

Введение. В настоящее время для расчета силового воздействия постоянного магнитного поля на тела, для вещества которых нельзя пренебречь их магнитными свойствами (намагничивание вещества является существенным), известно несколько разных подходов [2, 4]. В частности, применяется подход, связанный с интегрированием по объему тела удельного (на единицу объема) силового действия магнитного поля на намагниченное вещество (удельная пондеромоторная сила магнитного поля). Причем при использовании этого подхода указанная удельная сила может быть определена по одной из моделей намагниченного состояния вещества: модели молекулярных токов, распределенных с плотностью $rot\bar{M}$, модели фиктивных магнитных зарядов, распределенных с плотностью $-\mu_0 div\bar{M}$, модели магнитных моментов (здесь \bar{M} – вектор намагниченности вещества, μ_0 – магнитная постоянная) [2].

Известно, что указанные способы моделирования намагниченного состояния вещества дают одинаковый результат (интегральная эквивалентность) при определении суммарной силы, действующей со стороны магнитного поля на тело, в объеме которого отсутствуют электрические токи проводимости (макроскопические токи) [5, 7].

В статье на простом примере показано, что интегральная эквивалентность для указанных способов моделирования намагниченного состояния вещества не сохраняется, если в объеме тела, на которое определяется силовое воздействие постоянного магнитного поля, протекают электрические токи проводимости.

Постановка задачи. Рассматриваем прямолинейный проводник с током из материала с ферромагнитными свойствами, который помещен в однородное магнитное поле с индукцией \bar{B}_0 , направленной ортогонально оси проводника (рис. 1). В общем случае произвольного внешнего магнитного поля суммарная сила, действующая на ферромагнитный проводник с током во внешнем магнитном поле (сила \bar{F}_Σ), может быть представлена как сумма следующих сил: \bar{F}_1 – силы, действующей на электрический ток в проводнике, и \bar{F}_2 – силы, действующей на намагниченное вещество проводника.

В свою очередь, силы \bar{F}_1 и \bar{F}_2 также могут быть представлены как определенные суммы сил, соответственно, взаимодействия между материальными объектами рассматриваемой системы: намагниченное вещество проводника, электрический ток в проводнике. А именно:

– сила \bar{F}_1 может быть представлена как сумма сил

$$\bar{F}_1 = \bar{F}_{10} + \bar{F}_{1M} + \bar{F}_{1i} , \quad (1)$$

где \bar{F}_{10} – сила, действующая на ток со стороны внешнего магнитного поля; \bar{F}_{1M} – сила, действующая на ток со стороны магнитного поля, обусловленного намагниченностью вещества проводника; \bar{F}_{1i} – сила, действующая на ток со стороны магнитного поля, созданного самим током;

– сила \bar{F}_2 может быть представлена как сумма сил

$$\bar{F}_2 = \bar{F}_{20} + \bar{F}_{2M} + \bar{F}_{2i} , \quad (2)$$

где \bar{F}_{20} – сила, действующая на ферромагнитное вещество проводника со стороны внешнего магнитного поля; \bar{F}_{2M} – сила, действующая на ферромагнитное вещество проводника со стороны магнитного поля, созданного этим намагниченным веществом; \bar{F}_{2i} – сила, действующая на ферромагнитное вещество проводника со стороны магнитного поля тока.

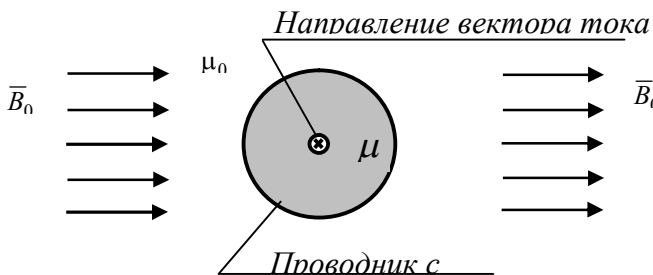


Рис. 1

$$\bar{F}_1 = \bar{F}_{10} + \bar{F}_{1M} \quad \text{и} \quad \bar{F}_2 = \bar{F}_{20} + \bar{F}_{2i} , \quad (3,4)$$

а для суммарной силы \bar{F}_Σ можно записать такое соотношение

$$\bar{F}_\Sigma = \bar{F}_{10} + \bar{F}_{20} . \quad (5)$$

Таким образом, согласно (5), в произвольном внешнем магнитном поле суммарная сила, действующая на ферромагнитный проводник с током, складывается из силы внешнего магнитного поля, действующего на ток в проводнике, и силы, действующей на его магнитное вещество.

В случае однородного внешнего магнитного поля учтем, что это поле, как известно, не создает силы, действующей на любое магнитное тело в нем. То есть учтем, что в этом случае $\bar{F}_{20} = 0$, и суммарная сила, действующая на ферромагнитный проводник с током, определяется лишь действием внешнего поля, действующего на ток в проводнике: $\bar{F}_\Sigma = \bar{F}_{10}$. Что же касается силы, действующей на намагниченное вещество проводника, то она, согласно (4), в этом случае ($\bar{F}_{20} = 0$) определяется только составляющей \bar{F}_{2i} .

Вычисление этой составляющей для трех моделей намагниченного состояния вещества (молекулярных токов, фиктивных магнитных зарядов и магнитных моментов) с целью сопоставления полученных результатов и было задачей, которая решалась в данной работе.

О составляющих силы, действующей на ферромагнитное вещество проводника со стороны магнитного поля. Для того, чтобы определить рассматриваемую силу \bar{F}_{2i} , разложим ее:

$$\bar{F}_{2i} = \bar{F}_{2i0} + \bar{F}_{2ii} , \quad (6)$$

где \bar{F}_{2i0} и \bar{F}_{2ii} – составляющие силы магнитного поля тока, действующей на намагниченное вещество, намагниченность которого обусловлена, соответственно, внешним магнитным полем и магнитным полем тока.

В силу симметрии намагничивания вещества проводника с током в магнитном поле тока можно утверждать, что для точек проводника, симметричных относительно его оси, составляющие силы \bar{F}_{2ii} будут взаимно уравновешиваться так, что суммарная сила по этим составляющим во всем проводнике даст нулевое значение

$$\bar{F}_{2ii} = 0 . \quad (7)$$

Тогда для суммарной силы, действующей только на ферромагнитное вещество проводника, с учетом (7) из (6) получаем равенство

$$\bar{F}_{2i} = \bar{F}_{2i0} . \quad (8)$$

При таком подходе появляется возможность строгого определения суммарной силы, действующей на ферромагнитное вещество проводника, исходя из физического смысла составляющей \bar{F}_{2i0} , согласно которому необходимо предварительно найти намагниченность вещества проводника в однородном магнитном поле.

Для этого учтем, что однородное магнитное поле, которое ортогонально оси проводника, создает внутри цилиндрического проводника также однородное поле с индукцией [1]

$$\bar{B} = \frac{2\mu}{\mu_0 + \mu} \bar{B}_0 , \quad (9)$$

где μ – магнитная проницаемость вещества проводника.

Это позволяет записать для вектора намагниченности \bar{M}_0 магнитного проводника соотношение

$$\bar{M}_0 = \frac{\mu - \mu_0}{\mu_0 \mu} \bar{B} , \quad (10)$$

то есть, согласно (10) и (9), для вектора намагниченности проводника можно записать

$$\bar{M}_0 = 2 \frac{\mu - \mu_0}{\mu_0 (\mu + \mu_0)} \bar{B}_0 . \quad (11)$$

Согласно модели **фиктивных магнитных зарядов**, силовое воздействие магнитного поля тока в проводнике напряженностью \bar{H}_i на вещество с намагниченностью \bar{M}_0 может быть определено как интеграл по объёму проводника. (Принимаем в качестве объёма интегрирования объём V единицы длины проводника). Это дает удельное значение силы вида $-\mu_0 \int_V \bar{H}_i \operatorname{div} \bar{M}_0 dV$, которое в рассматриваемом случае плоскопараллельной задачи может быть записано как интеграл по сечению цилиндра

$$\bar{f}_{2i0} = -\mu_0 \int_{S_0} \bar{H}_i \operatorname{div} \bar{M}_0 ds , \quad (12)$$

где S_0 – площадь сечения цилиндрического проводника (перпендикулярно оси).

Поскольку, согласно (11), $\bar{M}_0 = \text{const}$ во всех точках сечения проводника, кроме точек на его поверхности (здесь вектор намагниченности претерпевает разрыв), то, используя понятие поверхностной дивергенции [3], вместо интеграла (12) можно записать интеграл вида

$$\bar{f}_{2i0} = -\mu_0 \int_{L_0} \bar{H}_i (\bar{n} \cdot \bar{M}_0) dl , \quad (13)$$

где L_0 – круговой контур, ограничивающий сечение цилиндрического проводника (на поверхности проводника); dl – дифференциальный элемент этого контура.

Отметим, что при записи интеграла в (13) учтена также непрерывность вектора \bar{H}_i в точках на поверхности проводника (ведь вектор \bar{H}_i – вектор магнитного поля тока в проводнике, который является касательным к любой окружности внутри проводника и к окружности сечения проводника).

Найдем первоначально вертикальную составляющую удельной силы \bar{f}_{2i0} , которую обозначим f_y . Для этого, очевидно, согласно (13), необходимо определить интеграл

$$f_y = \mu_0 \int_{L_0} H_{iy} (\bar{n} \cdot \bar{M}_0) dl , \quad (14)$$

где H_{iy} – проекция вектора \bar{H}_i на вертикальную ось (рис. 2).

С этой целью учтем, что (рис. 2)

$$\bar{n} \cdot \bar{M}_0 = M_0 \cos \alpha , \quad H_{iy} = H_i \cos \alpha \quad (15,16)$$

где (по закону полного тока) $H_i = i / 2\pi R$. (17)

Тогда, подставляя (15) и (16) в (14), с учетом (17) получим

$$f_y = \mu_0 \frac{iM_0}{2\pi R} \int_{L_0} \cos^2 \alpha dl. \quad (18)$$

Но, поскольку дифференциальный элемент длины окружности связан с ее радиусом соотношением $dl = R d\alpha$ (здесь $d\alpha$ – дифференциальный элемент угла с вершиной в центре окружности, опирающийся на дугу длиной dl), то интегрирование в (18) дает следующую цепочку равенств (с учетом симметрии):

$$f_y = \frac{\mu_0}{\pi} iM_0 \int_0^\pi \cos^2 \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{\pi} iM_0 (0.25 \sin 2\alpha + 0.5\alpha) \Big|_0^\pi = \frac{1}{2} \mu_0 iM_0, \text{ или, с учетом (11)}$$

$$f_y = iB_0 \frac{\mu - \mu_0}{\mu + \mu_0}. \quad (19)$$

Что же касается горизонтальной составляющей \vec{f}_{2i0} (обозначим ее f_x), то аналогично предыдущему, имеем (рис. 2) $f_x = \mu_0 \int_L H_{ix} (\vec{n} \cdot \vec{M}_0) dl$, где $H_{ix} = H_i \sin \alpha$ – проекция вектора \vec{H}_i на ось x . Далее,

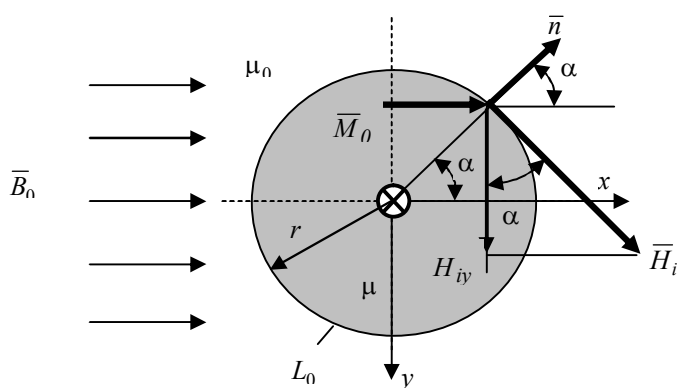


Рис. 2

с учетом (15), имеем $f_x = \mu_0 H_i M_0 \int_L \sin \alpha \cos \alpha dl$, или, с учетом равенства $dl = R d\alpha$, получаем $f_x = \mu_0 H_i M_0 R \int_0^\pi \sin 2\alpha d\alpha = -\mu_0 H_i M_0 R \cos 2\alpha \Big|_0^\pi = 0$.

Таким образом, сила \vec{f}_{2i0} имеет только составляющую, направленную по оси y (перпендикулярно векторам плотности тока и индукции внешнего поля).

По модели молекулярных токов (эквивалентных токов намагничивания) намагниченное вещество с намагниченностью \vec{M}_0 может быть заменено распределением токов с объёмной плотностью $\text{rot} \vec{M}_0$ в пространстве

проводника с магнитной проницаемостью μ_0 .

В этом случае магнитное поле тока в проводнике, имеющее индукцию $\mu_0 \vec{H}_i$, действует на эквивалентные токи в проводнике (в объёме единичной длины), создавая удельную силу

$$f_{2i0} = \mu_0 \int_{S_0} \text{rot} \vec{M}_0 \times \vec{H}_i ds. \quad (20)$$

Здесь сразу учтен плоскопараллельный характер решаемой задачи.

Как и в предыдущем случае, для всех точек сечения проводника (кроме точек на поверхности проводника) вектор \vec{M}_0 постоянен. Тогда, вместо интеграла в (20), используя понятие поверхностного ротора [3], можно записать интеграл вида

$$\vec{f}_{2i0} = - \int_{L_y} [\vec{n} \times \vec{M}_0] \times \vec{H}_i dl. \quad (21)$$

Учитывая геометрию решаемой задачи (рис. 3), для модуля вектора $[\vec{n} \times \vec{M}_0]$, равного $|\vec{n}| \cdot |\vec{M}_0| \sin(\vec{n}, \vec{M}_0)$, имеем $|\vec{n}| = 1$, $|\vec{M}_0| = M_0$, $\sin(\vec{n}, \vec{M}_0) = \sin \alpha$, что дает равенство $|\vec{n} \times \vec{M}_0| = M_0 \sin \alpha$.

При этом вектор $[\vec{n} \times \vec{M}_0]$ направлен по направлению оси проводника (перпендикулярно плоскости рисунка), т.е. он ортогонален вектору \vec{H}_i . Поэтому векторное произведение $[\vec{n} \times \vec{M}_0] \times \vec{H}_i$ по модулю равно просто произведению соответствующих векторов

$$[\vec{n} \times \vec{M}_0] \times \vec{H}_i = ([\vec{n} \times \vec{M}_0]) |\vec{H}_i| = H_i M_0 \sin \alpha. \quad (22)$$

Направлен вектор $[\vec{n} \times \vec{M}_0] \times \vec{H}_i$ ортогонально векторам $[\vec{n} \times \vec{M}_0]$ и \vec{H}_i , то есть – по линии радиуса, как это и показано на рис. 3. При этом в векторе $[\vec{n} \times \vec{M}_0] \times \vec{H}_i$ нас первоначально будет интересовать вертикальная составляющая, равная, с учетом (22), в рассматриваемом случае

$$\left[\bar{n} \times \bar{M}_0 \right] \times \bar{H}_i \sin \alpha = M_0 H_i \sin \alpha . \quad (23)$$

Согласно (23), расчет составляющей силы \bar{f}_{2i0} по оси y из (21) дает следующую цепочку равенств

$$f_y = -\mu_0 M_0 H_i R \int_{L_y} \sin^2 \alpha d\alpha = -2\mu_0 M_0 H_i R (0.5\alpha - 0.25\sin 2\alpha) \Big|_0^\pi = -\pi\mu_0 M_0 H_i R ,$$

что с учетом (11) и (17) дает

$$f_y = -iB_0 \frac{\mu - \mu_0}{\mu + \mu_0} . \quad (24)$$

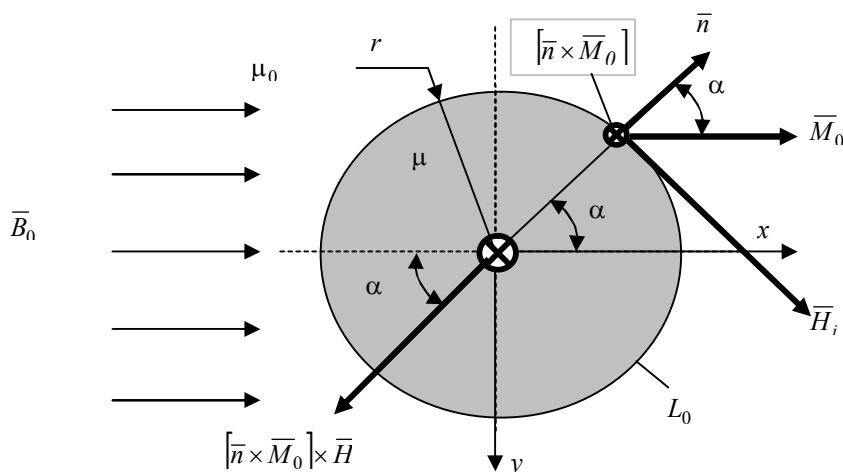


Рис. 3

Что касается горизонтальной составляющей силы \bar{f}_{2i0} по модели эквивалентных токов намагничивания, то с учетом (22) и изложенного выше о направлении вектора $\left[\bar{n} \times \bar{M}_0 \right] \times \bar{H}_i$ можно записать интеграл $f_x = -\mu_0 H_i M_0 R \int_{L_0} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha$, который аналогичен интегралу для f_x по модели фиктивных магнитных зарядов, что дает для f_x и в этом случае тождественный ноль.

Кроме рассмотренных двух моделей намагниченного состояния магнитного вещества (эквивалентных токов намагничивания и фиктивных магнитных зарядов), на практике находит применение и **модель магнитных моментов** [2,4], согласно которой любой дифференциальный объем dV магнитного вещества может быть представлен как некоторый магнитный момент $\bar{M}dV$, а соответствующая объемная плотность силы задается выражением

$$\mu_0 (\bar{M} \cdot \text{grad}) \bar{H} . \quad (25)$$

Для рассматриваемого примера, когда нас интересует только сила магнитного поля тока на намагниченность вещества проводника, вызванную однородным внешним полем (выше эта сила обозначена как F_{2i0}), на основе выражения (25) для удельного (на единицу объема проводника) значения силы можно записать следующее выражение

$$\mu_0 (\bar{M}_0 \cdot \text{grad}) \bar{H}_i . \quad (26)$$

Если учесть, что в рассматриваемом случае проводника с током в однородном внешнем магнитном поле вектор намагниченности \bar{M}_0 , согласно (11), является постоянным, то выражение (26) может быть представлено в виде: $\mu_0 \text{div}(M_0 \bar{H}_i)$. В результате для модели магнитных моментов силовое воздействие магнитного поля тока в проводнике напряженности \bar{H}_i на вещество, имеющее намагниченность \bar{M}_0 , может быть определено, как и выше (с учетом плоскопараллельности задачи), в виде интеграла

$$\bar{f}_{2i0} = -\mu_0 \int_{S_0} \text{div}(M_0 \bar{H}_i) ds . \quad (27)$$

Последний интеграл на основе теоремы Остроградского-Гаусса [3] можно преобразовать к интегралу $\bar{f}_{2i0} = \mu_0 \int_{L_0} \bar{n} (\bar{H}_i \cdot \bar{M}_0) dl$, который, в свою очередь, может быть преобразован к интегралу

$$\bar{f}_{2i0} = \mu_0 \int_{L_0} \left(\left[\bar{n} \times \bar{M} \right] \times \bar{H}_i + \bar{M}_0 (\bar{H}_i \cdot \bar{n}) \right) dl . \quad (28)$$

В (28) второе слагаемое под знаком интеграла равно нулю (векторы \bar{H}_i и \bar{n} на поверхности проводника ортогональны друг другу). В результате вместо (28) можно записать

$$\bar{f}_{2i0} = \mu_0 \int_{L_0} \left[\bar{n} \times \bar{M} \right] \times \bar{H}_i dl , \quad (29)$$

которое отличается от выражения (21) только знаком.

Это позволяет заключить, что результат интегрирования выражения (29) будет такой же, как и результат интегрирования выражения (21) с заменой знака на противоположный. Несложно видеть, что указанная замена знаков приводит в итоге к выражению (19).

Обсуждение полученных результатов. Таким образом, все рассмотренные модели намагниченного состояния вещества проводника в однородном внешнем поле позволяют получить для силы, действующей на ферромагнитное вещество проводника, в рассматриваемом случае ненулевой результат. Причем, для модели фиктивных магнитных зарядов и модели эквивалентных токов намагничивания имеем одинаковые по модулю силы, действующие на ферромагнитное вещество, при противоположной направленности этих сил. Это означает, что наличие тока в ферромагнитном веществе проводника не сохранило интегральную эквивалентность при определении суммарной силы, действующей на тело из магнитного вещества, которая, как отмечалось во Введении, имеет место при отсутствии электрических токов в магнитном веществе. Указанная интегральная эквивалентность, согласно (29), сохраняется лишь для моделей фиктивных магнитных зарядов и магнитных моментов.

Это означает также, что, т.к. обе модели должны давать одинаковый результат для суммарной силы, действующей на проводник с током, то определение силы, действующей на ток в проводнике, по этим моделям также даст различный результат (чтобы сумма сил, действующих на ток и ферромагнитное вещество, была одинаковой). А именно, суммарное силовое воздействие на ферромагнитный проводник с током определяется лишь силовым действием на ток со стороны внешнего магнитного поля, что дает $F_{\Sigma} = iB_0$ (сила \vec{F}_{Σ} направлена по оси y). Тогда силовое воздействие только на ток проводника ($\vec{F}_{20} = 0$, а, следовательно $\vec{F}_{\Sigma} = \vec{F}_{10}$) можно найти как разность сил

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_{\Sigma} - \vec{F}_{2i}, \quad (30)$$

поскольку, как отмечалось выше, имеет место равенство $\vec{F}_{1M} = -\vec{F}_{2i}$.

Очевидно, что расчет по (30) будет давать разный результат, ввиду полученного выше для рассматриваемой задачи различия результатов при расчете силового воздействия на ферромагнитный материал провода. Такая неоднозначность результата расчета силового воздействия на ток в ферромагнитном проводнике и на ферромагнитное вещество проводника ставит вопрос о необходимости решения задачи об определении такой модели намагниченного состояния вещества, которая позволяла бы адекватно определять эффект силового воздействия магнитного поля на тела из магнетиков, по которым протекает электрический ток. Такая неоднозначность позволяет также утверждать, что вопрос о способе определения силы, действующей на ток в ферромагнитном веществе, который в свое время поставил А.Эйнштейн [6], остается актуальным.

Выводы. 1. Показано, что для рассмотренного примера не сохраняется интегральная эквивалентность между моделями намагниченного состояния (модель эквивалентных токов намагничивания и модель фиктивных магнитных зарядов) при определении суммарной силы, действующей на ферромагнитное вещество тела, по которому протекает электрический ток.

2. Показано, что при определении суммарной силы, действующей на ферромагнитное вещество тела, по которому протекает электрический ток, имеет место эквивалентность между моделями фиктивных магнитных зарядов и магнитных моментов.

3. Требуется дополнительное решение задачи определения силового воздействия магнитного поля на электрический ток в теле из ферромагнитного вещества.

1. Бинс К., Лоуренсон П. Анализ и расчет электрических и магнитных полей. – М.: Энергия, 1970. – 376 с.
2. Загирняк М.В., Ю.А. Бранстиз Ю.А. Оценка общих способов определения объемной плотности и результирующей силы взаимодействия малого ферромагнитного тела с полем электромагнита – сепаратора // Изв. ВУЗов. Электромеханика – 1987. – №11. – С. 134 – 136.
3. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1984. – 831 с.
4. Можен Ж. Механика электромагнитных сплошных сред. – М.: Мир, 1991. – 560 с.
5. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1989. – 504 с.
6. Эйнштейн А. О пондеромоторных силах, действующих на ферромагнитные проводники с током, помещенные в магнитное поле / Собрание научных трудов в 4-х т., Т. 3. – М.: Наука, – 1966. – С. 240 – 241.
7. Müller W. Comparison of different methods of force calculation // IEEE Transactions on magnetics. – 1987. – Vol. 26. – №26. – Pp. 1058 – 1061.

Надійшла 02.07.09

Ю.В.Батыгин, докт.техн.наук, А.Ю.Бондаренко, канд.техн.наук (Нац. техн. ун-т «ХПИ», Харьков)

СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ТОНКОСТЕННЫЙ НЕМАГНИТНЫЙ ПРОВОДНИК, В ПРОНИКАЮЩЕМ ПОЛЕ ПЛОСКОГО ОДНОВИТКОВОГО СОЛЕНОИДА

Проведен теоретический анализ и определены величины сил, действующих на листовую немагнитный проводник в импульсном магнитном поле одновиткового соленоида, при условии, что глубина проникновения поля в металл плоского проводника больше его толщины. Показано, что при значениях рабочих частот порядка единиц килогерц увеличивается осцилляция возбуждаемых электродинамических усилий за время действия импульса магнитного поля, что объясняется ростом влияния нормальной компоненты напряженности магнитного поля. Поэтому вычисления электродинамических усилий должны проводиться непосредственно по формулам для сил Лоренца, а не по упрощенной формуле, в которой учитывается только разность квадратов касательной компоненты вектора напряженности магнитного поля на граничных поверхностях листового проводника. Физический механизм ослабления силового воздействия магнитного поля на проводник определяется увеличением влияния нормальной составляющей напряженности магнитного поля на протекающие электромагнитные процессы. Получены численные значения сил, действующих на листовую проводник, для конкретной индукторной системы.

Проведено теоретичний аналіз і визначено сили, що діють на листовий немагнітний провідник в імпульсному магнітному полі одновиткового соленоїда, за умови, що глибина проникнення поля в метал плоского провідника більше його товщини. Показано, що при значеннях робочих частот порядку одиниць кілогерц збільшується осциляція збуджених електродинамічних зусиль за час дії імпульсу магнітного поля, що пояснюється ростом впливу нормальної компоненти напруженості магнітного поля. Тому обчислення електродинамічних зусиль повинні проводитися безпосередньо по формулах для сил Лоренца, а не по спрощеній формулі, у якій ураховується тільки різниця квадратів дотичного компонента вектора напруженості магнітного поля на граничних поверхнях листового провідника. Фізичний механізм ослаблення силового впливу магнітного поля на провідник визначається збільшенням впливу нормальної компоненти напруженості магнітного поля на електромагнітні процеси, що відбуваються. Отримано чисельні значення сил, що діють на листовий провідник, для конкретної індукторної системи.

Интерес к магнитно-импульсной обработке тонкостенных проводников имеет давнюю историю [1,4,8,10,11]. Современные потребности авто- и авиапромышленности поставили задачу внешней рихтовки вмятин на металлических поверхностях кузовных и корпусных покрытий [14]. Наиболее эффективным способом решения данной проблемы является магнитно-импульсное притяжение деформированных участков силами, возникающими при интенсивном проникновении низкочастотных полей сквозь обрабатываемый металл [2]. Понятия тонкостенности и низкой или высокой частоты взаимосвязаны [1,4]. Для тонкостенной заготовки в электродинамическом смысле (низкая частота действующего магнитного поля) должно выполняться условие $\omega\tau = 1$, где ω – циклическая частота, $\omega = 2\pi f$, f – рабочая частота действующего магнитного поля, $\tau = \mu_0\gamma d^2$ – характерное время диффузии магнитного поля в проводящий слой с удельной электропроводностью γ и толщиной d , μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Цель работы – физико-математическое обоснование основных расчётных соотношений и исследование характера пондеромоторных сил, действующих на тонкостенный немагнитный листовый металл в индукторной системе с плоским одновитковым соленоидом.

Выбор данной конструкции соленоида не случаен. Во-первых, именно одновитковые индукторные системы оказались наиболее эффективными на практике при магнитно-импульсном притяжении заданных участков тонкостенных листовых металлов. Во-вторых, данная конструкция представляется наиболее простой по физическим соображениям для понимания реальной сущности процессов силового взаимодействия проникающих полей с проводящими объектами.

Для расчёта давления на обрабатываемую немагнитную заготовку при магнитно-импульсной обработке металлов используется формула [1,4,8,10,11]

$$P = \frac{\mu_0}{2} (H_1^2 - H_2^2), \quad (1)$$

где H_1 – напряжённость магнитного поля на поверхности обрабатываемой заготовки со стороны индуктора – источника поля, H_2 – напряжённость на противоположной поверхности обрабатываемой заготовки.

Из формулы (1) следует, что при незначительном проникновении действующего поля сквозь металл плоского проводника и $H_1 > H_2$ силы магнитного давления сохраняют своё направление. Действие этих сил проявляется в отталкивании заготовки от источника поля – индуктора. В режимах, когда магнитное поле проникает сквозь металл листового проводника, характер связи между напряжённостями на граничных поверхностях заготовки может изменяться во времени. Это изменение обусловлено появлением достаточной разности фаз между напряжённостями [9,10], зависимость от времени которых описывается экспоненциально затухающей синусоидой [1,4]. Формально для них справедливо как $H_1 > H_2$, так и $H_1 < H_2$. Первое неравенство соответствует отталкиванию, второе – притяжению заготовки к индуктору. Силовое воздействие приобретает осциллирующий характер во времени. Но, так как энергия магнитного поля, проникшего через заготовку, не может быть больше энергии поля, действующего на заготовку со стороны индуктора [12], то эти осцилляции не могут существенно повлиять на суммарный результат силового воздействия поля индуктора на заготовку. Последняя, в большей или меньшей степени, но будет испытывать давление со стороны внешнего магнитного поля.

В выражении (1) учитываются лишь касательные к поверхности проводника составляющие вектора напряжённости магнитного поля. Нормальные составляющие не входят в данную зависимость, так как формула (1) соответствует физической идеализации, когда проводимость металла заготовки достаточно высока и нормальная компонента напряжённости стремится к нулю. Но в реальной ситуации, когда удельная электропроводность принимает конечные значения, данная компонента напряжённости поля будет играть свою роль в формировании индуцированного тока, чем интенсивнее проникновение – тем большую. В конечном итоге её влияние должно проявиться и в изменении вида расчётной зависимости (1) возбуждаемых пондеромоторных сил.

Физически причиной появления электродинамических усилий в немагнитном проводнике является взаимодействие индуцированных токов, имеющих плотность \vec{j} , и суммарного магнитного поля с напряжённостью \vec{H} . В литературе они известны как силы Лоренца [12]. Их объёмная плотность описывается векторным произведением [4,12]

$$\vec{f}_л = \mu_0 [\vec{j} \times \vec{H}]. \quad (2)$$

Рассматриваемая индукторная система представляет собой круговой виток, расположенный в плоскости, параллельной плоскости листа металла на расстоянии h от неё (рис. 1).

На рис. 1 цифрами обозначены: 1 – плоский одновитковый соленоид толщиной Δ , внутренний и внешний радиусы которого равны R_1 и R_2 соответственно; 2 – листовая заготовка толщиной d и удельной электропроводностью γ . Начало цилиндрической системы координат находится на поверхности листа под центром витка индуктора, ось z перпендикулярна плоскости листа и направлена в сторону от витка. Система обладает аксиальной симметрией. Разрядный ток в индукторе имеет только одну азимутальную составляющую, которая возбуждает тангенциальную H_r и нормальную H_z компоненты вектора напряжённости магнитного поля и, соответственно, единственную азимутальную компоненту индуцированного тока с плотностью j_ϕ [1,4].

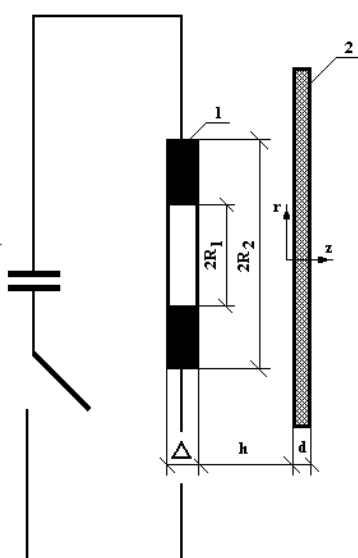


Рис. 1

Интегрируя (2) по толщине плоской заготовки d с учётом указанных особенностей рассматриваемой системы, получаем пространственно-временное распределение возбуждаемых пондеромоторных сил, отнесенных к единице площади:

$$P_{л}(r, t) = -\mu_0 \int_0^d j_{\varphi} \cdot H_r dz, \quad (3)$$

причём, из уравнения Максвелла [12]

$$j_{\varphi} = \partial H_r / \partial z - \partial H_z / \partial r. \quad (4)$$

Если пренебречь нормальной составляющей напряжённости магнитного поля, то индуцированный ток равен производной от касательной компоненты напряжённости по пространственной координате, его временная зависимость совпадает с временной зависимостью этой компоненты вектора поля. Разрядный ток в индукторе и вихревые токи в заготовке имеют один и тот же характер изменения во времени, но противоположно направлены [5]. Непосредственная подстановка первого слагаемого из (4) в формулу (3) даёт для сил магнитного давления зависимость (1). Кроме того, магнитное давление на обрабатываемый объект может рассматриваться как силовое взаимодействие между противоположно направленными индуцированным и возбуждающим токами. Такой подход используется и в современных расчетах магнитно-импульсных технологий, проводимых научно-исследовательским центром “Ford Motor Company” [14]. В последнем случае, как и в зависимости (1), силы магнитного давления на обрабатываемый объект пропорциональны квадрату плотности возбуждающего тока индуктора, то есть $\sim j_{инд.}^2$.

Учёт нормальной компоненты напряжённости магнитного поля в соответствии с выражением (4) приводит к иному результату.

Подставим (4) в (3) и выполним необходимые преобразования

$$P_{л} = \frac{\mu_0}{2} (H_r^2(0) - H_r^2(d)) + \mu_0 \int_0^d \frac{\partial H_z}{\partial r} H_r dz. \quad (5)$$

Первое слагаемое – идеализированная зависимость (1). Второе слагаемое соответствует возбуждению электродинамических усилий, обусловленных появлением в металле заготовки нормальной компоненты напряжённости магнитного поля. Знак второго слагаемого устанавливается конкретным видом подинтегрального выражения. В случае достаточно тонкостенных проводников, когда глубина проникновения поля в металл заготовки больше ее толщины, нормальная составляющая напряжённости магнитного поля изменяет характер формирования индуцированных токов (4) и возбуждаемых пондеромоторных сил (5). Как следствие, учёт только касательных компонент напряжённости по формуле (1) теряет адекватность и становится неприемлемым в расчётах параметров протекающих электродинамических процессов.

Достоверность выводов подтверждается результатами работ [3,5,6]. Для тонкостенных проводников и низкочастотных магнитных полей, действующих на них, авторами [3,5] получены расчётные зависимости для индуцированных токов и возбуждаемых электродинамических усилий. Из них следует, что зависимость от времени величины вихревого тока j_{φ} приближается к зависимости от времени производной тока индуктора – $dj_{инд.}/dt$. Временная зависимость возбуждаемых электродинамических усилий стремится к произведению $j_{инд.} \cdot dj_{инд.}/dt$.

Подчеркнём отличия от результатов ранее проведенного рассмотрения. Первое – это форма кривой индуцированного тока, которая не совпадает с аналогичной характеристикой тока индуктора, а стремится к его производной по времени. Второе – это пропорциональность силового воздействия не квадрату возбуждающего тока, а произведению возбуждающего тока на его производную по времени. Отсюда следует: при достаточно низких рабочих частотах действующих полей должна иметь место существенная временная осцилляция электродинамических усилий, а их интегральное действие стремиться к нулю.

Действительно,

$$\int_0^{\infty} P_{л} |_{(\omega \cdot \tau) = 1} dt \rightarrow \int_0^{\infty} j_{инд.} \cdot \frac{dj_{инд.}}{dt} \cdot dt = \frac{(j_{инд.})^2}{2} \Big|_0^{\infty} = 0. \quad (6)$$

В работе [6] рассчитаны вихревые токи в тонкостенных металлических пластинах. В широком диапазоне рабочих частот, характерном для магнитно-импульсной обработки металлов [1,4], проиллюстрировано изменение временной зависимости индуцированного тока от частоты воздействующего внешнего магнитного поля.

Выполним численные оценки величины пондеромоторных сил для случая, наиболее характерного для практики магнитно-импульсной обработки металлов. Используем расчетную схему работы [6], показанную на рис. 1.

Плотность тока в индукторе задана экспоненциально затухающей синусоидой [1,4]

$$j_{\text{инд.}} = j_m \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin(\omega t), \quad (7)$$

где j_m – амплитуда, δ – декремент затухания, t – время.

Для дальнейших расчётов введём относительные единицы: $\theta = \omega t$, $\delta_0 = \delta/\omega$ – относительный декремент затухания, $\rho = r/R_2$ – относительная радиальная координата.

Линейная плотность тока в металле листа, индуцированного магнитным полем витка (считаем, что радиальное распределение возбуждающего тока – равномерное [7], толщина витка достаточно мала, $\Delta \rightarrow 0$), будет [6]:

$$j_\varphi(\rho, \theta) = 2j_m \int_0^\infty \left[\eta(y) u e^{-y \frac{h}{d}} \cdot J_1\left(y \frac{R_2}{d} \rho\right) \cdot \sum_{k=0}^\infty \frac{F_{2k}(y, \beta_k, z) \cdot f_k(y, \theta)}{\Phi_k(y)} \right] dy, \quad (8)$$

где $\eta(y) = \frac{1}{y^2} \int_{yR_1/d}^{yR_2/d} x \cdot J_1(x) dx$, $J_1(\zeta)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка соответствующего аргумента, $F_{2k}(y, \beta_k, z) = y \cdot \sin\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right) + \beta_k \cdot \cos\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right)$,

$f_k(y, \theta) = e^{-\delta_0 \theta} \sin \theta - \frac{\left(\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau}\right)}{1 + \left[\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} - \delta_0\right]^2} \cdot \left[e^{-\delta_0 \theta} \left\{ \left[\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} - \delta_0\right] \sin \theta - \cos \theta \right\} + e^{-\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} \theta} \right]$,

$$f_k(y, \theta) = e^{-\delta_0 \theta} \sin \theta - \frac{\left(\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau}\right)}{1 + \left[\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} - \delta_0\right]^2} \cdot \left[e^{-\delta_0 \theta} \left\{ \left[\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} - \delta_0\right] \sin \theta - \cos \theta \right\} + e^{-\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} \theta} \right],$$

$\Phi_k(y) = \cos(\beta_k)(y^2 + 2y - \beta_k^2) - 2\beta_k(1+y)\sin(\beta_k)$, β_k – корни уравнения $\text{ctg } \beta_k = 0,5 \cdot (\beta_k/y - y/\beta_k)$.

Для вычисления касательной компоненты напряжённости магнитного поля H_r в листовой заготовке воспользуемся результатами работы [6]:

$$H_r(p, r, z) = \int_0^\infty \frac{j(p) \cdot q(p, \lambda) \cdot A(p, \lambda, z)}{B(p, \lambda)} \cdot \eta(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (9)$$

где p – параметр преобразования Лапласа, $j(p) = I(p)/(R_2 - R_1)$ – изображение по Лапласу плотности

возбуждающего тока [7], $q(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma}$, $\eta(\lambda) = \int_{R_1}^{R_2} \eta(r) \cdot r \cdot J_1(\lambda r) \cdot dr$ – образ в пространстве

Фурье–Бесселя функции $\eta(r)$, $\eta(r)$ – радиальное распределение плотности тока в витке индуктора (оригинал преобразования Фурье–Бесселя),

$$A(p, \lambda, z) = \text{ch}(q(p, \lambda) \cdot d \cdot (1 - \frac{z}{d})) + \frac{q(p, \lambda) \cdot d}{(\lambda d)} \text{sh}(q(p, \lambda) \cdot d \cdot (1 - \frac{z}{d})),$$

$$B(p, \lambda) = \left(1 + \left(\frac{q(p, \lambda) \cdot d}{(\lambda d)} \right)^2 \right) \cdot \text{sh}(q(p, \lambda) \cdot d) + 2 \left(\frac{q(p, \lambda) \cdot d}{(\lambda d)} \right) \cdot \text{ch}(q(p, \lambda) \cdot d).$$

Достоверность формулы (9) проверена с помощью предельных переходов при $\gamma \rightarrow 0$ и $\gamma \rightarrow \infty$.

Выполним в выражении (9) обратное преобразование Лапласа [6]. Опуская промежуточные преобразования, запишем конечный результат.

$$H_r(\rho, z, \theta) = -\frac{2j_m}{\omega\tau} \int_0^\infty \left[\eta(y) y e^{-\frac{y}{d}} \cdot J_1\left(y \frac{R_2}{d} \rho\right) \cdot \sum_{k=0}^\infty \frac{\beta_k^2 \cdot F_{1k}(y, \beta_k, z) \cdot \xi_k(y, \theta)}{\Phi_k(y)} \right] dy, \quad (10)$$

где $F_{1k}(y, \beta_k, z) = y \cdot \cos\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right) - \beta_k \cdot \sin\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right)$,

$$\xi_k(y, \theta) = \left(1 + \left[\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega\tau} - \delta_0\right]^2\right)^{-1} \cdot \left[e^{-\delta_0\theta} \left\{ \left[\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega\tau} - \delta_0\right] \sin\theta - \cos\theta \right\} + e^{-\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega\tau}\theta} \right].$$

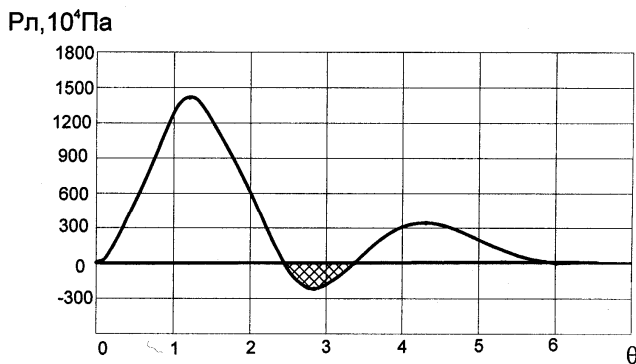
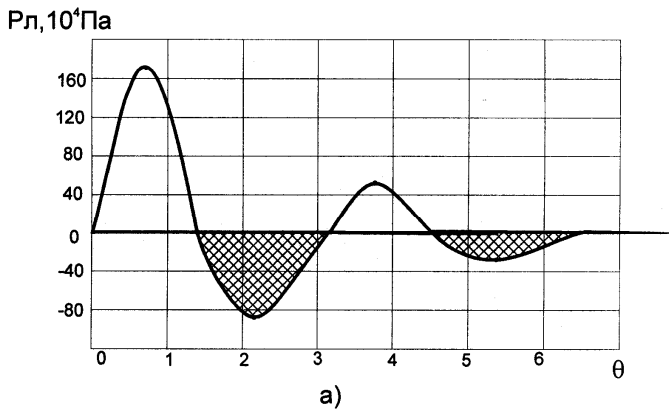


Рис. 2, а, б

частоте действующего магнитного поля $f=2$ кГц, рассчитанное подстановкой формулы (10) в выражение (1), показано на рис. 3.

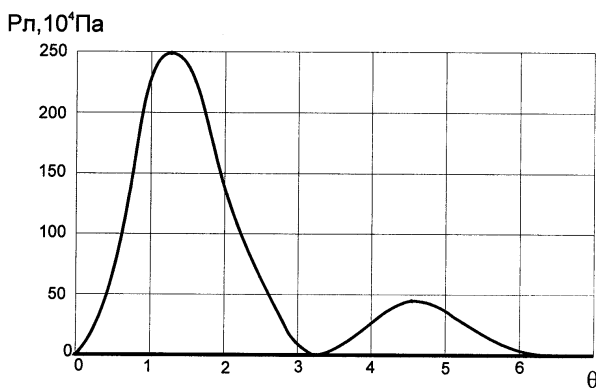


Рис. 3

Конкретные расчёты проведём для одного из вариантов индукторных систем, применявшихся в экспериментах [13]. Индуктор имел следующие размеры: $R_1 = 0,025$ м, $R_2 = 0,03$ м, расстояние до обрабатываемой заготовки $h = 0,005$ м, временная зависимость тока в индукторе определяется выражением (7), а его параметры при двух разных рабочих частотах: низкой – $f=2$ кГц и высокой – $f=50$ кГц – $I_m = 50$ кА, $\delta_0 = 0,3$, листовая заготовка: $d = 0,00075$ м, $\gamma = 0,4 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$.

Результаты численного расчета показаны на рис. 2 и рис. 3. На рис. 2 приведена временная зависимость электродинамических усилий, возбуждаемых в металле пластины в центре под витком соленоида в точке с координатой $r = (R_1 + R_2)/2R_2$, при различных частотах действующих магнитных полей: рис. 2, а – рабочая частота $f=2$ кГц, рис. 2, б – $f=50$ кГц.

Графическое изображение изменения величины ponderomotorных сил, возбуждаемых в металле пластины в центре под витком соленоида, т.е. для той же относительной координаты, как и на рис. 2, при

Сравнение результатов расчета, представленных на рис. 2, показывает, что с уменьшением частоты действующего магнитного поля осцилляция электродинамических усилий во времени увеличивается, а, следовательно, их интегральное воздействие падает. Графики на рис. 2, а и рис. 3 наглядно показывают, что расчет по традиционной методике – формуле (1) – при низких частотах действующего магнитного поля не адекватен реальности, и его необходимо проводить по формуле (3).

Выводы. 1. При низких частотах действующих магнитных полей вычисление электродина-

мических усилий в тонкостенных металлических пластинах должны проводиться непосредственно по формулам для сил Лоренца.

2. Чем ниже частота действующего магнитного поля, тем больше осцилляции во времени возбуждаемых электродинамических усилий, что объясняется ростом влияния нормальной компоненты напряжённости магнитного поля.

3. Физический механизм уменьшения сил магнитного давления на тонкостенный листовой проводник при низких частотах действующих магнитных полей определяется, в основном, не уменьшением разности значений касательных компонент напряжённости магнитного поля на его граничных поверхностях, а ростом нормальной составляющей поля.

1. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И. Магнитно-импульсная обработка тонкостенных металлов. – Харьков: МОСТ – Торнадо, 2002. – 288 с.

2. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бажинков А.В. Магнитно-импульсные методы и системы для притяжения тонкостенных листовых металлов // Тр. межд. научн.-техн. конф. МИОМ–2007: Магнитно-импульсная обработка материалов. Пути совершенствования и развития. – Самара, 18–19 сентября 2007. – С.3–13.

3. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бондаренко А.Ю. Силовое взаимодействие низкочастотных магнитных полей с тонкостенными листовыми проводниками. // Там же. – С.14–22.

4. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хищенко Л.Т. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. 2-е изд., перераб. и доп. – Харьков: МОСТ – Торнадо, 2003. – 288 с.

5. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Чаплыгин Е.А. Особенности токов, индуцированных низкочастотным полем одновиткового соленоида в плоских листовых металлах. // Электротехніка і електромеханіка. – 2005. – №3. – С.69–73.

6. Батыгин Ю.В., Чаплыгин Е.А. Вихревые токи в плоских листовых металлических заготовках // Электротехніка і електромеханіка. – 2006. – №5. – С.54–59.

7. Дзенишис О.Я., Бандер З.И. Расчёт распределения поля плоской катушки вблизи полубесконечной проводящей среды с учётом переходного процесса // Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1971. – №6. – С. 78–87.

8. Лютенко Л.А., Михайлов В.М. Влияние формы импульса внешнего магнитного поля на электродинамические усилия, деформирующие цилиндрическую оболочку // Техн. електродинаміка. – 2007. – №6. – С.15–19.

9. Немков В.С., Демидович В.Б. Теория и расчёт устройств индукционного нагрева. – Л.: Энергоатомиздат, 1988. – 280 с.

10. Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н. Элементы теории и численного расчёта электромагнитных процессов в проводящих средах. – Киев: ИЭД НАН Украины, 1999. – 363 с.

11. Щеглов Б.А., Есин А.А. Раздача тонкостенных трубчатых заготовок силами притяжения импульсного магнитного поля // Кузнечно-штамповочное производство. – 1971. – №4. – С.15–18.

12. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике: Для инженеров и студентов вузов. – Изд. 4 –е, перераб. – М: Наука, 1968. – 940 с.

13. Batygin Yu.V., Lavinsky V.I., Khimenko L.T. Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field. Proceedings of the 1-st Int. Conf. on High Speed Metal Forming. March 31/April 1, 2004. Dortmund, Germany. – Pp. 157–160.

14. Материалы “Ford Motor Company” [Электронный ресурс]. – Режим доступа: Sergey Golovashchenko, FY 2005 Progress Report.

Надійшла 12.01.2009

А.И.Глухенький, канд.техн.наук, **А.А.Михаль**, канд.техн.наук (Ин-т электродинамики НАН Украины, Киев)

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА СОСТАВЛЯЮЩИХ ИМПЕДАНСА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА ПРИ ИХ ИЗМЕРЕНИИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

В системе, содержащей прямой и обратный проводники с переменным током, численно исследуются электромагнитные процессы при измерении импеданса участка цилиндрического проводника. Для двух вариантов конфигураций измерительных выводов показана связь дифференциальных параметров электромагнитного поля с напряжением на зажимах для подключения вольтметра, а также получены выражения для расчета измеренных значений импеданса. Проведен анализ тангенса фазового угла и погрешности измерения сопротивления, возникающей при переходе от постоянного тока к переменному.

В системі, що містить прямий і зворотний провідники зі змінним струмом, чисельно досліджуються електромагнітні процеси при вимірюванні імпедансу ділянки циліндричного провідника. Для двох варіантів конфігурацій вимірювальних відводів показано зв'язок диференціальних параметрів електромагнітного поля з напругою на затискачах для підключення вольтметра, а також отримано вирази для розрахунку обмірюваних значень імпедансу. Проведено аналіз тангенса фазового кута й похибки вимірювання опору, що виникає при переході від постійного струму до змінного.

Введение. Высокая точность измерения электрических пассивных величин, таких как сопротивление, удельная электрическая проводимость, диэлектрическая и магнитная проницаемость, или активных величин, таких как ток, напряжение, мощность, угол фазового сдвига, во многих случаях не может быть реализована без учета погрешностей, вносимых первичными измерительными преобразователями (ПИП).

В зависимости от целевого назначения конструкция ПИП может быть различной. В общем случае она включает в себя чувствительный элемент и систему подводящих проводов и зажимов для подключения измерительного прибора. В ряде случаев в качестве чувствительного элемента ПИП используется цилиндрический прямолинейный проводник. Так, например, простейшей конструкцией шунта является прямой стержень кругового сечения [1]. В основе конструкции первичного преобразователя государственного эталона электролитической проводимости [2,6] лежит столб электролита (водного раствора хлористого калия), заключенный внутри трубки из кварцевого стекла.

Требования к метрологическим характеристикам ПИП на современном этапе резко возросли. Это обстоятельство предопределяет необходимость разработки и создания шунтов переменного тока класса точности 0,001 и выше. Воспроизведение электролитической проводимости с минимальной неопределенностью в кондуктометрическом эталоне требует определения сопротивления столба электролита (проводника второго рода) с относительной погрешностью, которая не должна превышать 5×10^{-6} .

Как правило, высокоточные измерения сопротивления первичных преобразователей осуществляются с применением переменного тока. Обусловлено это отсутствием влияния термо-ЭДС, меньшим уровнем спектральной мощности шума, использованием принципиально более точных мостовых уравновешенных цепей на основе делителей с тесной индуктивной связью. В некоторых средах, например, растворах электролитов, из-за опасности выпадения осадка измерения осуществляются только на переменном токе или постоянном токе очень малых величин.

Хорошо известно, что переменный электрический ток создает переменное магнитное поле, которое в соответствии с явлением электромагнитной индукции во всем окружающем пространстве наводит электродвижущие силы (ЭДС). При этом ЭДС возникают как в самих проводниках с током (за счет само- и взаимной индукции), так и в элементах измерительной системы (за счет взаимной индукции). В массивных проводах за счет вихревых токов дополнительно проявляются поверхностный эффект и эффект близости, которые тем сильнее, чем больше поперечное сечение проводника, выше частота и удельная электропроводность проводника, и чем ближе проводники расположены друг к другу.

Целью настоящей работы является расчетное исследование этих эффектов в процессе измерения импеданса цилиндрического проводника. Причем удельная проводимость проводника может изменяться в широких пределах от металлов с электронной проводимостью ($\sigma = 10^5 - 10^7$ См/м) до

растворов электролитов с ионным типом проводимости ($\sigma = 10^{-4} - 10^2$ См/м). Эта задача актуальна по двум соображениям. Во-первых, погрешность, обусловленная учетом этих эффектов, даже в звуковом диапазоне частот ($10 - 10^5$ Гц) может быть существенной и соизмеримой с требуемой погрешностью определения сопротивления некоторых объектов. Во-вторых, оценка соотношения между активной и реактивной составляющими импеданса проводника крайне важна для формирования технических требований на разработку вторичного измерительного прибора.

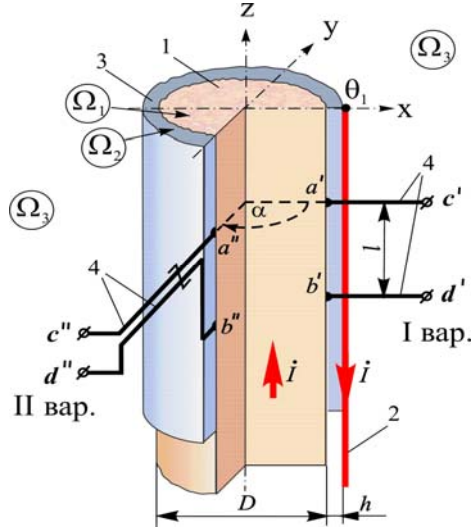


Рис. 1

Физическая модель. Идеализированную физическую модель для расчета измеренного значения импеданса участка цилиндрического проводника (рис. 1) представим в виде системы из прямого проводника 1 (круглого сечения диаметром D) и линейного (бесконечно тонкого) обратного проводника 2, по которым в противоположных направлениях протекает синусоидальный ток. Обратный проводник расположен параллельно прямому проводнику на расстоянии h от изоляции 3. Для снятия разности потенциалов выбраны две точки a и b , которые расположены на расстоянии l вдоль образующей прямого проводника. Обе точки могут согласованно скользить по поверхности массивного проводника в азимутальном направлении, при этом их местоположение будет определяться углом сдвига α относительно положения обратного токового провода. Выбор такой электромагнитной системы в качестве объекта исследования обусловлен тем, что она является близким аналогом кондуктометрического ПИП в составе государственного эталона электролитической проводимости жидкости [2].

В рамках данной работы рассмотрим два варианта подключения потенциальных зажимов измерительного прибора. Первый вариант заключается в том, что зажимы для подключения вольтметра c' и d' подключены к точкам на поверхности проводника a' и b' с помощью параллельных проводов 4, расположенных перпендикулярно оси проводника. Во втором варианте потенциальные провода 4 выходят перпендикулярно оси с точек a'' и b'' до края изоляции. Затем один из потенциальных проводов прокладывается параллельно оси проводника с током до соединения со вторым потенциальным проводом, после чего свивается с ним. В свитом виде провода подключаются к измерительным зажимам c'' и d'' .

Электромагнитные процессы в представленной системе будем рассматривать при следующих допущениях: при постановке задачи используем квазистационарное приближение, что позволяет пренебречь токами смещения, как в самом проводнике, так и в окружающем пространстве; проводники с током принимаются бесконечно длинными; потенциальные провода рассматриваются как идеальные, без учета диаметра и толщины изоляции; эквивалентное входное сопротивление измерителя напряжения принимается настолько большим, что делает ток в потенциальных проводах пренебрежимо малым.

Формулировка задачи численного расчета электромагнитного поля. Для исследования электромагнитных процессов в последнее время все большее распространение находит практика численного расчета электромагнитного поля на основе таких его дифференциальных характеристик как векторный магнитный потенциал \vec{A} и скалярный электростатический потенциал φ .

Известно, что потенциалы изначально входили в «итоговую систему основополагающих уравнений электродинамики», которая была представлена Дж.К.Максвеллом в «Трактате об электричестве и магнетизме» [5]. С их помощью он выразил физические явления, которые вызывают возникновение напряженности электрического поля \vec{E} в неподвижной среде

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi - \partial\vec{A}/\partial t. \quad (1)$$

Так, через « $-\text{grad}\varphi$ » в дифференциальном виде представлена разность электростатических потенциалов, вызывающая движение зарядов в проводниках, через « $-\partial\vec{A}/\partial t$ » сформулировано явление электромагнитной индукции.

В современной теории электромагнитного поля [7,8] уравнение (1) представлено как решение второго уравнения Максвелла $\text{rot}\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$, и потенциалы рассматриваются как сугубо расчетные вспомогательные функции. При этом, по сути, два различных по своей физической природе фактора объединены под одним общим идентификатором напряженности электрического поля \vec{E} . Прямым

следствием такого подхода, к примеру, явилась невозможность в рамках этой теории сформулировать связь между дифференциальными характеристиками поля и электрическим напряжением [3].

В данной работе потенциалы будут рассматриваться не как математические абстракции, удобные для решения того или иного уравнения, а как реальные физические величины. Это позволит нам не только рассчитать распределение электромагнитного поля в системе, но и даст возможность увязать дифференциальные характеристики поля с электрическим напряжением. А в дальнейшем, при известном значении тока, рассчитать измеренное значение импеданса участка цилиндрического проводника с учетом геометрии потенциальных измерительных выводов.

Как известно, векторный магнитный потенциал связан с индукцией магнитного поля \vec{B} соотношением $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$, а плотность тока \vec{J} в проводящей среде в соответствии с уравнением материальной связи определяется выражением $\vec{J} = \sigma\vec{E}$, где σ – удельная электропроводность проводящей среды.

Выразив в первом уравнении Максвелла $\text{rot}\vec{H} = \vec{J}$ (ток смещения $\partial D / \partial t = 0$), напряженность магнитного поля \vec{H} и плотность тока проводимости \vec{J} через потенциалы \vec{A} и φ , с учетом соотношения $\vec{H} = (\mu_0\mu)^{-1}\vec{B}$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, μ – относительная магнитная проницаемость среды, получим относительно \vec{A} следующее уравнение для квазистационарного электромагнитного поля в однородной проводящей неподвижной среде

$$\text{rot}\left(\frac{1}{\mu_0\mu}\text{rot}\vec{A}\right) + \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\sigma \cdot \text{grad}\varphi. \quad (2)$$

Из условия непрерывности токов проводимости ($\text{div}\vec{J} = \text{div}(\text{rot}\vec{H}) \equiv 0$) для однородной изотропной среды можно записать $\text{div}(\partial\vec{A}/\partial t + \text{grad}\varphi) = \frac{\partial}{\partial t}\text{div}\vec{A} + \nabla^2\varphi = 0$. Тем самым, распределение скалярного электрического потенциала в квазистационарном электромагнитном поле в общем случае подчиняется уравнению Пуассона

$$\nabla^2\varphi = -\partial\text{div}\vec{A}/\partial t. \quad (3)$$

В соответствии с [5] векторный магнитный потенциал является соленоидальной величиной ($\text{div}\vec{A} = 0$). В декартовых координатах (x, y, z) имеем $\text{div}\vec{A} \equiv \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$, при том, что составляющие дивергенции по отдельным координатам в общем случае являются ненулевыми.

При двухмерном (плоскопараллельном) представлении прямолинейных проводников с током, когда ток направлен перпендикулярно рассматриваемой плоскости xOy (по оси z) и имеется единственная z -составляющая плотности тока \vec{J} , векторный магнитный потенциал \vec{A} и градиент скалярного электрического потенциала $\text{grad}\varphi$ в уравнении (2) также имеют единственные z -составляющие.

При этом, исходя из уравнения (3), с учетом $\text{div}\vec{A} = \partial A_z / \partial z = 0$, распределение электрического скалярного потенциала определяется выражением $\partial^2\varphi / \partial z^2 = 0$. Отсюда можно сделать вывод, что потенциал φ вдоль проводника изменяется линейно, $\text{grad}\varphi$ является постоянной величиной в каждой точке поперечного сечения проводника и связан с разностью потенциалов φ_a и φ_b (рис. 1), вызвавшей протекание электрического тока в нем, соотношением

$$-\text{grad}\varphi = (\varphi_a - \varphi_b) / l = U_{ab} / l, \quad (4)$$

где U_{ab} – напряжение, приложенное к участку проводника длиной l .

Для этого же плоского случая уравнение (2) может быть приведено к виду, когда источником электромагнитного поля в проводнике является проходящий по нему электрический ток. Проинтегрируем по поперечному сечению S проводника выражение для плотности тока

$$i = \int_S \vec{J} ds = \sigma \int_S \vec{E} ds = -\sigma \int_S (\partial\vec{A} / \partial t + \text{grad}\varphi) ds. \quad (5)$$

Т.к. по сечению проводника выполняется условие $\text{grad}\varphi = \text{const}$, то можно преобразовать (5):

$$-\sigma \cdot \text{grad} \varphi = \frac{i}{S} + \frac{\sigma}{S} \int_S \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} ds. \quad (6)$$

После его подстановки в (2), переходя к комплексному изображению гармонических величин,

$$\text{rot}\left(\frac{1}{\mu_0 \mu} \text{rot} \dot{A}\right) + j\omega\sigma \dot{A} - \frac{j\omega\sigma}{S} \int_S \dot{A} ds = \dot{I} / S, \quad (7)$$

где \dot{A} – гармоническая (изменяющаяся во времени по гармоническому закону) z -компонента вектора \vec{A} .

В результате получено интегро-дифференциальное уравнение, описывающее двумерное квазистационарное электромагнитное поле в проводнике при пропускании по нему электрического тока \dot{I} , который считается известной (заданной) величиной.

Таким образом, при плоскопараллельном рассмотрении расчет квазистационарного электромагнитного поля в массивном проводнике возможен при двух постановках: при заданном напряжении (уравнения (2, 4)) и заданном токе (уравнение (7)). Отметим, что в правых частях уравнений (2) и (7) отсутствуют выражения типа $\dot{J}_{\text{ст}}$ либо $\sigma \dot{E}_{\text{ст}}$ (“ст” – сторонние), которыми в современной теории [7], на наш взгляд, необоснованно, принято представлять источники электромагнитного поля в проводящей среде.

Численный расчет электромагнитного поля в рассматриваемой системе выполнялся в двумерной постановке методом конечных элементов с использованием пакета программ Comsol [9]. Допустимость двумерного представления определяется принятым приближением бесконечной длины прямого и обратного проводников с током. Расчетная область электромагнитной задачи рассматривается в декартовых координатах в плоскости xOy . Она содержит подобласть прямого проводника Ω_1 с удельной электропроводностью σ , подобласть изоляции Ω_2 , а также подобласть окружающей воздушной среды Ω_3 . Точкой Θ_1 на рисунке обозначена проекция обратного токового провода. Внешняя граница Ω_2 является проекцией на плоскость xOy возможных положений потенциальных выводов. На внешней границе расчетной области (на рис. 1 не показано) задается однородное граничное условие $\dot{A} = 0$.

Задача расчета электромагнитного поля решалась при заданных токах в прямом и обратном проводниках. Тогда уравнения, описывающие электромагнитное поле в системе через векторный магнитный потенциал $\vec{A} = \{0; 0; \dot{A}\}$, имеют следующий вид:

$$\mu_0^{-1}(\nabla \times \nabla \times \dot{A}) + j\omega\sigma \dot{A} - \frac{j\omega\sigma}{S} \int_{\Omega_1} \dot{A} ds = \dot{I} / S$$

– в области Ω_1 ; $\mu_0^{-1}(\nabla \times \nabla \times \dot{A}) = 0$ – в областях Ω_2 и Ω_3 ; $I_{\text{сноп}} = -\dot{I}$, – в точке Θ_1 .

Расчетные выражения для определения электрических параметров. Как известно, измерение напряжения (разности электрических потенциалов) на переменном токе имеет свои особенности. При наличии тока в силовой цепи показания вольтметра могут существенным образом зависеть от расположения измерительных выводов, что затрудняет трактовку полученных результатов. Это обусловлено наведением ЭДС в элементах измерительной системы (соединительных проводах вольтметра).

Значение электростатического потенциала, формируемого в произвольной i -той точке, в общем случае может быть определено в соответствии с выражением $\dot{\varphi}_i = \dot{\varphi}_0 + \int_0^i \text{grad} \dot{\varphi} d\vec{l}$, где $\dot{\varphi}_0$ – значение электростатического потенциала в исходной точке. Поскольку поперечные сечения прямолинейного массивного проводника являются эквипотенциальными поверхностями, то вне зависимости от угла α точек подключения потенциальных выводов к боковой поверхности проводника будет справедливым $\dot{\varphi}_a' = \dot{\varphi}_a'' = \dot{\varphi}_a$ и $\dot{\varphi}_b' = \dot{\varphi}_b'' = \dot{\varphi}_b$. Из уравнения (1) также следует, что в измерительных проводах в отсутствие тока ($\vec{E} = \vec{J} / \sigma = 0$) распределение скалярного потенциала определяется только явлением взаимной индукции: $\text{grad} \dot{\varphi} = -j\omega \vec{A}$. Таким образом, напряжение на зажимах вольтметра \dot{U}_V при произвольном положении потенциальных проводов будет равно

$$\dot{U}_V = \dot{\varphi}_c - \dot{\varphi}_d = \left(\dot{\varphi}_a - j\omega \int_a^c \dot{A} d\vec{l} \right) - \left(\dot{\varphi}_b - j\omega \int_b^d \dot{A} d\vec{l} \right), \quad (8)$$

где $\dot{\varphi}_c$, $\dot{\varphi}_d$ и $\dot{\varphi}_a$, $\dot{\varphi}_b$ – соответственно электрические потенциалы на зажимах вольтметра и точек a и b на поверхности цилиндрического проводника, $-j\omega \int \dot{A} d\vec{l}$ – индуцированная в измерительных проводах ЭДС взаимной индукции.

Заметим, что индуцированная ЭДС должна определяться в соответствии с правилами скалярного произведения векторов $\dot{A} d\vec{l} = \dot{A} dl \cos(\hat{A} \hat{d\vec{l}})$. В рассматриваемой электромагнитной системе векторный магнитный потенциал направлен вдоль проводников с током. Соответственно, на участках измерительных проводов, расположенных перпендикулярно им, ЭДС индукции будут равны нулю. На продольных участках значение \dot{A} остается постоянным вдоль измерительного вывода и при определении ЭДС может выноситься из-под знака интеграла.

Таким образом, в первом варианте измерения напряжения при достаточном удалении вольтметра от проводников с током, так что можно принять для продольных участков измерительных выводов $\dot{A} \cong 0$, его показания будут соответствовать разности потенциалов в точках a и b

$$\dot{U}'_V = \dot{\varphi}'_c - \dot{\varphi}'_d = \dot{\varphi}_a - \dot{\varphi}_b. \quad (9)$$

Во втором варианте показания вольтметра определяются в соответствии с выражением

$$\dot{U}''_V = \dot{\varphi}''_c - \dot{\varphi}''_d = \dot{\varphi}_a - \dot{\varphi}_b - j\omega \dot{A} l, \quad (10)$$

где \dot{A} – локальное значение векторного магнитного потенциала в месте расположения продольного участка потенциального измерительного вывода длиной l . Бифилярный участок измерительных выводов может прокладываться произвольным образом. Электродвижущие силы, наводимые в них электромагнитным полем, взаимно вычитаются и на показания вольтметра влияния не оказывают. На перпендикулярных участках выводов, как и ранее, ЭДС электромагнитной индукции не наводятся.

В случае прокладки потенциального вывода непосредственно вдоль образующей цилиндрического проводника с током, когда значения векторного магнитного потенциала на продольном участке измерительного вывода и на поверхности проводника практически совпадают, показания вольтметра будут равны

$$\dot{U}''_V = \dot{\varphi}_a - \dot{\varphi}_b - j\omega \dot{A} l = -\text{grad} \dot{\varphi} \cdot l - j\omega \dot{A} l = (\dot{E} + j\omega \dot{A}) l - j\omega \dot{A} l = \dot{E} l. \quad (11)$$

Т.е. в этом случае, по сути, вольтметром обеспечивается измерение поверхностной напряженности электрического поля \dot{E} (умноженной на величину l), что позволяет в соответствии с выражением $\dot{J} = \sigma \dot{E}$ определить и поверхностную плотность тока. При погружении потенциальных проводов с изолированной боковой поверхностью в жидкую проводящую среду такой объект может выступать в качестве ПИП для измерения локальных величин \dot{E} и \dot{J} внутри жидких проводников с током [4].

Таким образом, в соответствии с первым вариантом вольтметром измеряется разность электрических потенциалов участка массивного проводника, которая обеспечивает протекание по нему электрического тока. Во втором варианте показания вольтметра, помимо разности потенциалов в точках подсоединения измерительных проводов, определяются также локальными значениями векторного магнитного потенциала и потому существенным образом зависят от местоположения измерительных выводов. Выражение для измеряемого в соответствии с первым вариантом напряжения \dot{U}'_{ab} с учетом (4) и (6) может быть преобразовано к виду

$$\dot{U}'_V = \dot{U}'_{ab} = \dot{I} R_{DC} + j\omega \frac{l}{S} \int \dot{A} ds, \quad (12)$$

где $R_{DC} = l/(\sigma S)$ – сопротивление участка цилиндрического проводника постоянному току.

Разделив обе части уравнения (12) на ток \dot{I} , получим выражение для полного сопротивления участка проводника в этом случае

$$Z' = \frac{\dot{U}'_V}{\dot{I}} = R_{DC} + \frac{j\omega l}{IS} \int \dot{A} ds, \quad (13)$$

откуда выражения для активного и индуктивного сопротивления будут иметь следующий вид:

$$R'_{AC} = \text{Re}(Z') = R_{DC} + \text{Re} \left(\frac{j\omega l}{IS} \int \dot{A} ds \right), \quad X' = \text{Im}(Z') = \text{Im} \left(\frac{j\omega l}{IS} \int \dot{A} ds \right) \quad (14,15)$$

Взяв за основу уравнения (4), (6) и (10), несложно получить аналогичные выражения для вто-

рого варианта измерения напряжения:

$$R_{AC}'' = \operatorname{Re}(Z'') = R_{DC} + \operatorname{Re}\left(\frac{j\omega l}{IS} \int_s \dot{A} ds - j\omega \dot{A} l\right), \quad X'' = \operatorname{Im}(Z'') = \operatorname{Im}\left(\frac{j\omega l}{IS} \int_s \dot{A} ds - j\omega \dot{A} l\right). \quad (16,17)$$

Результаты расчетов и их анализ. При изменении удельной электрической проводимости σ проводника и частоты питающего тока $f = \omega/2\pi$ в широких пределах вклад индуцированной составляющей в значение активного сопротивления R_{AC} может так же существенно изменяться. Поэтому результаты расчета составляющих импеданса согласно уравнениям (14–17) целесообразно представлять в виде относительных параметров, например, тангенса фазового угла $\operatorname{tg}\varphi = \operatorname{Re}(Z)/\operatorname{Im}(Z)$ и отклонения или погрешности $\delta = (R_{AC} - R_{DC})/R_{DC}$, возникающей при переходе от постоянного тока к переменному. Ниже приведены результаты расчетов этих параметров применительно к реальной конструкции ПИП эталона электролитической проводимости со следующими геометрическими размерами: $D = 10$ мм, $h = 2,5$ мм.

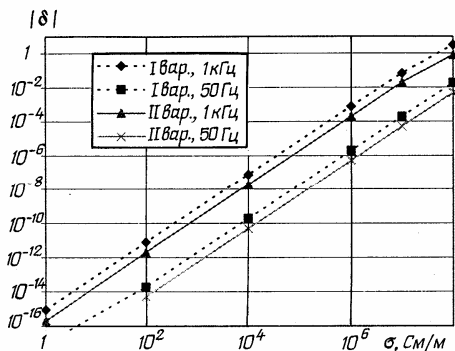


Рис. 2

На рис. 2 показаны зависимости модуля погрешности δ от удельной электрической проводимости для двух вариантов подключения потенциальных зажимов измерительного прибора (рис. 1) и двух частот – промышленной частоты 50 Гц и измерительной частоты 1 кГц, которая, как правило, применяется в метрологии. Необходимо отметить, что погрешность для первого варианта подключения имеет положительное значение, а для второго варианта при $\alpha = 180^\circ$ – отрицательное. Из приведенных ранее уравнений следует, что в составе измеренного напряжения и, соответственно, импеданса присутствуют индуцированные составляющие. Причем для первого варианта включения (согласно уравнениям 9 и 12) это единственная составляющая, описывающая вклад векторного магнитного потенциала внутри массивного проводника, которая собственно и приводит к возникновению положительной погрешности. Для второго варианта включения, согласно уравнениям 10 и 12, индуцированная часть импеданса представлена двумя составляющими. Кроме существующей в предыдущем варианте составляющей присутствует составляющая, описывающая вклад векторного магнитного потенциала пространства вне массивного проводника. Поскольку обе составляющие вычитаются, то этим и объясняется изменение знака погрешности на рис. 2. Условно выбрав предельно малую учитываемую величину погрешности, например 10^{-6} , можем сделать вывод, что на измерительной частоте 1 кГц для удельной электропроводности $\sigma \leq 10^4$ погрешностями, вносимыми за счет явления электромагнитной индукции, можно пренебречь для обоих вариантов включения. Поскольку модуль погрешности (рис. 2) в большей степени зависит от частоты, нежели от схемы включения, то целесообразно рассмотреть частотную зависимость составляющих импеданса. Результаты этих исследований для жидкого проводника с ионным типом проводимости и II вариантом подключения при угле $\alpha = 180^\circ$ показаны на рис. 3. В качестве такого проводника нами выбран водный раствор электролита с электролитической проводимостью $\sigma = 60$ См/м. Это значение электролитической проводимости соответствует максимально возможной границе, в пределах которой эталон воспроизводит данную физическую величину [2].

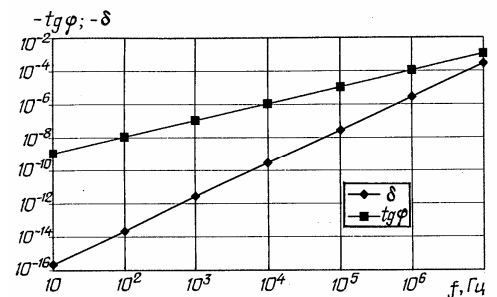


Рис. 3

Из монотонного характера зависимостей следует, что электрическую модель растворов электролитов ($\sigma \leq 10^2$) можно представить двухэлементной схемой замещения. Характер реактивности требует уточнения. Однако он настолько мал, что для всех частот измерительного сигнала вплоть до нескольких МГц тангенс, так же как и погрешность, можно не учитывать. Соответственно это означает, что при исследовании электромагнитных процессов в средах с ионным типом проводимости явлением электромагнитной индукции можно пренебречь.

Рассмотрим эти же зависимости для проводников с высокой удельной электропроводностью. Для наиболее типичного представителя, которым является медь ($\sigma = 6 \cdot 10^7$ См/м), они показаны на рис. 4 и 5. Зависимости имеют ярко выраженный экстремум, который устремляется к нулю. Но по абсолютной величине значения погрешности и тангенса отрицательны влево от экстремума и положительны вправо. Т.о., если для электролитов погрешность и тангенс являются отрицательными величинами во всем частотном диапазоне, то для металлов знак этих характеристик изменяется с отрицательного на положительный. Причем это изменение происходит для погрешности в частотном интервале (1–10) кГц, а для тангенса фазового угла (рис. 5) – в частотном интервале (0,1–1) кГц. Наличие перегибов и изменение знака в характеристиках, показанных на рис. 4 и 5, свидетельствует о том, что двухэлементной схемой замещения импеданс участка массивного металлического проводника представить нельзя. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе частоты сигнала и структуры измерительного канала вторичного преобразователя. Тангенс фазового угла для металлических проводников становится большим единицы, начиная с частот выше 1 кГц. Поэтому требования к метрологическим характеристикам вспомогательного квадратурного канала измерительного устройства должны быть такими же высокими, как и для основного синфазного измерительного канала.

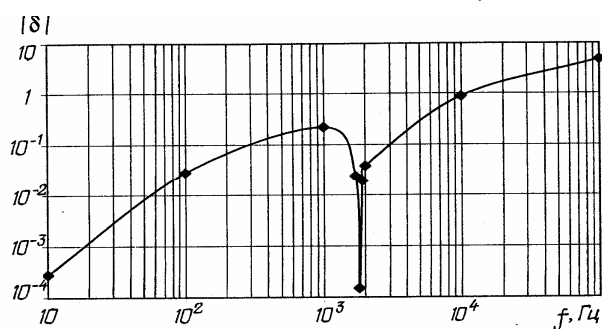


Рис. 4

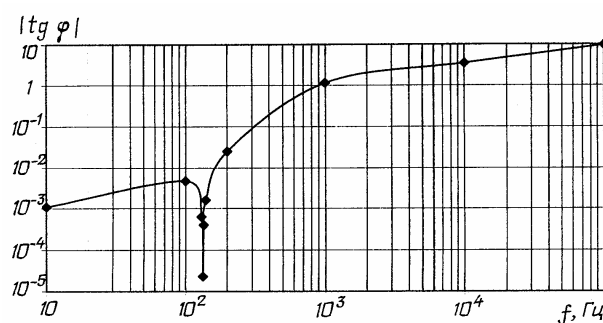


Рис. 5

На примере приведенных графиков показано, что частотные характеристики $tg\varphi$ и δ для металлов со вторым вариантом подключения при угле $\alpha = 180^\circ$ меняют знак. Как показывают дальнейшие исследования, эти характеристики являются функциями угла α (рис. 1), который задает положение точек подключения потенциальных выводов относительно обратного токового провода. Соответствующие зависимости при двух значениях частот: $f_1 = 50$ Гц и $f_2 = 1$ кГц показаны на рис. 6 и 7.

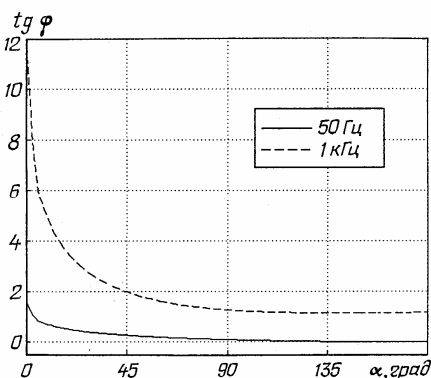


Рис. 6

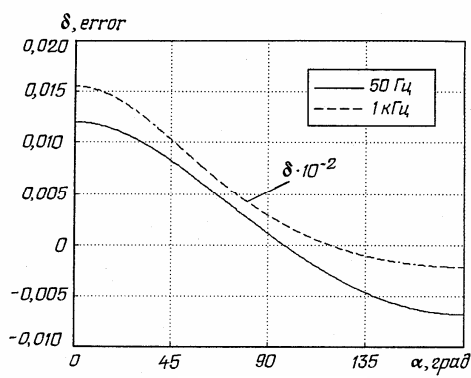


Рис. 7

При приближении точек подключения потенциальных выводов к обратному проводу ($\alpha \rightarrow 0^\circ$) реактивная составляющая импеданса (рис. 6) на частоте измерительного сигнала 1 кГц на порядок превышает активную составляющую. Поэтому если в измерительном устройстве не предус-

мотреть цепь компенсации квадратурной составляющей, то можно потерять чувствительность при измерении основного параметра – активной составляющей импеданса. Кроме того, на этой частоте, даже на диаметрально противоположной стороне ($\alpha = 180^\circ$) тангенс фазового угла близок к единице. Следовательно, метрологические характеристики цепей компенсации должны быть достаточно высокими. А это в свою очередь, усложняет аппаратуру для измерения импеданса. Из аналогичной зависимости погрешности (рис. 7) следует несколько выводов. Во-первых, для представленных частот измерительного сигнала характер зависимости одинаков, но при частоте 1 кГц погрешность на два порядка больше, чем при частоте 50 Гц. Во-вторых, значение погрешности меняет свой знак, проходя через нулевую от-

метку. Причем с ростом частоты положение точки перехода погрешности через ноль смещается в диаметрально противоположном направлении относительно положения обратного проводника с током. Переход значения погрешности через ноль при перемещении точек подключения a и b по поверхности проводника является крайне важным фактом. Он свидетельствует о том, что величиной погрешности можно управлять, сводя ее к нулю путем выбора соответствующего угла подключения потенциальных проводов к чувствительному элементу ПИП.

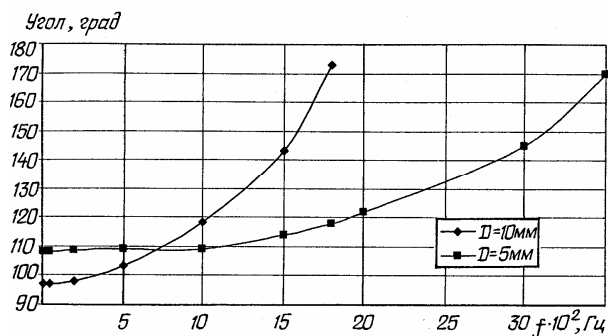


Рис. 8

На рис. 8 в качестве примера показаны зависимости от частоты угла α_0 , при котором погрешность δ будет равна нулю. Из рисунка следует, что для медного проводника диаметром 10 мм при рабочей частоте 1 кГц искомый угол составляет 118° , а для проводника диаметром 5 мм — 110° .

Заключение. 1. В работе выполнен численный расчет электромагнитного поля системы прямолинейных проводников с переменным током. В качестве полевой функции использован векторный магнитный потенциал. Показано, что при плоскопараллельном рассмотрении расчет электромаг-

нитного поля в массивном проводнике возможен при двух постановках. В первом случае в качестве источника поля выступает электрическое напряжение, которое в дифференциальном виде представлено через градиент электростатического потенциала. Особенностью второй постановки является то, что электромагнитное поле задается средней по сечению проводника плотностью тока и описывается относительно векторного магнитного потенциала интегро-дифференциальным уравнением.

2. Представлена методика численного расчета таких доступных для измерения интегральных параметров, как напряжение на зажимах для подключения измерителя и импеданс участка цилиндрического проводника при различных конфигурациях измерительной цепи.

3. В общем случае выбор варианта подключения потенциальных выводов должен определяться целевым назначением проводимых измерений. При необходимости определения сопротивления на переменном токе с минимальной погрешностью относительно сопротивления постоянному току предпочтение следует отдать второму варианту, который позволяет минимизировать значение погрешности.

4. Применительно к чувствительному элементу ПИП государственного эталона электролитической проводимости относительная погрешность измерения сопротивления на частотах вплоть до нескольких МГц для обоих вариантов подключений составляет менее 10^{-6} . Соответственно это означает, что при исследовании электромагнитных процессов в средах с ионным типом проводимости явлением электромагнитной индукции можно пренебречь.

1. Векслер М.С., Теплинский А.М. Шунты переменного тока. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1987. – 120 с.
2. Гаврилкін В.Г та ін. Державний первинний еталон одиниці електричної провідності рідин. Український метрологічний журнал. – 2006. – №3. – С. 47–51.
3. Глухенький О.І. Теорія та розрахункова практика в квазістаціонарному електромагнітному полі (Назад до Максвелла) // Праці Інституту електродинаміки НАН України. Зб. наук. праць. – 2008. – №20. – С. 89–90.
4. Глухенький А.И., Гориславец Ю.М. Магнитное поле в канале электромагнитного дозатора жидкого металла // Праці Інституту електродинаміки НАН України. Энергоэффективність: Зб. наук. праць. – 2001. – С. 3–5.
5. Максвелл Дж. К. Трактат об электричестве и магнетизме. В двух томах. Т.П.М.: Наука, 1989. – 431 с.
6. Михаль А.А., Сурду М.Н., Швец Т.В. Метрологическое обеспечение измерений УЭП растворов в океанологических и промышленных измерениях. Украинский метрологический журнал. – 1998. – №3. – С. 21–25.
7. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1978. – 544 с.
8. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
9. 4. FEMLAB User's Guide and Introduction. – FEMLAB 2.3. – COMSOL, Inc., 1994–2002. – 436 p.

Надійшла 26.03.2009

СИЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И ЧАСТИЧНЫЕ РАЗРЯДЫ В МНОГОЖИЛЬНЫХ КАБЕЛЯХ

Выполнена оценка напряжения начала частичных разрядов (ЧР) в многожильных кабелях разной структуры. Для кабелей с плотной конструкцией напряжение определяется путем построения траекторий силовых линий в воздушных зазорах между изолированными жилами. В кабелях, для которых присущи большие объемы свободного пространства между жилами разных повивов, оценка напряжения начала ЧР выполняется по напряженности поля на поверхности изоляции жил.

Виконано оцінку напруги початку часткових розрядів (ЧР) у багатожильних кабелях різної структури. Для кабелів з щільною конструкцією напруга визначається за траєкторіями силових ліній у повітряних зазорах між ізолюваними жилами. В кабелях, для яких характерні великі об'єми вільного простору між ізолюваними жилами різних повивів, оцінка напруги початку ЧР виконується за напруженістю поля на поверхні ізоляції жил.

Введение. Сильным считается такое электрическое поле, при котором в изоляции возникают новые физические явления, до этого не свойственные [2,3]:

а) частичные разряды (ЧР) – пробой слабых мест, как правило, воздушных включений; возникающие при этом каналы разрядов ведут к интенсивной деструкции органических диэлектриков (ПЭ, ПВХ, ЭПР и др.), из-за чего ЧР не допустимы в полимерной изоляции;

б) инжекция зарядов в толщу сплошного твердого диэлектрика из электродов, приводящая к появлению объемных зарядов (ОЗ); ОЗ искажают распределение электрического поля в диэлектрике, приводя к повышению локальной напряженности в 5–8 раз (!). Это ведет к необратимым изменениям твердого диэлектрика – возникновению дендритов – древовидных каналов неполного пробоя;

в) электролюминесценция (ЭЛ) – свечение твердого диэлектрика в результате рекомбинации электронов, инжектируемых в диэлектрик из электродов, и дырок; дырки – участки приповерхностных слоев диэлектрика, с положительным избыточным зарядом, возникшим из-за ухода электронов на электроды.

Конструктивной особенностью многожильных кабелей (контрольных и силовых) является *неоднородность диэлектрика* в изоляционных промежутках между жилами, жилами и экраном. В контрольных кабелях между полимерной изоляцией жил есть воздушные щелеобразные зазоры (микрокапилляры), обладающие гигроскопическими свойствами (т.е. способностью поглощать водяные пары и низкомолекулярные продукты разложения изоляции из атмосферы). В силовых кабелях с бумажно-масляной изоляцией кроме микрон неоднородностей, обусловленных различием свойств клетчатки и пропитки, есть макрон неоднородности свойств фазной и поясной изоляции, межфазного заполнения. В силовых кабелях с полимерной изоляцией есть воздушные промежутки возле жилы, в межфазном пространстве.

Неоднородность диэлектрика приводит к тому, что указанные выше пороговые явления (ЧР, ОЗ, ЭЛ) начинаются значительно раньше, чем в сплошной однородной изоляции, т.е. при меньших напряжениях. Причиной тому является перераспределение поля, из-за чего на отдельных участках возникают повышенные падения напряжения и напряженность электрического поля. Так, если в сплошной полимерной изоляции образование зарядов начинается при напряженностях $E_{OЗ}=10-20$ МВ/м, то в воздушных зазорах – при напряженностях всего 2,1 МВ/м (пробивная напряженность воздуха в миллиметровом диапазоне толщин).

Цель статьи – условия возникновения сильного электрического поля в многожильных кабелях, т.е. напряжения, при котором в воздушных зазорах возникает *критическая напряженность* $E_{кр}$ либо критическое падение напряжения $U_{кр}$, достаточные для развития частичных разрядов.

Изоляционный промежуток между двумя жилами. Это наиболее простой случай, анализ которого поможет найти подходы к решению поставленной задачи для многожильных кабелей.

Между жилами введен небольшой зазор h , чтобы на первоначальном этапе таким способом избежать проблем, связанных с ростом погрешности вычислений для близко расположенных узлов.

Плотность поверхностных зарядов на границах раздела сред найдем в результате решения СЛАУ метода вторичных источников [4–6]

$$\bar{A} \cdot \bar{\sigma} = \bar{U}, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}$ – матрица-столбец неизвестных расчетных плотностей вторичных зарядов, Кл/м²; \bar{U} – матрица-столбец, первые N_e членов которой отражают заданные потенциалы узлов, лежащих на электродах, а остальные равны нулю; \bar{A} – квадратная матрица коэффициентов, элементы которой a_{ij} находятся по формулам, вытекающим из интегральных уравнений Фредгольма первого рода для узлов, лежащих на электродах, и второго рода – для узлов, лежащих на границе раздела диэлектрических сред (в данном случае изоляции жил и воздушных зазоров между ними)

$$a_{ij} = \begin{cases} \left. \begin{aligned} & \frac{1}{2\pi \varepsilon_0} \ln \frac{r_0}{r_{ij}} \cdot \Delta l_j & \forall i \neq j \\ & \frac{1}{2\pi \varepsilon_0} \ln \frac{r_0}{\Delta l_j / (2e)} \cdot \Delta l_j & \forall i = j \end{aligned} \right\} & i = 1 \div N_e \\ \left. \begin{aligned} & \frac{1}{2\varepsilon_0} & \forall i = j \\ & -\beta \cdot \frac{1}{2\pi \varepsilon_0} \cdot \frac{\cos(\bar{\mathbf{r}}_{ij}, \bar{\mathbf{n}}_i)}{r_{ij}} \cdot \Delta l_j & \forall i \neq j \end{aligned} \right\} & i = N_e + 1 \div N \end{cases}, \quad (2)$$

где i – номер узла, в котором ищутся характеристики поля; j – номер узла, в котором находится вторичный заряд; r_{ij} – расстояние до точки i от точки j ; r_0 – расстояние от точки i до достаточно удаленной точки, потенциал которой можно принять нулю (r_0 принимается равным 1 м); Δl_j – ширина полосок элементарных линейных зарядов на поверхностях жил и их изоляции; \mathbf{n}_i – единичный вектор нормали к границе раздела сред в точке i ; $\cos(\bar{\mathbf{r}}_{ij}, \bar{\mathbf{n}}_i)$ – косинус угла между векторами \mathbf{n}_i и \mathbf{r}_{ij} ;

$\beta = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}$ – параметр, связанный с разностью диэлектрических проницаемостей по направлению

нормали к границе раздела сред; $\varepsilon_2, \varepsilon_1$ – относительные диэлектрические проницаемости сред на границе раздела в точке i по направлению нормали; ε_0 – электрическая постоянная; N_e – число узлов, лежащих на электродах; N_d – число узлов, лежащих на границах раздела диэлектрических сред; $N = N_e + N_d$ – общее число узлов.

Для узлов, расположенных на поверхности изоляции жил близко один от другого (когда $r_{ij} < \Delta l_j$), выбираем уточненную формулу, вытекающую из метода Боголюбова-Крылова для сетки K вспомогательных узлов на участке Δl_j :

Плотность вторичных зарядов σ во вспомогательных узлах принимается такой же, как и в основном узле. Порядок СЛАУ при этом остается прежним, но точнее вычисляются выражения вида

$$\sum_{j^*=1}^K \frac{\cos(\bar{\mathbf{r}}_{ij^*}, \bar{\mathbf{n}}_i)}{r_{ij^*}} \cdot \Delta l_{j^*},$$

влагаемых которых быстро изменяются числители и знаменатели для близко расположенных узлов i и j^* ($j^* = 1 \div K$).

После решения СЛАУ (1) напряженность электрического поля (нормальная составляющая) находится по формулам

$$E_{in} = \begin{cases} \sigma_i / \varepsilon_0, & i = 1 \div N_e \\ \sigma_i / (2\varepsilon_0) \cdot (1 + 1/\beta), & i = N_e + 1 \div N \end{cases}. \quad (3)$$

На рис. 1 показаны результаты расчета максимальной напряженности в зазоре между изолированными полиэтиленом (ПЭ) жилами от толщины зазора h при потенциале жилы 1 кВ, сечении жил 2,5 мм², толщине изоляции 0,6 мм и относительной диэлектрической проницаемости ПЭ изоляции $\varepsilon = 2,1$ (кривая 1 – расчетная, кривая 2 – экстраполированная).

При повышении напряжения на жиле от 1 кВ до 1,2 кВ пропорционально возрастет напряженность электрического поля в воздушном зазоре и достигнет критической величины $E_{кр}=2,1$ МВ/м, при которой воздух пробивается. Казалось бы, минимальное напряжение появления ЧР в промежутке «жила-жила» должно составлять $U_{нчр}=1,2$ кВ. В действительности, экспериментально наблюдаемые значения $U_{нчр}$ выше. Причина этого заключается в повышении электрической прочности малых воздушных промежутков из-за изменения характера пробоя. Для малых промежутков одной лавины электронов недостаточно, чтобы инициировать пробой. Требуется несколько лавин, а они появляются при

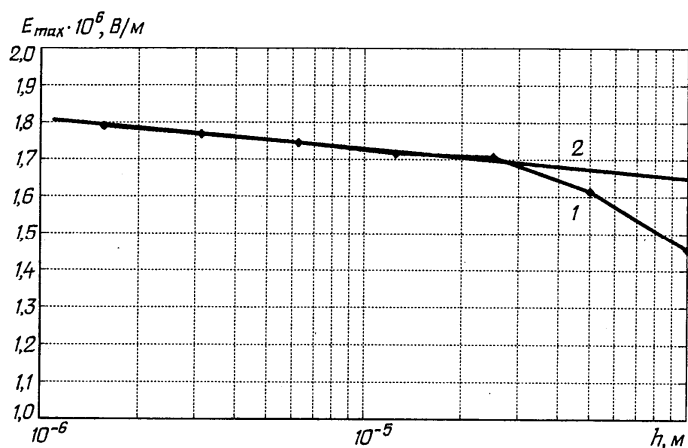


Рис. 1

большем напряжении – так называемый *многолавиновый* характер пробоя. Падение напряжения на зазоре толщиной $h=7$ мкм составляет всего $U=1,74$ В/мкм $\cdot 7$ мкм=12 В, что значительно меньше пробивного напряжения такого промежутка: $U_{пр}=220$ В (при нормальных условиях). Пробивная напряженность при этом равна $E_{пр}=U_{пр}/h=220/7=20-30$ В/мкм =20 – 30 МВ/м, что почти на порядок превышает критическую напряженность $E_{кр}=2,1$ МВ/м, характерную для больших воздушных промежутков (миллиметрового диапазона).

Поэтому воздушный зазор между изолированными жилами пробивается *не по*

пути наименьшего расстояния, а по той силовой линии, падение напряжения вдоль которой достигнет пробивного. Поскольку пробивное напряжение воздушных промежутков $U_{бр}$ зависит от их толщины (и давления воздуха – закон Пашена), то для нахождения той силовой линии, вдоль которой падение напряжения достигает величины, достаточной для развития пробоя, сравним падения напряжения вдоль разных силовых линий в зазоре между изолированными жилами. Для этого построим траектории силовых линий.

Компоненты вектора напряженности электрического поля в произвольной точке с координатами (x_k, y_k) находим путем суперпозиции (наложения) полей отдельных линейных зарядов

$$\begin{cases} E_x = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{j=N} \frac{\sigma_j}{r_{kj}^2} \cdot \frac{x_k - x_j}{r_{kj}} \\ E_y = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{j=N} \frac{\sigma_j}{r_{kj}^2} \cdot \frac{y_k - y_j}{r_{kj}} \end{cases} \quad (4)$$

Движение к следующей точке (x_{k+1}, y_{k+1}) вдоль силовой линии будем осуществлять по касательной. Для этого воспользуемся формулами, вытекающими из метода Рунге-Кутты

$$\begin{cases} x_{k+1} = x_k + \Delta l \cdot \cos \alpha_k \\ y_{k+1} = y_k + \Delta l \cdot \sin \alpha_k \end{cases} \quad (5)$$

где Δl – шаг движения вдоль силовой линии (приращение криволинейной координаты); α_k – средневзвешенный угол между вектором касательной к силовой линии и единичным вектором оси абсцисс; $\alpha_k = \frac{\alpha_{k1} + 2\alpha_{k2} + 2\alpha_{k3} + \alpha_{k4}}{6}$; $\alpha_{k1} - \alpha_{k4}$ – углы касательных к силовой линии, определяемые в начале, середине и конце каждого k -го шага Δl ;

$$\begin{aligned} \alpha_{k1} &= \arctg \frac{E_y(x_k, y_k)}{E_x(x_k, y_k)}, \\ \alpha_{k2} &= \arctg \frac{E_y(x_k + 0.5\Delta l \cdot \cos \alpha_{k1}, y_k + 0.5\Delta l \cdot \sin \alpha_{k1})}{E_x(x_k + 0.5\Delta l \cdot \cos \alpha_{k1}, y_k + 0.5\Delta l \cdot \sin \alpha_{k1})}, \\ \alpha_{k3} &= \arctg \frac{E_y(x_k + 0.5\Delta l \cdot \cos \alpha_{k2}, y_k + 0.5\Delta l \cdot \sin \alpha_{k2})}{E_x(x_k + 0.5\Delta l \cdot \cos \alpha_{k2}, y_k + 0.5\Delta l \cdot \sin \alpha_{k2})}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\alpha_{k4} = \arctg \frac{E_y(x_k + \Delta l \cdot \cos \alpha_{k3}, y_k + \Delta l \cdot \sin \alpha_{k3})}{E_x(x_k + \Delta l \cdot \cos \alpha_{k3}, y_k + \Delta l \cdot \sin \alpha_{k3})}$$

Для правильного определения углов, касательных к силовой линии, необходимо учитывать, в каком квадранте находится угол, т.е. принимать во внимание знаки числителя и знаменателя в выражениях вида $\alpha_k = \arctg(E_y / E_x)$. Если знаки числителя и знаменателя – положительные, угол – в первом квадранте; если отрицательные – в третьем квадранте; если числитель – положительный, а знаменатель отрицательный – второй квадрант, в противном случае – четвертый квадрант. Особые случаи, когда знаменатель – нулевой: тогда искомым углом равен «плюс» $\pi/2$, если числитель положительный, и «минус» $\pi/2$, если – отрицательный.

При построении силовых линий находятся их длины $SL = \sum_k \Delta l_k$ и падения напряжения $U(SL) = \sum_k E_{mk} \cdot \Delta l_k$. На рис. 2 показан ряд зависимостей $U(SL)$ при напряжениях 1, 2, 4 и 8 кВ для системы двух изолированных полиэтиленом (ПЭ) жил и пробивного напряжения U_{br} воздушного промежутка при нормальном давлении.

Как видно из рисунка, при напряжении около 4,2 кВ произойдет касание линий пробивного напряжения воздуха $U_{br}(SL)$ и падения напряжения $U(SL)$ вдоль силовой линии. Касание произойдет в точке, соответствующей силовой линии с длиной $SL = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 0,2 \text{ мм}$. Значит, именно вдоль этой линии и произойдет пробой воздушного промежутка. В случае изоляции жил, выполненной из поливинилхлоридного пластика (ПВХ), напряжение начала ЧР снижается и составляет около 2,8 кВ.

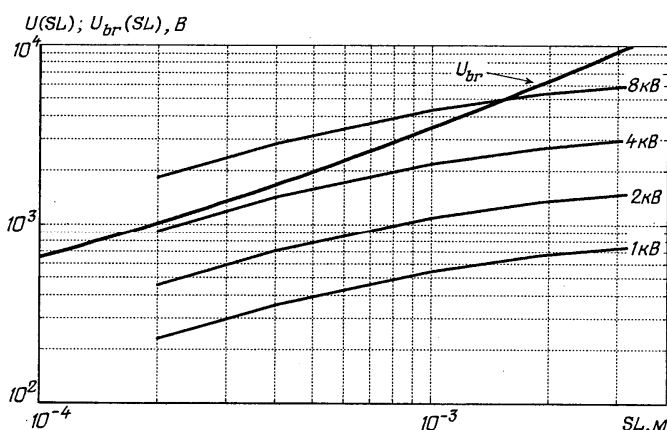


Рис. 2

влиять на напряжение начала ЧР, т.к. разряд развивается вдоль силовой линии, удаленной от зоны контакта. На условия возникновения ЧР не должно существенно влиять также сильное поле, возникающее в области контакта, т.к. пробивное напряжение малых воздушных зазоров существенно выше падения напряжения на них (при указанных выше потенциалах жил 3 – 4 кВ). Исключение возможно в случаях, когда в зоне контакта из-за сильного поля идет диссоциация частиц загрязнений (низкомолекулярных продуктов разложения изоляции) и генерируются заряженные частицы. Попадая в зону формирования лавин, они могут приводить к снижению напряжения ЧР.

Изоляционные промежутки пучка жил. Особенностью поля системы изолированных жил есть появление силовых линий, проходящих вдоль зоны контакта поверхностей соприкасающихся изоляций жил (силовая линия 1 на рис. 3).

Выполнив интегрирование падения напряжения вдоль отрезков силовых линий, расположенных в воздушных зазорах, сопоставим их с пробивным напряжением воздушных промежутков по Пашену (кривая U_{br} на рис. 2). Так, для пучка из 7 изолированных жил получаем длины отрезков для силовых линий: 1 – 0,74; 3 – 0,29 и 5 – 0,14 мм (рис. 3) и соответствующие им падения напряжения: 454, 291 и 172 В при потенциале центральной жилы 1 кВ и нулевом – остальных 6-ти жил. Оценка напряжения начала ЧР в системе изолированных жил получается такой же, как и в случае пары изолиро-

Слои поверхностных загрязнений (продукты разложения изоляции) имеют повышенную диэлектрическую проницаемость, из-за чего напряженность поля в воздушном зазоре может сильно возрасти. Однако ширина области повышенной напряженности поля весьма мала, поэтому она чаще всего не захватывает область развития ЧР.

Таким образом, пробои воздушных промежутков между изолированными жилами сечением $2,5 \text{ мм}^2$, покрытых изоляцией из ПЭ или ПВХ, толщина которой равна радиусу жил, должны начинаться при напряжении 3 – 4 кВ (действующее значение). При этом пары воды, адсорбированные микрокапиллярами в зоне контакта изолированных жил, не должны

ванных проводов: $U_{нчр} = 4,2$ кВ. Качественное отличие заключается в том, что с ростом напряжения в системе пучка жил условие возникновения ЧР начинает выполняться и для тех силовых линий, которые проходят тангенциально к зоне контакта. При напряжении, несколько выше 4 кВ, произойдет касание кривых $U(SL)$ и $U_{бр}(SL)$. Пробои воздушных зазоров начнутся при напряжении $U_{нчр} = 4,2$ кВ при длинах силовых линий 150 – 300 мкм (силовые линии 3 и 5 рис. 3). При напряжении 6 кВ ЧР охватят область микрокапилляров между соприкасающимися поверхностями изоляции жил, когда длина силовой линии, охваченной разрядом, достигнет 700 – 800 мкм (силовая линия 1 рис. 3)

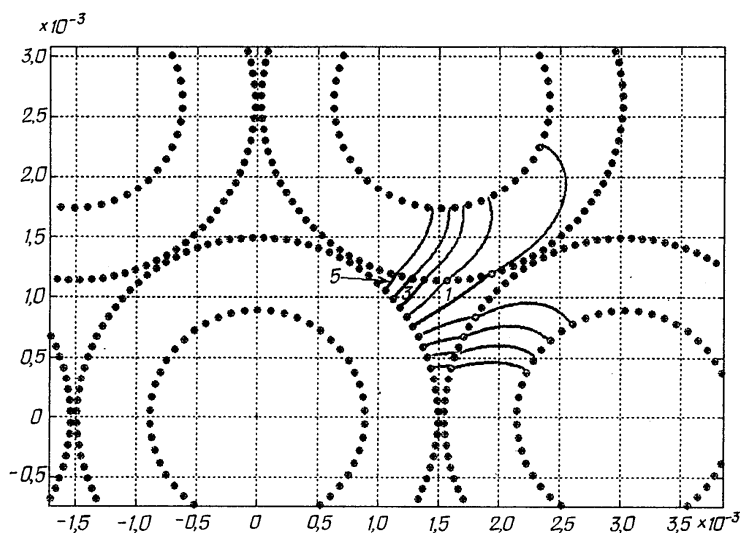


Рис. 3

изолированными жилами разных повивов. Из-за этого достаточно знать напряженность поля на поверхности изоляции жил, чтобы оценить напряжение начала ЧР. Действительно, вдоль изолированной жилы всегда найдется «большой» воздушный промежуток, падение напряжения на котором окажется наиболее близким к пробивному. Расчеты выполнены при единичных значениях потенциалов выбранных жил – 1 В. Пропорциональным пересчетом на уровень критической напряженности $E_{нчр} = 2,1$ МВ/м выполняется оценка напряжения начала ЧР.

В случае же кабелей с однонаправленной скруткой такой подход неприменим. Требуется рассчитывать траектории силовых линий в воздушных зазорах, падения напряжения на них и выбирать наиболее неблагоприятные ситуации, когда падение напряжения достигает пробивного.

При единичном потенциале жилы ($\varphi=1$ В) напряженность на поверхности изоляции превышает 1500 В/м = $1,5$ кВ/м. Напряженность начала ЧР составляет $E_{нчр} = 2,1$ МВ/м. Следовательно, ЧР в кабеле начнутся при потенциале жилы $U_{нчр} = (2,1 \text{ МВ/м}) / (1,5 \text{ кВ/м}) * 1 \text{ В} = 1,4$ кВ. Пониженное напряжение начала ЧР в многоповивных кабелях разнонаправленной скруткой по сравнению с пучком жил однонаправленной скруткой или парой жил является следствием «распушенности» таких кабелей, из-за чего объем воздушных зазоров возрастает, вероятность неблагоприятного сочетания параметров «длина силовой линии – пробивное напряжение изоляционного промежутка» – увеличивается.

Расчеты показывают, что практически везде преобладают нормальные составляющие напряженности электрического поля на границах раздела сред E_n , поэтому тангенциальной E_t составляющей напряженности поля можно пренебречь. Сильная тангенциальная составляющая напряженности поля может появиться в трещинах изоляции. Появление таких трещин наиболее вероятно в изоляции жил внешних повивов многожильных кабелей. Изоляция этих жил при изогнутом кабеле находится периодически в растянутом, а периодически в сжатом состоянии. В растянутом – на тех участках, где жилы оказались на внешней стороне изогнутого кабеля; в сжатом – на внутренней стороне кабеля. В процессе старения кабеля изоляция жил теряет эластичность, становится жесткой. Растягивающее усилие приводит к появлению трещин. При наличии трещины силовые линии целиком расположены в воздухе. Напряженность поля на поверхности жил возрастает (сравни позиции 1 – случай нормального состояния жилы и 2 – при наличии трещины, рис. 4). Но остается меньше пробивной напряженности на поверхности здоровой части изолированной ПЭ жилы (позиция 3 рис. 4). Различие напряженностей поля усиливается в случае применения полярной изоляции жил, например, из ПВХ пластикатов.

Таким образом, при напряжении, несколько большем, чем напряжение начала ЧР, частичные разряды охватят зону отложений низкомолекулярных продуктов разложения (НМП) изоляции. Это может отразиться на характеристиках ЧР: частоте, фазе, кажущейся амплитуде. Следовательно, в пучке изолированных жил НМП могут быть обнаружены, но при напряжениях, больших напряжения начала ЧР.

Трехповивный многожильный кабель. В трехповивном кабеле направление скрутки жил второго повива противоположно направлению скруток жил первого и третьего повивов. Из-за этого плотность кабеля оказывается меньшей, чем в случае однонаправленной скрутки, а гибкость – больше. Разнонаправленная скрутка приводит к увеличению зазоров между

Таким образом, возникновение ЧР в микротрещинах маловероятно по двум причинам. Во-первых, из-за того, что напряженность поля на поверхности нормальных участков изоляции оказывается выше, а во-вторых, из-за затруднения развития лавинного разряда в микротрещинах.

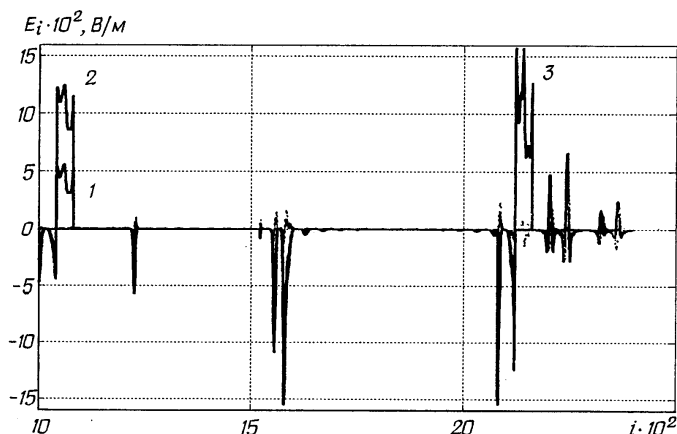


Рис. 4

чего дальнейшее повышение напряжения уже не приводит к сильным изменениям разрядных характеристик. Если ширина трещин меньше 0,1 мкм, они обладают гигроскопическими свойствами, т.е. поглощают пары воды и НМП из атмосферы. Повышенная напряженность поля в трещинах способствует их выявлению, на-пример, путем измерения тангенса угла диэлектрических потерь [1].

Заклучение.

1. Особенностью многожильных кабелей есть неоднородность изоляционных промежутков, содержащих твердый диэлектрик и воздушные зазоры. Напряженность электрического поля в малых воздушных зазорах (толщиной около 10 мкм) может возрасти в 2 и более раз по сравнению со средней напряженностью. Пробивная же напряженность малых воздушных зазоров выше, чем больших (толщиной около 1 мм), в 10–15 раз. Поэтому условия для пробоев воздушных зазоров (возникновения ЧР) появляются раньше не в местах наибольшей напряженности поля (микронных зазорах между соприкасающимися изолированными жилами), а вдоль тех отрезков силовых линий, падение напряжения на которых достигает пробивного значения.

2. Для многожильных кабелей с плотной упаковкой (кабели однонаправленной скрутки) напряжение начала ЧР определяется путем построения траекторий силовых линий в воздушных зазорах между изолированными жилами и определения падения напряжения на них. Условием возникновения ЧР является достижение падения напряжения на участке силовой линии в воздушном зазоре величины пробивного напряжения последнего.

3. Построение траекторий силовых линий в воздушных зазорах выполняется путем пошагового движения по направлению, определяемому как средневзвешенное значение углов 4-х касательных: в начале, середине и конце каждого k -го интервала. Весовые коэффициенты для углов, определенных в середине интервалов, в 2 раза больше, чем для крайних положений на интервале (метод Рунге-Кутты).

4. Для многожильных кабелей со свободной упаковкой (разнонаправленная скрутка повивов, парная скрутка с разными шагами), отличающихся большим объемом свободного пространства,

Выявления трещин в изоляции по характеристикам ЧР возможно только в случае грубых дефектов изоляции. Так, напряжение начала частичных разрядов в состаренном образце 14-жильного контрольного кабеля КПоСГ-14x2,5 ОП УЮАЭС-07 с полиэтиленовой изоляцией на 20–80 % меньше по сравнению с новым, что видно из показанных на рис. 5 интегральных функций распределения импульсов частичных разрядов. При повышении напряжения частота импульсов ЧР в состаренном образце растет медленнее, чем в новом [7–9]: активизация ЧР в трещинах начинается при низких испытательных напряжениях, из-за

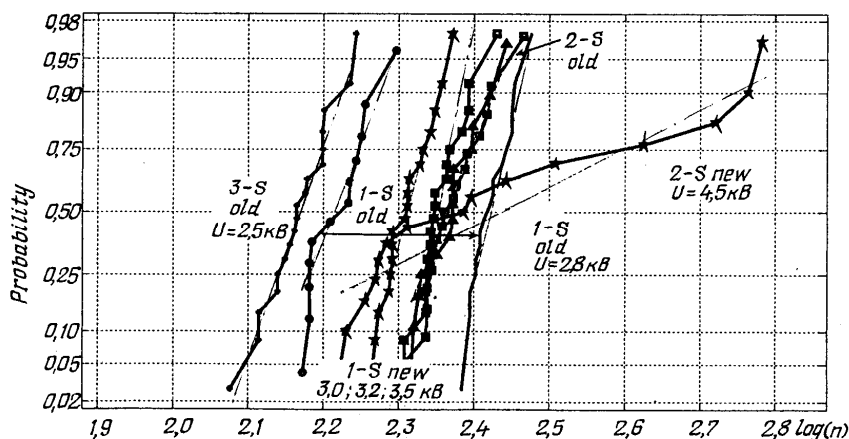


Рис. 5

оценку напряжения начала ЧР можно выполнить по напряженности поля на поверхности тех участков изоляции жил, которые соседствуют с крупными воздушными полостями.

5. Напряженность поля на поверхности изоляции (в воздушных зазорах) выше, чем на поверхностях жил. Это является результатом перераспределения напряженности за счет разных диэлектрических проницаемостей изоляции жил и межфазного пространства. Поэтому частичные разряды будут возникать именно в воздушных зазорах между изолированными жилами.

6. При потенциале на жиле 1 кВ максимальная напряженность в воздушных зазорах между жилами достигает 1,5 МВ/м. При потенциале жилы 1,4 кВ напряженность в зазорах достигнет величины 2,1 МВ/м, что достаточно для возникновения ЧР. Таким образом, в многожильных кабелях с полиэтиленовой изоляцией частичные разряды могут начинаться уже при напряжении 1,4 кВ.

7. В случае ПВХ изоляции жил ($\epsilon_2=4,2$) напряженность в воздушных зазорах кабеля достигает 2,8 МВ/м (при потенциале жил 1 кВ). Следовательно, напряжение начала ЧР в этом случае составит всего: $U_{нчр} = (2,1 \text{ МВ/м}) / (2,8 \text{ кВ/м}) * 1\text{В} = 750 \text{ В}$.

8. В случае появления трещин в изоляции напряженность на поверхности жил возрастает (в 1,5 – 2 раза в зависимости от типа изоляции), но остается ниже, чем на поверхности здоровых участков изоляции. Поэтому выявления трещин в изоляции по характеристикам ЧР возможно только в случае грубых дефектов.

9. Напряжения начала ЧР в контрольных кабелях в ряде случаев оказывается ниже испытательных напряжений (по крайней мере, для кабелей разнонаправленной скрутки). Поэтому измерения характеристик ЧР возможно при подаче испытательных напряжений, не опасаясь при этом повреждения здоровой изоляции жил кабелей.

1. *Беспрозванных А.В.* Диэлектрическое сканирование поперечной структуры многожильных кабелей методом совокупных измерений. // Техн. електродинаміка. – 2008. – № 3. – С. 30–37.

2. *Божко И.В., Петухов И.С., Ращепкин А.П.* О напряженности электрического поля начала частичных разрядов в твердой изоляции // Техн. електродинаміка – 2001. – № 5. – С. 18–23.

3. *Бржезицкий В.О., Исакова А.В., Рудаков В.В.* та ін. Техніка і електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХП», Торнадо, 2005. – 930 с.

4. *Колечицкий Е.С.* Расчет электростатических полей устройств высокого напряжения. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 158 с.

5. *Набока Б.Г.* Расчеты электростатических полей в электроизоляционной технике. – К: ИСДО, 1995. – 120 с.

6. *Набока Б.Г., Кононов Б.Т., Нечаус А.А.* Асимптотические характеристики и подобие электростатических полей соленоидов // Электротехніка і Електромеханіка. – 2003. – №2. – С. 96–101.

7. *Набока Б.Г., Беспрозванных А.В., Гладченко В.Я.* Методика измерения дифференциальных амплитудных спектров импульсов частичных разрядов // Электричество. – 1990. – № 11. – С. 71–74.

8. *Набока Б.Г., Беспрозванных А.В., Гладченко В.Я.* Диагностика высоковольтной изоляции с помощью многоканальных анализаторов. // Электричество. – 1991. – № 5. – С. 5–9.

9. *А.с. №1577524 SU A1 5G01R31/14.* Способ неразрушающего контроля конденсаторов с твердым диэлектриком / Набока Б.Г., Беспрозванных А.В., Гладченко В.Я., Малахов В.А.(СССР) – N4460048/24-21 // БИ. – 1990. – № 3.

Надійшла 30.03.2009

УДК 621.314.214

К.О.Липківський, докт.техн.наук, **В.А.Халіков**, канд.техн.наук, **А.Г.Можаровський**, канд.техн.наук (Інститут електродинаміки НАН України, Київ)

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОБЛЕМИ ПЕРЕТВОРЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПРУГИ ЗМІННОГО СТРУМУ В ЕЛЕКТРОТЕХНІЧНИХ ТА ЕЛЕКТРОТЕХНОЛОГІЧНИХ СИСТЕМАХ

Наведено результати досліджень основних аспектів проблеми побудови трансформаторно-ключових виконавчих структур дискретних перетворювачів напруги, отримані під час виконання НДР "Ренап". Зокрема: проаналізовано особливості побудови робочих характеристик дискретних стабілізаторів напруги змінного струму й запропоновано нові закони їхнього формування; розроблено метод синтезу й методіку розрахунку найбільш перспективних структур з винесенням ключових елементів з кіл силового струму, обґрунтовано шляхи їхнього вдосконалення; досліджено й створено системи регулювання напруги для формування оптимальних вольт-амперних характеристик джерел живлення електротехнологічного обладнання тощо.

Приведены результаты исследований основных аспектов проблемы построения трансформаторно-ключевых исполнительных структур дискретных преобразователей напряжения, полученные при выполнении НИР "Ренап". В частности: проанализированы особенности построения рабочих характеристик дискретных стабилизаторов напряжения переменного тока и предложены новые законы их формирования; разработан метод синтеза и методика расчета наиболее перспективных структур с вынесением ключевых элементов из цепей силового тока, обоснованы пути их совершенствования; исследованы и созданы системы регулирования напряжения для формирования оптимальных вольт-амперных характеристик источников питания электротехнологического оборудования и т.д.

Вступ. При опануванні та використанні електричної енергії (ЕЕ) завжди важливою і на часі є проблема узгодження параметрів ЕЕ, які вимагає споживач для функціонування взагалі та для роботи в найбільш сприйнятливих для нього умовах, і параметрів ЕЕ джерела живлення. Найбільш доцільним вирішенням цієї проблеми є встановлення між мережею та споживачем спеціальних локальних систем (пристроїв), за допомогою яких можна цілеспрямовано необхідним чином змінювати окремі параметри ЕЕ.

Один з найпоширеніших видів функціонального перетворення параметрів ЕЕ – регулювання напруги змінного струму, яке є або основним видом перетворення, або супроводжує (у переважній більшості випадків) інші види перетворення – частоти, кількості фаз, типу джерела тощо.

Ефективне регулювання та стабілізація напруги змінного струму при мінімумі негативного впливу на мережу живлення успішно вирішується при використанні як силової виконавчої структури трансформаторів, в яких виконується природня комутація виводів тиристорними ключами, – так званої "трансформаторно-ключової виконавчої структури" (ТКВС) [18].

При проектуванні перетворювачів з ТКВС з метою отримання найбільш доцільних схематичних та алгоритмічних рішень необхідно було приділити поглиблену увагу побудові адекватних математичних моделей силових структур та систем управління, використанню сучасних програмних пакетів для візуального імітаційного та структурного моделювання, розробці методів їх розрахунку та оптимізації. Саме цей комплекс питань, пов'язаних з дослідженням широкого кола дискретних систем регулювання (стабілізації) напруги змінного струму, їхньою адаптацією до використання в системах живлення електротехнологічного обладнання, зокрема дугової зварювальної апаратури, було вирішено при виконанні науково-дослідної роботи "Ренап".

Згідно з планом, зокрема, було: досліджено особливості побудови робочих характеристик дискретних стабілізаторів напруги змінного струму й запропоновано нові закони їхнього формування; прослідковано багатоваріантність ТКВС на основі множини вольтододавчих трансформаторів (ВДТ) та узгоджуючого автотрансформатора (АТ); виконано повний цикл досліджень перспективного класу двотрансформаторних ТКВС з багатофункціональним секціонованим АТ; досліджено й реалізовано системи регулювання джерел живлення електротехнологічного обладнання тощо.

Обґрунтування вибору законів формування характеристики вхід-вихід дискретних стабілізаторів напруги (ДСН). Ця характеристика, незалежно від вибраного типу ТКВС, повинна обов'язково знаходитися у деякій зоні, обмеженій по вертикалі заданими (припустимими) мінімальним і максимальним значеннями вихідної напруги U_{2cmin} і U_{2cmax} , а по горизонталі – заданими (можливими) мінімальним та максимальним значеннями вхідної напруги $U_{1cmin}=U_{1н}\cdot\mu_c$ і $U_{1cmax}=U_{1н}\cdot\rho_c$. Цю зону (ABCD, рис. 1), яку в [21] визначено полем стабілізації (ПС), зручно характеризувати безрозмірними коефіцієнтами $G_c=U_{1cmax}/U_{1cmin}=\rho_c/\mu_c$ та $g_c=U_{2cmax}/U_{2cmin}=(1+\delta_c)/(1-\delta_c)$, де δ_c – відносна похибка стабілізації, $\delta_c=(U_{2cmax}+U_{2cmin})/U_{2н}$.

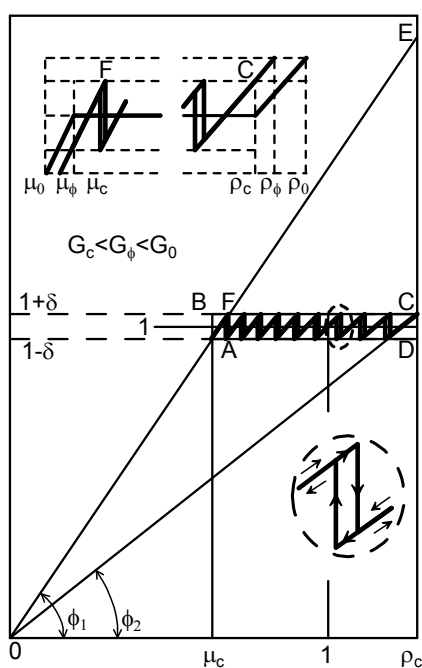


Рис. 1

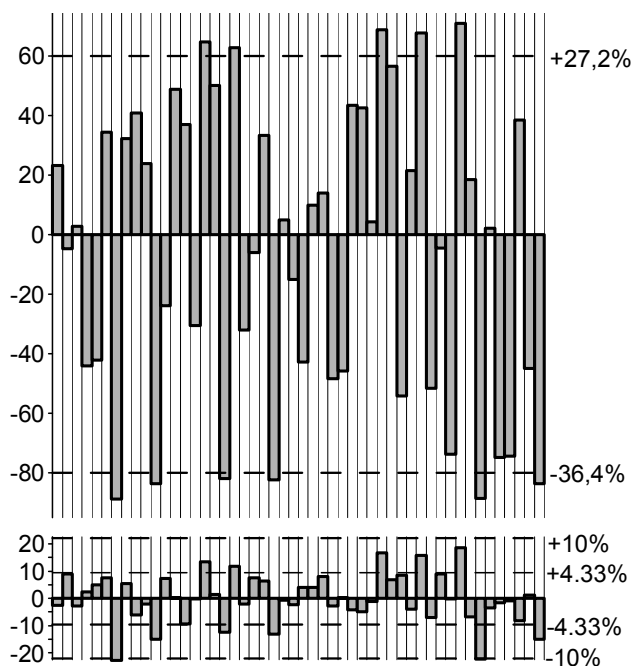


Рис. 2

Виходячи з того, що всі споживачі, навіть ті, що для комфортної ефективної тривалої роботи використовують стабілізатори напруги (СН), повинні витримувати режим з максимально припустимими для низьковольтної розподільчої мережі відхиленнями живлячої напруги від номінальної $U_{1н}$, які у ГОСТ 13109-97 визначені на рівні $\delta_{max}=\pm 10\%$, для СН введено поняття зони гарантованого функціонування споживача (ЗГФ), верхньою і нижньою межами якої є $(1+\delta_{max})=1,1$ та $(1-\delta_{max})=0,9$, а лівою та правою, відповідно, $\mu_\phi=\mu_c(1-\delta_{max})/(1-\delta_c)=0,9\mu_c/(1-\delta_c)$ та $\rho_\phi=\rho_c(1+\delta_{max})/(1+\delta_c)=1,1\rho_c/(1+\delta_c)$. Глибина ЗГФ при цьому визначається залежністю $G_\phi=1,222G_c(1-\delta_c)/(1+\delta_c)$, тобто вона більша за G_c і ця різниця зростає при зменшенні δ_c . Так, для $\delta_c=0,05$ (5%) – $G_\phi=1,106G_c$, а при $\delta_c=0,02$ (2%) – $G_\phi=1,174G_c$. Отже, зменшення розрахункової помилки призводить не тільки до підвищення точності стабілізації, але й до розширення зони гарантованого функціонування.

На рис. 2 показано гістограми вхідної та вихідної напруг ДСН (розраховано на забезпечення $\delta_c=4,06\%$ при зміні вхідної напруги $U_1=140\div 280$ В) для деякої кінцевої множини (тут $N=50$) випадкових вхідних збурень у дещо ширших межах 132 В (60%)÷286 В (130%). Видно, що при одинадцяти виходах вхідної напруги за розрахункові значення напруга на навантаженні жодного разу не виходить за максимально припустимі межі $\pm 10\%$. Для варіантів ДСН з підвищеною точністю кількість таких перевищень й їх величина зменшуються. Слід додати, що врахування наявності ЗГФ дозволяє також розвести значення вхідної напруги, при яких відбувається спрацювання захисту від пере- та недонапруги [11].

Все це сприяє більш коректному проектуванню ДСН та дозволяє потенційним користувачам дискретних стабілізаторів напруги змінного струму висувати менш жорсткі вимоги щодо глибини їхнього діапазону стабілізації без відчутного впливу на роботу споживачів.

Характеристика вхід-вихід ТКВС ДСН, що має J коефіцієнтів передачі (на рис. 1 $J=10$), складається з J відрізків, які виходять з початку координат, причому тангенс нахилу кожного з них дорівнює певному коефіцієнту передачі K_j . Необхідним є наявність $(J-1)$ ділянок, на яких ТКВС в залежності від напрямку зміни U_1 , може перебувати в одному з двох суміжних станів, тобто характеристика повинна мати петлі гістерезису, які забезпечують унормований перехід з одного стану в інший. Ширина найвужчої петлі є вирішальним фактором при виборі закону зміни K_j [12,13].

Перший (найбільший) та останній J -тий (найменший) коефіцієнти передачі визначаються виключно параметрами поля стабілізації:

$$K_1=K_{\max}=\operatorname{tg}\varphi_1=(1-\delta_c)/\mu_c; \quad K_J=K_{\min}=\operatorname{tg}\varphi_J=(1+\delta_c)/\rho_c,$$

а закон зміни інших $(J-2)$ коефіцієнтів передачі – вибором регулювальних обмоток ЕМЕ. В разі однакової кількості витків в них вони можуть розміщуватись або на вторинному (варіант А), або на первинному (варіант В) боці трансформуючого елемента [23,24,25]:

$$K_{jA}=K_{\max}[1-(G-g)(j-1)/G(J-1)]; \quad K_{jB}=K_{\max}g/[1+j(g-1)].$$

Нами запропоновано два нових закони вибору множини коефіцієнтів передачі: з регулювальними обмотками, кількість витків яких змінюється за законом геометричної прогресії (варіант С), та близький до нього – модернізований (варіант D) [21]:

$$K_{jC}=K_{\max}\left(\frac{g}{G}\right)^{j-1}; \quad K_{jD}=K_{\max}(g^j - g)/[(g^j - G) + g^{j-1}(G - g)].$$

Побудовані за цими формулами залежності $K_j=f(j)$ та характеристики вхід-вихід для випадку $G=2, J=10$ показано на рис. 3 та 4, відповідно.

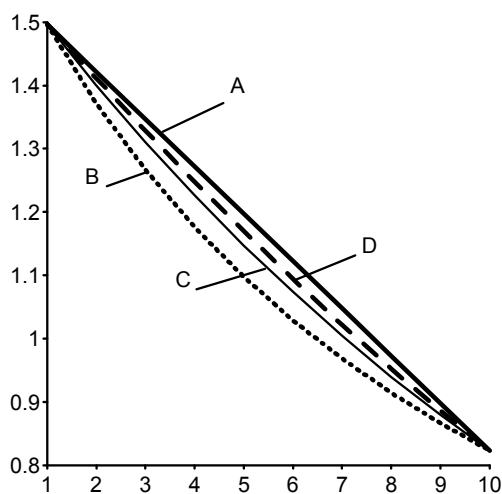


Рис. 3

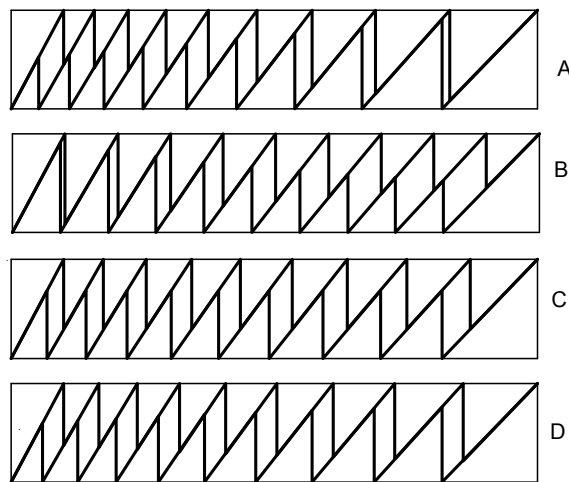


Рис. 4

Як видно, характер зміни розмірів петлі у варіанті А протилежний іншим варіантам – найвужча петля припадає на найбільшу напругу переключення.

Ширина найвужчої петлі (у варіанті В, С, Д – це перша, а у варіанті А – остання) у відносних (нормованих по $U_{1н}$) одиницях визначається наступним чином:

$$\Delta U_A^* = \mu \left(\frac{g(J-1)G}{g(J-2)+G} - \frac{G}{g} \right); \quad \Delta U_B^* = \mu \frac{(g-1)^2}{g}; \quad \Delta U_C^* = \mu \left(g - \left(\frac{G}{g} \right)^{\frac{1}{J-1}} \right); \quad \Delta U_D^* = \mu \frac{(g-1)g^J - G}{g^J - g}.$$

Для випадку, що розглядається ($G=2, J=10$), при $U_{1н}=220\text{В}$ маємо $\Delta U_A=2,12\text{ В}$; $\Delta U_B=1,27\text{ В}$; $\Delta U_C=4,38\text{ В}$; $\Delta U_D=5,56\text{ В}$. Тобто, вибір запропонованих законів зміни K_j призводить до розширення найвужчої петлі. Це в окремих випадках дає змогу зменшити J (і, відповідно, кількість КЕ). Запропоновані закони, забезпечуючи кращі умови для комутації секцій, відзначаються ще й певною варіативністю [3,7,26].

Синтез багатоеlementних ТКВС з двообмотковим узгоджувачим автотрансформатором.

На основі аналізу ТКВС різних класів обґрунтовано доцільність широкого впровадження структур з винесенням ключових елементів з кіл силового струму, які відзначаються значно кращими масогабаритними та вартісними показниками КЕ. Простіші структури цього класу мають кілька регулювальних блоків (РБ), кожен з яких складається з мостового комутатора та вольтододавчого трансформатора (ВДТ), а також узгоджувачого автотрансформатора (УАТ). Зазвичай можна обмежитись двома РБ – більш "грубим" (РБ1) і більш "точним" (РБ2) (рис. 5).

Була доведена багатоваріантність комплексування складових такої ТКВС. Зокрема проаналізовано структури з різним розміщенням УАТ (на вході, виході, між РБ) та доведено, що його доцільно розміщувати на виході ТКВС. При цьому розрахункове значення його встановленої потужності, нормоване по номінальній потужності навантаження, дорівнює

$$P_{УАТ}^* = 4g^2[1 - 0,5\mu g^4(g+1)] / (g+1)^2.$$

Синтезовано структури з різним розміщенням РБ і проаналізовано особливості процесу стабілізації при двох варіантах: спочатку "грубий" РБ1, а потім "точний" РБ2, коли $K_{П} = K_1 \cdot K_2 \cdot K_{УАТ}$ – варіант А (рис. 6, а), і, навпаки, коли $K_{П} = K_2 \cdot K_1 \cdot K_{УАТ}$ – варіант В (рис. 6, б). Тут ламана лінія MN відповідає вихідній напрузі, а лінія ABCDEF – проміжній напрузі між РБ1 та РБ2 (РБ2 та РБ1). Внаслідок цього відрізняються і розрахункові значення встановлених потужностей окремих ВДТ:

$$\text{варіант А} - P_{ВДТ1}^* = 4g^4(g^3 - 1) / (g+1)^2 \approx g^3(g^3 - 1), \quad P_{ВДТ2}^* = 4g^2(g - 1) / (g+1)^2 \approx g(g - 1),$$

$$\text{варіант В} - P_{ВДТ1}^* = 4g^2(g^3 - 1) / (g+1)^2 \approx g(g^3 - 1), \quad P_{ВДТ2}^* = 4g^8(g - 1) / (g+1)^2 \approx g^7(g - 1),$$

хоча сумарне значення встановлених потужностей обох ВДТ практично однакове. Отже, вибір одного з двох розглянутих варіантів повністю визначається наявними типонаміналами магнітопроводів.

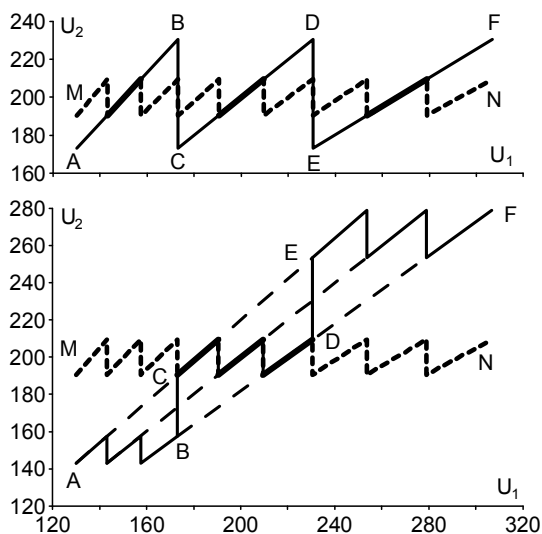


Рис. 6

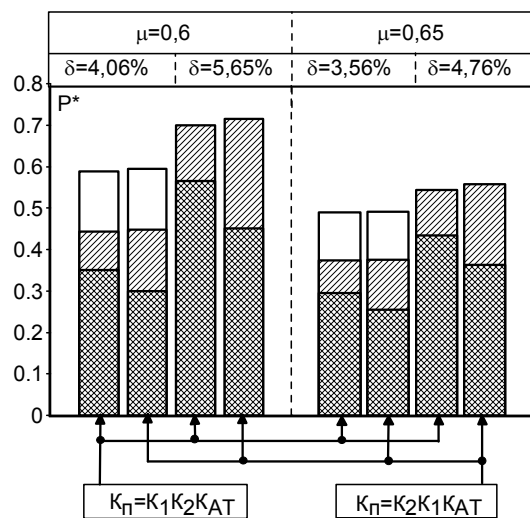


Рис. 7

У випадку відсутності УАТ потужності ВДТ значно зростають і їхня потужність суттєво перевищує сумарну всіх трьох ЕМЕ при наявності УАТ (рис. 7, де на гістограмах $P_{ВДТ1}^*$ та $P_{ВДТ2}^*$ відповідають ділянки з більш та менш щільним штрихуванням, а $P_{УАТ}^*$ – незаштрихована). Крім того, введення УАТ призводить до підвищення точності стабілізації на 25÷30% при тому ж $J=9$ [4,10 14].

Таким чином, вперше була доведена та проаналізована багатоваріантність комплексування окремих складових у ТКВС з винесенням ключових елементів із кіл силового струму та розроблено рекомендації щодо визначення найбільш доцільних варіантів.

Синтез двотрансформаторних ТКВС з секціонованим багатофункціональним автотрансформатором. Одним з рішень, яке найбільш прийнятне для використання як виконавчий орган (ВО) дискретних стабілізаторів напруги змінного струму, є клас структур з двома трансформаторами –

вольтододавчим (ВДТ) та автотрансформатором (АТ), що виконує декілька функцій. У таких ТКВС два ключі здійснюють реверс напруги на введеній в ланцюг силового струму вторинній обмотці ВДТ, а при замиканні одного з інших ключів змінюється величина цієї напруги, що дозволяє регулювати вихідну напругу [20,28,36].

Виконано повний цикл досліджень основних варіантів ТКВС цього класу, що відрізнялися місцем розташування ВДТ відносно АТ, способом формування секцій обмотки останнього тощо.

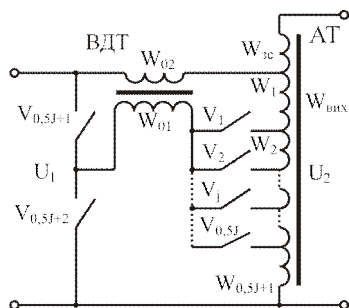


Рис. 8

На рис. 8 наведено варіант ВО з розміщенням ВДТ перед АТ. Обмотку АТ, до якої приєднується вивід вторинної обмотки ВДТ з коефіцієнтом трансформації $\alpha = W_{02}/W_{01}$, названо вхідною $W_{вх}$; узгодження вхідного та вихідного діапазонів виконує обмотка зсуву $W_{зс}$, а напруга знімається з вихідної обмотки $W_{вих} = \beta W_{вх}$. При аналізі використовувалися відносні величини чисел витків секцій обмоток АТ, які пронумеровані по $W_{вх}$ ($W'_i = W_i/W_{вх}$).

Досліджено можливість застосування такої структури для формування характеристики вхід-вихід ДС з J коефіцієнтів передачі K_j , що задовольняють закону геометричної прогресії [18]. Аналіз математичної моделі поведінки ТКВС довів, що це можливо лише тоді, коли коефіцієнт трансформації ВДТ дорівнює $\alpha = (\sqrt{G} - 1)$. За цієї умови отримано вирази для відносних значень секцій обмоток АТ (та, відповідно, напруг на них): першої $W'_1 = \frac{\sqrt{G}}{\sqrt{G}-1} \left(1 - \frac{\sqrt{G}}{\gamma} \cdot \frac{\beta}{K_1} \right)$, останньої $W'_{0,5J+1} = \frac{\sqrt{G}}{\sqrt{G}-1} \left(\frac{\beta}{K_1} - \frac{1}{\sqrt{G}} \right)$

й інших $W'_i = \frac{\beta}{K_1} \frac{\gamma-1}{\sqrt{G}-1} \gamma^{J-i}$. Значення K_1 , γ і G знаходимо з параметрів ПС, а β – з умови мінімізації встановленої потужності ВДТ, якій відповідає рівність напруг на його первинній обмотці на границях діапазону стабілізації – $\beta = 2\gamma K_1 / (\gamma + G)$. Отримані співвідношення однозначно дозволяють визначити топологію ВО; на їхній основі розроблено метод синтезу ТКВС даного класу.

За допомогою методу індукції знайдено узагальнюючий вираз [16,22] для визначення струму в i -тій обмотці АТ в j -тому стані при будь-яких комбінаціях параметрів G , μ , γ і J :

$$I_{W_{ij}}^* = \begin{cases} \frac{1}{\mu\gamma^{(j-1)}} \cdot \frac{1}{\gamma^{0,5J}} - \frac{\gamma+1}{2} & j=1 \div 0,5J, \\ & i=1 \div (0,5J+1-j); \\ \frac{1}{\mu\gamma^{(j-1)}} - \frac{\gamma+1}{2} & j=1 \div 0,5J, \\ & i=(0,5J+2-j) \div (0,5J+1) \quad \text{та} \quad j=(0,5J+1) \div J, \\ & i=1 \div (J+1-j); \\ \frac{1}{\mu\gamma^{(j-1)}} \cdot \gamma^{0,5J} - \frac{\gamma+1}{2} & j=(0,5J+1) \div J, \\ & i=(J+2-j) \div (0,5J+1). \end{cases}$$

Для обох електромагнітних елементів знайдено і прослідковано залежності від параметрів ПС величини їхньої нормованої встановленої потужності (відповідно, $P_{АТ}^*$ та $P_{ВДТ}^*$), яку звичайно розраховують як напівсуму добутків найбільшого струму, що протікає в кожній обмотці, на найбільшу напругу на ній. Отримані дані для конкретного випадку параметрів ПС: $U_{1\min}=140$ В, $U_{1\max}=280$ В, $U_{2\text{ном}}=220$ В та різних J зведено в табл. 1. З результатів розрахунку явно видно, що збільшення точності стабілізації вихідної напруги при незмінності його номінального значення й вхідного діапазону призводить до зростання сумарної встановленої потужності ЕМЕ P_{Σ}^* , причому, в основному, за рахунок $P_{АТ}^*$.

Таблиця 1

J	8	10	12	14	16	%
$P_{АТ}^*$	0,155	0,168	0,177	0,185	0,190	25
$P_{ВДТ}^*$	0,322	0,328	0,333	0,336	0,338	5
P_{Σ}^*	0,477	0,496	0,510	0,520	0,528	11

Запропоновано шляхи можливого зменшення встановленої потужності АТ, яка визначає його масогабаритні показники [6,16]. Перший стосується формування крайніх секцій АТ [19]. Це зумовлено тим, що при певній комбінації параметрів ПС для АТ у деяких варіантах ТКВС значення крайніх секцій витків може мати від'ємний знак (тобто їх

фазування протилежне обмотці, прийнятій за "позитивну" – обмотка $W_{(n+1)}$ рис. 9, б), а в інших секціях він позитивний.

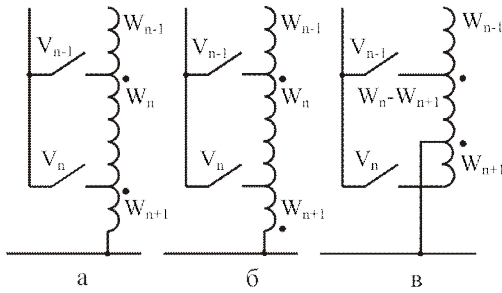


Рис. 9

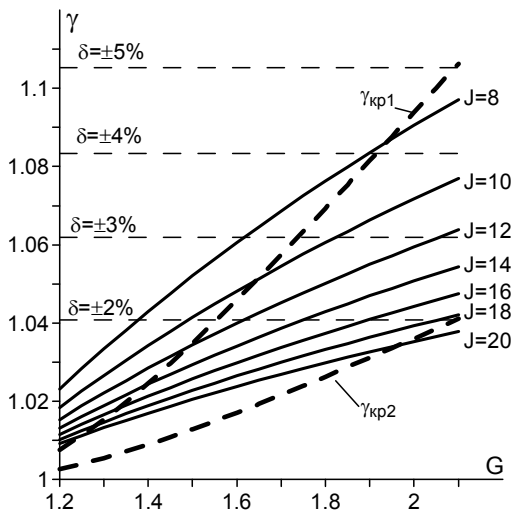


Рис. 10

го обмоток по струму в різних станах [5,27], що видно з табл. 2, де ці струми пронормовано по номінальному струму навантаження. Наслідком цього є те, що відносна встановлена потужність АТ у кожному зі станів $P_{AT(j)}^*$, яка визначається як напівсума добутків відносного значення струму в секції обмотки в j -тому стані на максимальну відносну напругу на ній (це та потужність АТ, на яку він би розраховувався, якби працював тільки в цьому j -тому стані), також є різною. Результати розрахунків для певних параметрів ПС і $J=8, 12$ та 16 показано на рис. 11. По осі абсцис для кожного J зазначено номер стану j , по осі ординат відкладено $P_{AT(j)}^*/P_{AT(j)\max}^*$, де $P_{AT(j)\max}^*$ – максимальна відносна встановлена потужність АТ, яка для кожного J приймається за 100% (штрихова горизонтальна лінія). Як

Таблиця 2

j	1 (7)	2 (8)	3 (9)	4 (10)	5 (11)	6 (12)
$I_{W_{1H}}$	41,3	9,7	20,2	48,4	74,9	100
I_{W_2}	55,1	12,9	26,9	64,5	100	99,8
I_{W_3}	37,4	8,8	18,3	43,9	100	67,8
I_{W_4}	27,9	6,5	13,6	100	74,6	50,6
I_{W_5}	22,0	5,2	100	78,8	58,7	39,8
I_{W_6}	17,9	100	81,7	64,3	48,0	32,5
I_{W_7}	100	83,8	68,4	53,8	40,2	27,2
$I_{W_{01}}$	100	94,4	89,1	84,1	79,4	74,9

На рис. 9 показано фрагменти схем ВО: якщо $\gamma > \gamma_{кр1} = G/(2\sqrt{G} - 1)$, то $W_{(n+1)}^* > 0$ (рис. 9, а), якщо $\gamma < \gamma_{кр1}$, то $W_{(n+1)}^* < 0$ (рис. 9, б). При зниженні γ відносно $\gamma_{кр1}$ число витків "від'ємної" секції збільшується й при деякому $\gamma = \gamma_{кр2}$, стане рівним числу витків передостанньої секції обмотки. На рис. 10 показано залежності $\gamma_{кр1} = f(G)$, $\gamma_{кр2} = f(G)$ і $\gamma = G^{1/J}$ для різних J . Тут також позначено γ , яким відповідають конкретні значення рівнів нестабільності вихідної напруги δU_2 . Як видно, зі зростанням J розширюються границі діапазону зміни вхідної напруги G , коли з'являється "від'ємна" обмотка. При цьому δU_2 знаходиться в межах, які звичайно використовують на практиці (2÷5%).

Визначено величину встановленої потужності останніх секцій АТ – $P_{W_n}^*$ і $P_{W_{(n+1)}}^*$. З метою їх зменшення, а, відповідно, й зниження величини встановленої потужності АТ у цілому, запропоновано реалізувати останню "від'ємну" секцію не як окрему секцію обмотки, а за рахунок частини передостанньої "позитивної" секції, так як це показано на рис. 9, в. В результаті досягається економія по цьому показнику, яка зростає від 1% при $J=8$ до 10,5% при $J=16$. Таким чином доведено, що застосування для певних варіантів ТКВС запропонованого способу – виконання "від'ємної" обмотки з використанням сусідньої секції – призводить до зменшення встановленої потужності АТ.

Другий шлях зниження P_{AT}^* ґрунтується на вперше визначеному факті неоднаковості завантаження секцій його обмоток по струму в різних станах [5,27], що видно з табл. 2, де ці струми пронормовано по номінальному струму навантаження. Наслідком цього є те, що відносна встановлена потужність АТ у кожному зі станів $P_{AT(j)}^*$, яка визначається як напівсума добутків відносного значення струму в секції обмотки в j -тому стані на максимальну відносну напругу на ній (це та потужність АТ, на яку він би розраховувався, якби працював тільки в цьому j -тому стані), також є різною. Результати розрахунків для певних параметрів ПС і $J=8, 12$ та 16 показано на рис. 11. По осі абсцис для кожного J зазначено номер стану j , по осі ординат відкладено $P_{AT(j)}^*/P_{AT(j)\max}^*$, де $P_{AT(j)\max}^*$ – максимальна відносна встановлена потужність АТ, яка для кожного J приймається за 100% (штрихова горизонтальна лінія). Як видно, $P_{AT(j)}^*$ в різних станах неоднакова, причому вона завжди менше $P_{AT(j)\max}^*$.

Отже доведено, що у виконавчому органі на основі ТКВС через наявність неоднаковості завантаження по струму в окремих станах реальна встановлена потужність у найбільш завантаженому режимі менша, ніж розрахована за традиційною методикою.

Проведено порівняння структур, що досліджувались, з однотрансформаторними з ключами, які розміщено в колі силового струму (РАТ). Показано, що по встановленій потужності ЕМЕ ці структури відрізняються несуттєво.

Виконано порівняння розглянутих типів ТКВС по вартісних показниках. Для прикладу, на рис. 12 показано результати порівняння для споживача потужністю 7,5 кВт у вигляді гістограм, де наведена ціна основних елементів ВО (ліворуч – для одно-, а праворуч – для двотрансформаторних ТКВС.

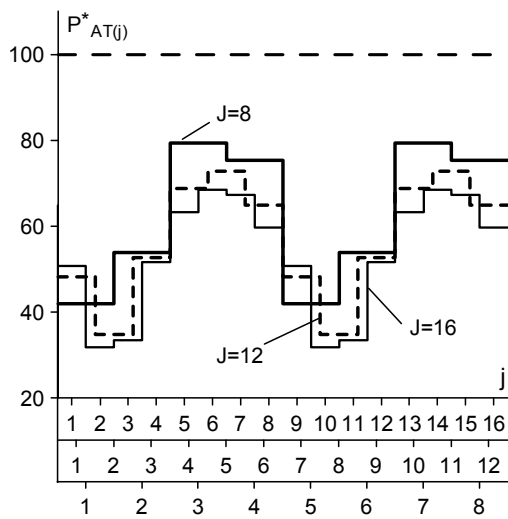


Рис. 11

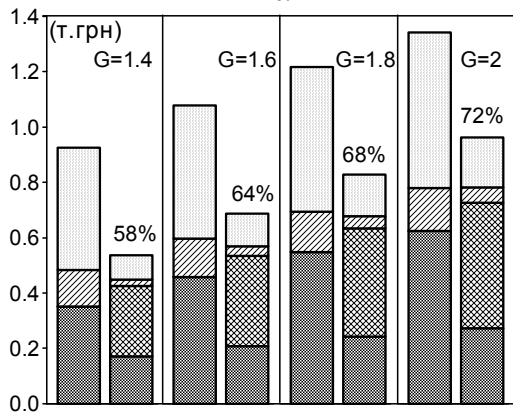


Рис. 12

Основним оціночним показником зварювальних установок була і залишається вольтамперна характеристика (ВАХ) джерела живлення дуги. Тому було проведено детальне і наочне візуальне імітаційне моделювання поведінки сімейства ВАХ для електродугової установки в рамках пакету MATLAB з метою досягнення оптимальності їхньої форми. Вибір цього програмного продукту пов'язаний із належним розвитком розділу дослідження систем силової електроніки, SimPowerSystems, та відповідних його підрозділів [31]. В першу чергу це – Power Electronics та Extra Library/Three-Phase Library, що включають моделі електронних та електротехнічних компонентів, елементів та вузлів. Як правило, кожна модель має можливість внутрішньої варіативності. Наприклад, у блоці Universal Bridge є можливість вибору шести варіантів схем – від простої трифазної 6-діодної до схеми з IGBT-транзисторами із зворотними діодами. Якщо мати на увазі властивість дуальності роботи цих схем, то кількість пристроїв, доступних для моделювання, збільшиться до дванадцяти. Це ж стосується і вузлів управління для цього типу силового модуля. Тобто в цілому, наяву значний вибір макромоделей як силових вузлів так і блоків їхнього керування.

Була достатньо детально пророблена методологія моделювання та дослідження поведінки електротехнологічних систем на прикладі повністю керованого випрямляча за схемою Ларіонова [35], спрямована на використання в установках електродугового зварювання.

Як правило, джерело струму дуги в першу чергу повинно забезпечити незмінність струму при варіаціях напруги на дуговому проміжку. Показано, що ця задача досягається простими засобами при композиції зворотних зв'язків по струму у дуговому проміжку та напрузі на ньому. На рис. 13 показано модель системи із трифазним випрямлячем, на якій виконувалися перші етапи дослідження.

Більш темним фоном показана ціна АТ (РАТ), подвійним штрихуванням – ВДТ, одинарним – радіатора, а світлий фон відповідає ключам. З діаграм видно, що двотрансформаторні ВО дешевше одотрансформаторних. Так, найменший вигреш – у випадку найширшого вхідного діапазону ($G=2$) – дорівнює 28%. Для більш вузького діапазону ($G=1,4$) він збільшується й становить 42%, причому на цю різницю найбільше впливає ціна ключів, і зі збільшенням потужності вона росте, а вартість трансформаторів відрізняється мало.

Таким чином, визначено й обґрунтовано, що двотрансформаторні ТКВС по сукупності характеристик переважають одотрансформаторні й їх рекомендується застосовувати як ВО дискретних стабілізаторів змінної напруги.

На основі проведених досліджень розроблено методику розрахунку виконавчих органів дискретних стабілізаторів змінної напруги, що містять двотрансформаторні ТКВС з винесеними з кола силового струму ключами, яка дозволяє максимально ефективно використовувати електромагнітні елементи.

Дослідження процесів регулювання в системах живлення електротехнологічного обладнання. Регулювання параметрів електроенергії, зокрема напруги та струму, є широко розповсюдженим видом функціонального перетворення в системах живлення електротехнологічного обладнання, серед яких чільне місце займає електрозварювальна апаратура.

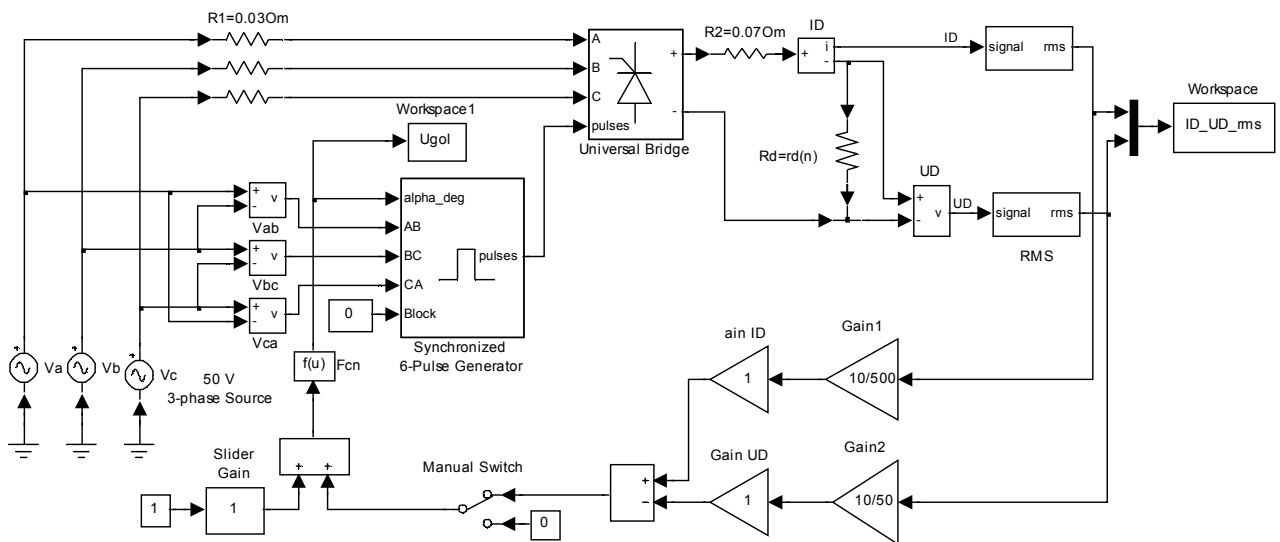


Рис. 13

Доведено, що при відповідному виборі значень коефіцієнтів підсилення по струму та напрузі отримуємо так звану "штикову" ВАХ, для якої характерні максимальна крутизна на ділянці стабільного струму і максимально високе значення напруги холостого ходу за межами цієї ділянки. Реалізація такої ВАХ сприяє стабільності збудження та горіння дуги. Констатовано, що, у подібних системах є три варіативні параметри – задаюча (опорна) величина та два рівні зворотного зв'язку – по струму (ЗЗС) та напрузі (ЗЗН). При цьому визначено їх раціональне функціональне призначення. Відповідна установка першого параметра є оперативною, тобто визначається користувачем, і повинна задавати струм дуги. Рівень зворотного зв'язку по струму дуги має по своєму значенню обмеження: він повинен бути таким, щоб його величина забезпечувала при максимальному значенні опорного параметра номінальне значення робочого струму установки. Тобто залишається ще один параметр, яким можливо впливати на форму ВАХ установки, – це рівень зворотного зв'язку по напрузі на дуговому проміжку. Наочно показано, що відповідна зміна цього параметра і є достатньо ефективним засобом формування та корекції ВАХ.

Обґрунтовано, що за деяких обставин неможливо установити рівень ЗЗН незмінним раз і назавжди. Так можливо діяти, наприклад, при використанні як джерела струму дуги трифазного випрямляча, коли приблизно на 80% діапазону регулювання струму зберігається режим стабілізації струму дуги, значення якого відповідно було задано опорним параметром. Проте, якщо ми перейдемо на роботу, що відповідає краям діапазону, а особливо в області струмів, близьких до номінального, то наяву буде погіршення режиму стабілізації струму. Було задано напрямки виправлення такого стану – адже це посильна задача імітаційного моделювання ВАХ. Якщо ж побудувати залежність рівня ЗЗН від задаючого параметра за умови збереження режиму стабілізації струму дуги у всьому діапазоні, то виникає нелінійна "сідлоподібна" характеристика, що має незмінну прямолінійну форму в середині діапазону і підвищену по його краях.

Визначено ряд параметрів, пов'язаних з такою її поведінкою. Основний параметр – це нелінійність регульованих характеристик (РХ) власне джерел струму. Наприклад, при фазовому регулюванні напруги впливає сама форма напруги живлення. Проте, навіть при прямокутній її формі або імпульсному регулюванні постійного струму нелінійність регульованої характеристики присутня. Адже для зварювальних установок актуальна теплова дія струму, пов'язана із діючим значенням напруги, і тому навіть при лінійній РХ для середніх значень вихідної напруги та ж характеристика для діючих значень буде суттєво відрізнятися і вже матиме нелінійну форму. Якщо мова іде про регулювання змінного струму, то задача одержання "штикової" ВАХ ще більше ускладнюється, оскільки на поведінку РХ суттєво впливає характер струму, тобто різниця фаз струму і напруги на навантаженні. Якщо при постійному струмі дуги можна синхронно із зміною ОП і досить однозначно (при невеликих змінах форми напруги) задавати рівень ЗЗН, забезпечуючи таким чином режим стабілізації струму у всьому його діапазоні, то при змінному струмі дуги треба вносити ще одне додаткове коригування.

Показано, як відповідним вибором значення рівня ЗЗН досягається прямовисність, опуклість чи вигнутість падаючої ділянки ВАХ. Також розроблено принципи роботи коригуючих ланок системи.

Проте, за технологічними умовами часто необхідно реалізовувати більш складну форму ВАХ джерела струму. Це, в першу чергу, стосується крапельно-дугового перенесення матеріалу електроду в зону шва, коли процес зварювання проходить із епізодичними, проте досить частими, короткими замиканнями дугового проміжку. При цьому гасне дуга, змінюється режим теплопередачі, що викликає так зване "залипання" електроду, тобто створює некомфортні умови роботи зварювальника, знижує продуктивність праці, сприяє появі браку. Усунення цього ефекту можна досягти відповідним збільшенням величини струму в момент замикання дугового проміжку із подальшим, за рахунок цього, його відновленням. Таким чином, ВАХ на вертикальній ділянці повинна мати в області малих напруг ступінь, ширина якого дорівнює приросту струму, необхідному для відновлення дугового проміжку (рис. 14, а). У раціональній системі з ВАХ такого роду реалізується проста зміна значення коефіцієнта підсилення ЗЗН, що відбувається стрибком при зниженні напруги в зоні зварювання нижче деякого значення, яке ідентифікується із замиканням дугового проміжку. В певних випадках перевага надається системам із плавним, а не ступінчастим, наростанням струму (рис. 14, б). При цьому технологічні процеси мають більш м'який характер за рахунок плавного наростання струму навантаження. Це зменшує розбризкування металу із зони зварювання, оскільки різке ступінчасте наростання струму сприяє вибухоподібному його виносенню за межі шва, знижує динамічне навантаження на обмотки силового трансформатора і т.п. Досліджувалися моделі систем із таким принципом функціонування, який хоча і дещо складніший, проте його схемотехнічна реалізація не викликала особливих труднощів. Було обґрунтовано, яким чином одержати, наприклад, рівність ступінців ВАХ у всьому діапазоні струмів і вирішено ряд інших супутніх питань.

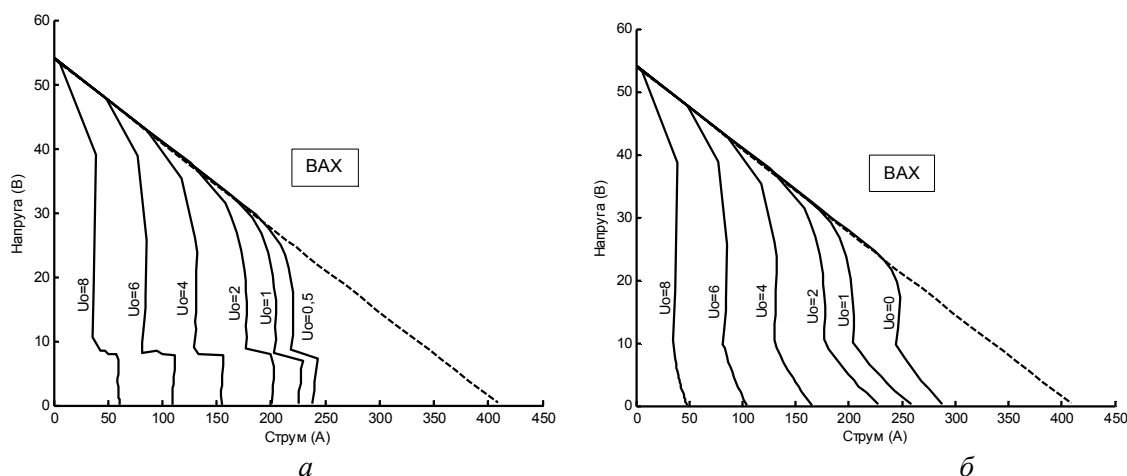


Рис. 14

Безумовно, застосування програмного пакету MATLAB корисне тільки на етапі розробки ідей та принципів роботи. При переході до практичної схемотехніки застосовувалися інші пакети – для моделювання вже конкретної схеми з не абстрактними, а реальними елементами, програми розробки друкованих плат і т.п. Застосування нових як елементної бази, так і програмних продуктів врешті решт виправдано більш якісними результатами.

На розроблених принципах були виготовлені і серійно застосовуються відповідні системи управління. В першу чергу – це контролер для повністю керованого трифазного дугового випрямляча по схемі Ларіонова, який повністю сумісний і для схем із урівнюючим дроселем та забезпечує перехід установки в один із трьох режимів зварювання: ручним електродом (ММА); у середовищі вуглекислого газу (CO_2); у середовищі інертних та активних газів (MIG/MAG). Також у цьому блоці реалізовано режим низькочастотної модуляції зварювального струму та можливість відповідного регулювання ВАХ та інших параметрів. Незважаючи на досить велику кількість компонентів, система реалізована на одній друкованій платі розміром 126,0x95,0 мм, чим вигідно і суттєво відрізняється (у декілька разів) від систем аналогічного призначення. Такий блок є основою системи управління багатofункціональних універсальних зварювальних дугових випрямлячів ВДУ-250, ВДУ-350 та ВДУ-505 (НВП "Плазма", Ростов-на-Дону).

Після установок з режимом ручного зварювання (ММА) друге місце за поширенням і застосуванням займають пристрої дугового зварювання в середовищі інертних (MIG) або активних (MAG) газів. Із-за більш складного комплексного їх функціонування в них не тільки виправдано, а і необхідно використання мікропрограмних компонентів, оскільки при цьому вони можуть забезпечити вищі рівні якості, комфортні умови праці тощо. Тому при розробці електронних систем управління цього призначення використовувалися мікроконтролери, що є характерним для сучасного етапу розвитку техніки. Перевага надавалася тим із них, що забезпечували внутрішньосистемне програмування, тобто для них власне програмування та корекцію програми роботи пристрою можливо проводити у вже повністю зібраному блоці. Такі компоненти входять у цінову категорію звичайних цифрових мікросхем, проте при незрівнянно більших функціональних можливостях. Розповсюджений 8-розрядний мікроконтролер фірми "Atmel" ATmega48 (при вартості співставній 3–5 компонентам цифрової логіки загального призначення) має у своєму складі три окремі таймери, орієнтовані на реалізацію ШІМ, аналого-цифровий перетворювач із можливістю мультиплексування його входу на 8 окремих виводів мікроконтролера, термостабільний тактовий генератор із можливістю варіації частоти і т.п. Його використання дозволяє суттєво поліпшити можливості електротехнологічних установок без апаратного ускладнення, проте, звичайно, на етапі розробки зусилля перекладається на реалізацію та відладку відповідних мікропрограм [29,30,32,33,34].

Найбільш поширеним джерелом струму таких установок є знижувальний трансформатор, що працює на частоті струму мережі живлення у повторно-короткочасному режимі комутації. Проте жоден із способів її організації не може бути прийнятним, чи то по ціновому критерію, чи то по характеру електромагнітних процесів. Тому була розроблена концепція відмови від електромагнітного комутатора і використання замість нього пари зустрічно-паралельно включених тиристорів або одного триака, що може бути ефективним і в технічному, і в ціновому плані. Ефект досягався комутацією однофазного трансформатора при нульовому залишковому магнітному потоці в його осерді, тобто тоді, коли підключення до мережі живлення проходило без перехідного режиму. Було вирішено питання визначення величини залишкового магнітного потоку осердя трансформатора на момент кожного його наступного підключення і показано, що сам алгоритм роботи установки сприяє тому, що трансформатор на момент відключення знаходиться в стані, близькому до нульового значення магнітного потоку осердя, що і є необхідним.

Іншим найбільш складним і відповідальним вузлом установки є механізм подачі електроду. Як правило, це електропривод постійного струму (напруга – 12...36 В) із черв'ячним редуктором потужністю 20...120 Вт, який повинен забезпечувати регульовану швидкість подачі електроду 0...16 м/хв. та динамічне гальмування. Установка належної швидкості подачі досягається регулюванням напруги живлення двигуна електроприводу. Як регулятори були апробовані тиристори із напівперіодним фазовим регулюванням випрямленої змінної напруги і польові транзистори із застосуванням широтно-імпульсної модуляції частотою 10...18 кГц.

Запропонована організація пускового режиму роботи приводу без екстремальних кидків пускового струму, що дає можливість вибору транзисторів нижчого класу по їх струму. Крім того, плавне наростання швидкості подачі електроду в момент ініціалізації робочого режиму також сприяє швидшому і надійнішому запаленню дуги. Важливими є і інші моменти роботи установок, що поліпшилися за рахунок застосування мікропроцесорного керування.

Також розроблено контролери для установок дугового зварювання в середовищі інертних та активних газів, що представлені рядом блоків: РА-в4.0 (розмір – 78,7x92,2 мм), РА-в5.1 (102,0x78,7 мм), РА-в5.2 (93,8x78,7 мм), РА-в5.3 (111,5x78,7 мм) і т.п. Така різноманітність пояснюється різною потужністю електроприводу, функціональністю і т. п. Ними оснащуються автономні установки напівавтоматичного зварювання ПДГУ-125 та ПДГУ-150, а також чисто подавальні пристрої для комплектації згаданих універсальних зварювальних випрямлячів серії ВДУ. Перші і серійні зразки цих установок демонструвалися на різних виставках, у тому числі і на відомій і регулярній світовій виставці зварювального обладнання у м. Ессен, ФРН.

Крім вирішення теоретичних і практичних задач створення нової генерації перетворювачів напруги під час виконання НДР "Ренап" досліджувалися і питання загального плану у цьому важливому напрямку електротехніки. Зокрема, стан розвитку та перспективи вдосконалення систем нормалізації параметрів електроенергії [2,8,9,17], їхнє місце у галузі силової електроніки [15,37] у контексті введення в Україні нових гармонізованих стандартів якості ЕЕ [1] тощо.

Зауважимо, що виконані роботи, попри їх вагомість, не вичерпали всієї проблеми, вони повинні слугувати передумовою й підґрунтям нових досліджень для вирішення науково-технічних питань, що будуть висуватися практикою на наступних рівнях розвитку перетворювальної техніки як важливого й необхідного напрямку сучасної електротехніки. Зокрема, чекають свого вирішення важливі питання унормованої комутації секцій обмоток трансформаторів, особливо у силових виконавчих структурах з кількома електромагнітними елементами, а також у багатофазних системах; стабілізація вихідної напруги змінного струму з одночасним покращенням гармонічного складу вхідного (мережевого) струму для навантажень з імпульсним споживанням енергії тощо.

Висновки. Виконані дослідження є важливим кроком у розвитку теорії регулювання параметрів електроенергії. Розширення номенклатури та сфер застосування нової генерації перетворювачів напруги, крім внеску у вирішення наукових проблем та задач енерго-та ресурсозбереження, буде сприяти зміщенню акцентів у електротехнічній промисловості в бік наукоємних технологій.

1. *Липківський К.О.* Деяко про "гармонізовані" стандарти // Техн. електродинаміка. – Тем. вип. "Силова електроніка та енергоефективність". – Ч.2. – 2006. – С. 40–42.
2. *Липківський К.О.* Нормалізація параметрів електроенергії як запорука успішної роботи електроприймачів. – Матеріали МНТК "Світлотехніка й електротехніка: історія, проблеми й перспективи". – Тернопіль, ТДТУ ім. Ів. Пулюя. – 2005. – С. 18–19.
3. *Липківський К.О.* Оптимізація розрахункових характеристик виконавчих структур дискретних стабілізаторів напруги // Праці Ін-ту електродинаміки НАНУ: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2006. – №2 (14). – С. 98–99.
4. *Липківський К.О.* Особливості комплексування регулювальних блоків дискретних стабілізаторів напруги змінного струму // Техн. електродинаміка. – 2008. – №6. – С. 29–36.
5. *Липківський К.О.* Особливості розрахунку одиночних секціонованих автотрансформаторів з різними режимами роботи // Техн. електродинаміка. – 2008. – №4. – С. 39–42.
6. *Липківський К.О.* Особливості розрахунку секціонованого автотрансформатора у складі ТКВС дискретного стабілізатора напруги // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2008. – № 20. – С. 70.
7. *Липківський К.О.* Порівняльна оцінка основних варіантів побудови розрахункових характеристик виконавчих структур дискретних стабілізаторів напруги змінного струму // Техн. електродинаміка. – 2005. – №5. – С. 28–31.
8. *Липківський К.О.* Порівняльна оцінка та перспективи вдосконалення дискретних стабілізаторів напруги змінного струму // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2005. – №2 (11). – С. 72–73.
9. *Липківський К.О.* Стан розвитку та перспективи вдосконалення трансформаторно-ключових виконавчих структур дискретних стабілізаторів напруги змінного струму // Пр. Ін-ту електродинаміки НАНУ: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2007. – №1 (16). – Ч.2. – С. 86–91.
10. *Липківський К.О., Мартинов В.В., Руденко Ю.В., Халіков В.А., Можаровський А.Г., Лебедєв Б.Б.* Дослідження та розробка напівпровідниково-трансформаторних перетворювачів для живлення електротехнологічного обладнання // Праці Інституту електродинаміки НАН України: Зб. наук. праць. – К.: ІЕД НАНУ. – 2009. – Вип. 23. – С. 72–82.
11. *Липківський К.О., Можаровський А.Г.* Дискретні стабілізатори напруги змінного струму – зони стабілізації та зони гарантованого функціонування споживачів // Техн. електродинаміка. – Тем. вип. "Проблеми сучасної електротехніки". – Ч.2. – 2008. – С. 87–88.
12. *Липківський К.О., Можаровський А.Г.* Аналіз вхідних та вихідних характеристик дискретних стабілізаторів напруги змінного струму // Техн. електродинаміка. – 2005. – №4. – С. 38–42.
13. *Липковський К.А.* Влияние параметров питающей сети на рабочую характеристику исполнительного органа дискретного стабилизатора напряжения переменного тока // Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Проблеми сучасної електротехніки". – Ч.5. – 2006. – С. 74–76.
14. *Липковський К.А.* Исполнительный орган дискретного стабилизатора напряжения переменного тока с декомпозицией ключевых элементов коммутатора // Техн. електродинаміка. – 2006. – №2. – С. 35–41.
15. *Липковський К.А.* Наши первые конференции по преобразовательной технике. Краткий исторический экскурс и комментарии // Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Силовая електроніка та енергоефективність". – Ч.2. – 2009. – С. 26–29.
16. *Липковський К.А.* Предпосылки коррекции методики расчета секционированного автотрансформатора в силовой исполнительной структуре дискретного стабилизатора напряжения переменного тока // Пр. Ін-ту електродинаміки НАН України: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2006. – №3 (15). – С. 53–55.

17. *Липковский К.А.* Состояние и перспективы развития теоретических и практических аспектов проблемы регулирования напряжения переменного тока // Техн. електродинаміка. – Тем. вип. "Силовая електроніка та енергоефективність". – Ч.1. – 2006. – С. 8–10.
18. *Липковский К.А.* Трансформаторно-ключевые исполнительные структуры преобразователей переменного напряжения. – Киев: Наук, думка, 1983. – 216 с.
19. *Липковский К.А.* Уменьшение установленной мощности секционированного автотрансформатора дискретного стабилизатора напряжения за счет переформатирования крайних секций // Техн. електродинаміка. – 2007. – №4. – С. 46–49.
20. *Липковский К.А., Можаровский А.Г.* Исполнительные структуры стабилизаторов напряжения с двумя электромагнитными элементами // Техн. електродинаміка. – 2006. – №1. – С. 31–38.
21. *Липковский К.А., Можаровский А.Г.* Модернизация закона выбора коэффициентов передачи трансформаторно-ключевой исполнительной структуры дискретного стабилизатора напряжения переменного тока // Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Силовая електроніка та енергоефективність". – 2005. – Ч.1. – С. 69–72.
22. *Липковский К.А., Можаровский А.Г.* Обобщенные зависимости токов в обмотках секционированного автотрансформатора дискретного стабилизатора напряжения от параметров поля стабилизации // Техн. електродинаміка. – 2007. – №2. – С. 20–24.
23. *Липковский К.А., Руденко Ю.В.* Особенности внешней характеристики секционированного стабилизированного источника электропитания // Техн. електродинаміка. – 2009. – №4. – С. 7–11.
24. *Липковский К.А., Руденко Ю.В.* Пути повышения точности стабилизации выходного напряжения секционированных источников вторичного электропитания // Пр. Ін-ту електродинаміки НАНУ: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2009. – Вип. 22. – С. 49–52.
25. *Липковский К.А., Руденко Ю.В.* Стабилизация выходного напряжения высоковольтных источников электропитания // Техн. електродинаміка. – 2009. – №2. – С. 36–41.
26. *Липковский К.А., Руденко Ю.В.* Установленная мощность трансформаторов в дискретных стабилизаторах напряжения переменного тока // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2009. – Вип. 24. – С. 55–59.
27. *Липковский К.А., Халиков В.А., Можаровский А.Г.* Двухтрансформаторная ТКИС – эффективный исполнительный орган дискретных стабилизаторов переменного напряжения // Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Проблеми сучасної електротехніки". – 2008. – Ч.4. – С. 59–63.
28. *Можаровський А.Г.* Дискретні стабілізатори напруги змінного струму з двотрансформаторними виконавчими структурами: автореф. дис. канд.техн.наук: спец. 05.09.12 "Напівпровідникові перетворювачі електроенергії" – Київ, 2009. – 19 с.
29. *Халіков В.А.* Ефективне управління установками дугового зварювання // Пр. Ін-ту електродинаміки НАНУ: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2007. – №1(16). – С. 48–49.
30. *Халіков В.А.* Ефективне формування та корекція вольтамперних характеристик установок дугового зварювання // Пр. Ін-ту електродинаміки НАНУ: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2006. – №2(16). – С. 172–174.
31. *Халіков В.А.* Ефективні установки дугового зварювання та їх розробка за допомогою сучасних програмних пакетів // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2005. – №2(11). – Ч.2. – С. 39–40.
32. *Халіков В.А.* Перехідні процеси при комутації трансформаторів і можливості їх уникнення // Пр. Ін-ту електродинаміки НАН У: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2008. – Вип.20. – С. 46–47.
33. *Халіков В.А., Липківський К.О., Шатан О.Ф.* Шляхи та засоби вдосконалення установок електродугового зварювання // Техн. електродинаміка. – 2009. – №1. – С. 77–80.
34. *Халіков В.А., Можаровський А.Г., Шатан О.Ф., Паханьян В.М.* Контролери установок електродугового зварювання в середовищі захисних газів // Техн. електродинаміка. – 2008. – №5. – С. 68–75.
35. *Халіков В.А., Паханьян В.М., Шатан О.Ф.* Імітаційне моделювання та корекція вольтамперних характеристик джерел струму зварювальної дуги // Техн. електродинаміка. – 2006. – №3. – С. 18–25.
36. *Халіков В.А., Можаровський А.Г.* Расчет установленной мощности двухтрансформаторных стабилизаторов напряжения дискретного действия // Техн. електродинаміка. – 2006. – №4. – С. 35–40.
37. *Шидловський А.К., Липківський К.О.* Розвиток досліджень по перетворенню та стабілізації параметрів електромагнітної енергії в Інституті електродинаміки НАН України // Техн. електродинаміка. – 2007. – №3. – С. 11–26.

Надійшла 13.10.2009

А.К. Шидловский, академик НАН Украины, **Н.И. Супруновская**, канд. техн. наук (Ин-т электродинамики НАН Украины, Киев)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЯХ РАЗРЯДНОИМПУЛЬСНЫХ УСТАНОВОК С ЕМКОСТНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ ПРИ ОГРАНИЧЕНИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЕГО РАЗРЯДА НА ЭЛЕКТРОИСКРОВОЮ НАГРУЗКУ И НЕНУЛЕВЫХ УСЛОВИЯХ ЕГО ЗАРЯДА

Проведен анализ энергетических процессов в цепях электроимпульсных установок с емкостным накопителем энергии при ограничении длительности его разряда на электроискровую нагрузку, электрическое сопротивление которой к окончанию разряда увеличивается в несколько раз. Обоснована целесообразность использования изменяемых условий заряда и разряда конденсаторов в таких установках для повышения их энергетических характеристик. Определен характер изменения энергетических характеристик электроимпульсных установок при ненулевых начальных условиях заряда и разряда конденсатора и обоснована целесообразность принудительного уменьшения длительности аperiodических разрядов конденсатора на электроискровую нагрузку.

Проведено аналіз енергетичних процесів у колах електроімпульсних установок з ємнісним накопичувачем електроенергії при обмеженні тривалості його розряду на електроіскрове навантаження, електричний опір якого до закінчення розряду збільшується в декілька разів. Обґрунтовано доцільність використання змінюваних умов заряду й розряду конденсаторів в таких установках для підвищення їхніх енергетичних характеристик. Визначено характер зміни енергетичних характеристик електроімпульсних установок при ненульових умовах заряду і розряду конденсатора та обґрунтовано доцільність примусового зменшення тривалості аперіодичних розрядів конденсатора на електроіскрове навантаження.

Введение. Применение емкостных накопителей электрической энергии (ЕНЭ) в электроимпульсных установках (ЭИУ) обеспечивает получение больших импульсных мощностей и скоростей нарастания разрядных токов в нагрузке практически без возмущения режимов потребления электрической энергии от питающей сети. Поэтому разрядноимпульсные установки нашли широкое применение при разработке новых технологий электроимпульсной обработки материалов и сред (в частности, электроэрозионной, электрогидравлической, магнитоимпульсной и т. п.).

Задачи исследования энергетических процессов в разрядноимпульсных установках значительно усложняются при изменении начальных и конечных условий переходных процессов в цепях заряда и разряда ЕНЭ, вызываемых, например, необходимостью ограничения длительности аperiodических разрядных переходных процессов.

Но в большинстве публикаций переходные процессы в электрических цепях электроимпульсных установок анализировались при разряде конденсатора до нуля и заряде при нулевом на нем начальном напряжении [1]. В то же время известно, что изменение величины и знака начального напряжения на конденсаторе может быть использовано для разработки методов высокоскоростного регулирования параметров зарядного импульса, энергии в конденсаторе, коэффициента полезного действия (КПД) зарядной цепи ЕНЭ и всей ЭИУ, а также параметрической стабилизации разрядных процессов цепи нелинейной нагрузки [9,10]. Такой подход в установках объемного электроискрового диспергирования (ОЭИД) металлов позволил реализовать регулируемую параметрическую стабилизацию энергетически эффективных режимов разряда в электроискровой нагрузке [1,7-10].

Со временем возрастала актуальность задачи повышения энергетических характеристик электрических цепей заряда и разряда конденсаторов электроимпульсных установок при изменяемых условиях переходных процессов в этих цепях, в частности, при принудительном ограничении длительности разрядных процессов независимо от характера изменения сопротивления нагрузки.

Поэтому **целью** данной работы является обобщение результатов анализа переходных процессов в зарядных и разрядных цепях электроимпульсных установок с учетом изменения начальных и конечных условий протекания таких процессов, а также рекомендаций по повышению энергетических характеристик исследуемых цепей и уменьшению длительности импульсных токов в нелинейной нагрузке.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- разработаны критерии оценки энергетических характеристик апериодического и колебательного заряда конденсатора при изменяемом начальном напряжении на конденсаторе;
- установлены закономерности изменения КПД и дозы энергии, поступающей в конденсатор, и напряжения его разряда при изменении начальных условий переходных процессов;
- исследованы энергетические процессы разряда конденсатора на нелинейную нагрузку при скачкообразном изменении ее сопротивления на временных интервалах, близких к окончанию разряда.

Проведение исследований и анализ результатов. На рис. 1 показана схема формирователя разрядных импульсов (ФРИ) ЭИУ, для которой проводился анализ переходных процессов в зарядной, разрядной и перезарядной цепях конденсатора для реализации энергоэффективных обратных связей.

Особенности заряда конденсатора при изменении начального напряжения. Конденсатор емкостью C (рис.1) заряжался от формирователя постоянного напряжения (ФПН) с выходным напряжением $U_{ФПН}$ через резистор R , катушку индуктивности L и зарядный тиристорный коммутатор VT .

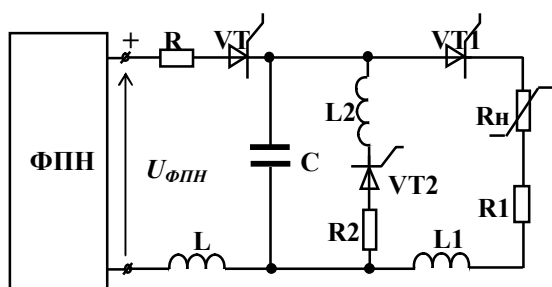


Рис. 1

Был проведен анализ *апериодического заряда* конденсатора при изменяемых начальных напряжениях на конденсаторе $U_{0C} = var$ в диапазоне $-U_{ФПН} < U_{0C} < +U_{ФПН}$ [8]. При этом начальные и конечные условия для тока в его зарядной цепи были нулевыми: $i(t=0) = i(t=\infty) = 0$. Коммутатор VT считался идеальным ключом без энергетических потерь, но его введение ограничивало продолжительность апериодического заряда конденсатора, который прекращался тогда, когда ток в цепи становился меньшим тока удержания тиристорного ключа во включенном состоянии. В работе был выбран

ток удержания $\sim 0,5$ А, соответствующий тиристорам типа ТБ 353, рабочие токи от 250 до 1000 А [6].

Параметры зарядной цепи выбирались такими, чтобы выполнялось условие $\sqrt{L}/(\sqrt{CR}) = Q \leq 0,5$, где Q — добротность зарядной цепи.

Определены следующие характеристики зарядной цепи [8], они приведены в табл. 1:

— доза энергии, отбираемая от ФПН, и доза, поступающая в конденсатор за время его заряда,:

$$W_{ФПН} = C U_{ФПН} (U_{ФПН} - U_{0C}); \quad W_C = C(U_{ФПН}^2 - U_{0C}^2)/2; \quad (1,2)$$

— энергия потерь в зарядной цепи и КПД заряда конденсатора:

$$W_{потерь} = W_{ФПН} - W_C = C(U_{ФПН} - U_{0C})^2/2; \quad \eta = W_C / W_{ФПН} = (U_{ФПН} + U_{0C})/2U_{ФПН}. \quad (3,4)$$

Таблица 1

$U_{0C}/U_{ФПН}$	0	0,5	0,8
$W_{потерь}^*$	0,5	0,125	0,02
W_C^*	0,5	0,375	0,18
КПД, η	0,5	0,75	0,9
$W_{ФПН}^*$	1	0,5	0,2

Как видно, привычное значение КПД $\eta = 0,5$ [2] имеет место только при нулевом начальном напряжении на конденсаторе, а при увеличении начального напряжения U_{0C} $\eta \rightarrow 1$. Но при изменении величины U_{0C} изменяется и доза энергии W_C , поступающая в конденсатор от ФПН, поэтому были исследованы пути стабилизации средней мощности, потребляемой от ФПН. Было показано, что такую стабилизацию можно осуществить, изменяя величину емкости C и/или частоту f заряда конденсатора за единицу времени [8]. Таким образом, был разработан метод стабилизации дозы энергии, потребляемой от ФПН за продолжительное время T , при заряде конденсатора с КПД $\eta \approx 0,8 - 0,9$.

В мощных ЭИУ обычно используется *колебательный заряд* конденсатора, поэтому в работе были определены энергетические характеристики зарядной цепи за время заряда конденсатора до момента отключения тока тиристорным коммутатором ($t = t_{U_{max}} = \pi/\omega_0$) [7]

$$W_{ФПН} = CU_{ФПН}^2 \beta (1 + e^{-\pi/2Q}); \quad W_C = CU_{ФПН}^2 \beta (1 + e^{-\pi/2Q}) \{1 - 0,5\beta (1 - e^{-\pi/2Q})\} \quad (5,6)$$

$$\eta = W_C / W_{ФПН} = 1 - 0,5\beta (1 - e^{-\pi/2Q}), \quad \text{где } \beta = 1 - U_{0C} / U_{ФПН}. \quad (7)$$

Исследована зависимость максимального напряжения, до которого зарядится конденсатор при колебательном заряде от ФПН за время $t = \pi/\omega_0$, от начальных напряжений на конденсаторе [7]. Было показано, что при определенных условиях величина напряжения заряда конденсатора может превышать двойное напряжение ФПН (например, при начальном напряжении на конденсаторе $U_{0c} = -U_{ФПН}$ и добротности контура $Q = 30$ конденсатор зарядится до напряжения $U_{1c} \approx 3 U_{ФПН}$). Таким образом, в некоторых случаях можно обходиться без повышающего трансформатора.

На рис. 2 показаны приведенные к $CU_{ФПН}^2$ зависимости дозы энергии W_C^* , поступающие в конденсатор (рис. 2,а), и КПД зарядной цепи η (рис. 2,б) от начального напряжения на конденсаторе ($U_{0c} / U_{ФПН}$) при различных добротностях зарядной цепи. Из рис.2 видно, что при $Q \geq 20$ значения $\eta > 0,9$ во всем диапазоне изменения U_{0c} . При этом использование значений $U_{0c} < 0$ дает возможность повышать напряжение заряда до значений, превышающих $2U_{ФПН}$.

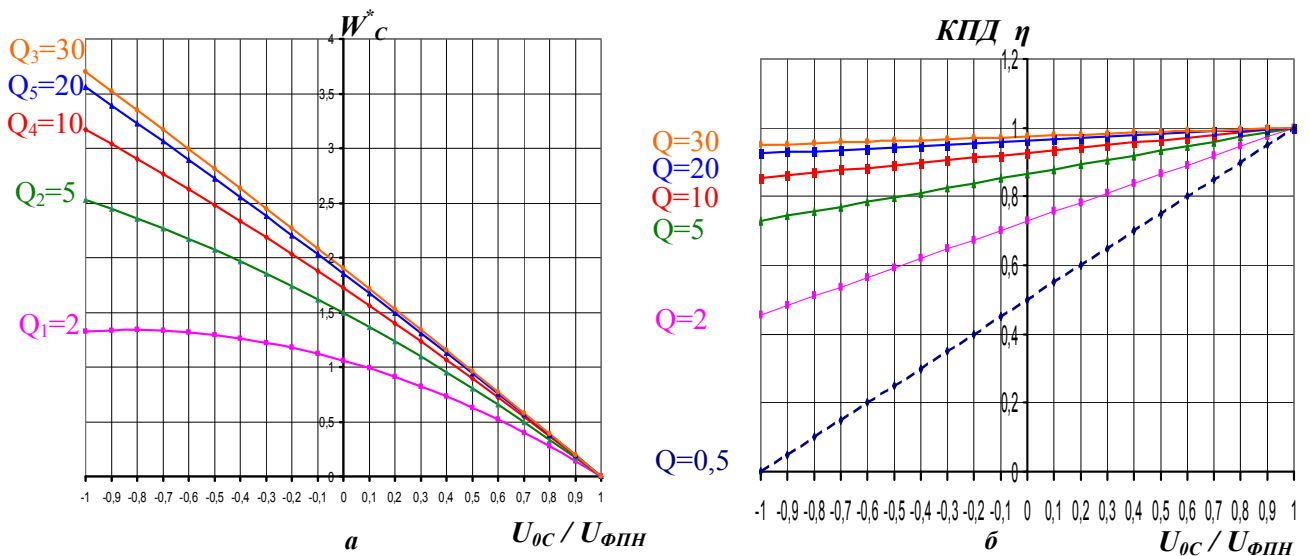


Рис. 2

Анализ соотношения между дозой энергии, поступающей в конденсатор, и энергией потерь при изменяемых начальных напряжениях на конденсаторе в диапазоне $-U_{ФПН}$ до $+U_{ФПН}$ позволил определить энергоэффективные режимы как для аperiodического, так и для колебательного зарядов конденсатора. Так, например, для аperiodического заряда определен режим, в котором энергия потерь уменьшается в 25 раз, а поступающая в конденсатор доза энергии – меньше, чем в 3 раза. Для колебательного процесса определен режим, в котором энергия потерь уменьшается в 80 раз при уменьшении поступающей в конденсатор дозы энергии в 8 раз.

Было установлено, что для аperiodического и колебательного процессов являются идентичными выражения, определяющие f и C^* , при которых от ФПН потреблялась неизменная мощность [7,8], а также что при аperiodическом и колебательном зарядах конденсатора от ФПН КПД линейно увеличивается с увеличением величины начального напряжения U_{0c} .

В колебательной цепи при увеличении напряжения U_{0c} возрастает также отношение W_C^* к $W_{потерь}^*$, причем, чем выше добротность Q , тем больше это возрастание. Таким образом, возможно реализовать заряд конденсатора с высоким КПД ($\eta > 0,7$ как для аperiodических, так и для колебательных режимов) за счет увеличения начального напряжения U_{0c} , причем в высокодобротных зарядных цепях ($Q \geq 20$) возможно повышать напряжение заряда конденсатора до $U_{Cmax}^* > 2 U_{ФПН}$ (в 1,6 раза) при $\eta > 0,9$.

Особенности разряда конденсатора на электроискровую нагрузку. Известно, что сопротивление некоторых электрических нагрузок функционально зависит от напряжения заряда конденсатора. Поэтому важно иметь возможность регулирования этого напряжения.

На рис. 3, а показаны характерные изменения электрического сопротивления электроискровой нагрузки в установках ОЭИД металлов. Сопротивление такой нагрузки нелинейно изменяется от разряда к разряду в зависимости от многих факторов. Поэтому в исследованиях оно оценивалось по усредненному по данным многих экспериментов изменению сопротивления за длительность периода повторения разрядов (кривая 1 на рис. 3, б).

Для анализа энергетических процессов обычно использовалось линейное сопротивление нагрузки (прямая 2 на рис. 3, б), определяемое как $R_{н0} = \frac{\int_0^{\tau_{ПИ}} i^2(t) R_n(t) dt}{\int_0^{\tau_{ПИ}} i^2(t) dt}$, где $\tau_{ПИ}$ – длительность разрядного импульса тока $i(t)$.

Из рис. 3 видно, что сопротивление электроискровой нагрузки к окончанию разрядного импульса тока экспоненциально увеличивается во много раз. Это увеличение аппроксимировалось ступенчатой функцией (ломаная линия 3 на рис. 3, б) $R'_n(t) = \begin{cases} R'_{н1}, & 0 < t \leq t_1; \\ R'_{н2}, & t_1 < t \leq t_2. \end{cases}$, которая отражает скачко-

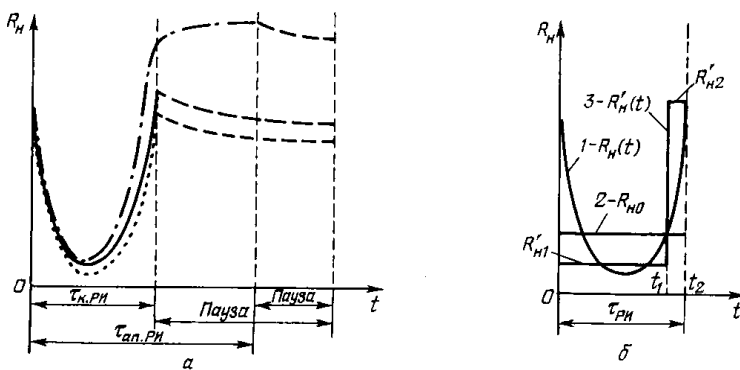


Рис. 3

образное увеличение сопротивления нагрузки в конце разрядного импульса и является более точной энергетической моделью нелинейного сопротивления $R_n(t)$, чем $R_{н0}$. Представление $R'_n(t) = R'_{н1}$ при $0 < t \leq t_1$ основывалось на том, что изменение $R_n(t)$ до максимума тока достаточно детерминировано, и поэтому в этом временном интервале для такого сопротивления можно довольно просто найти энергетически эквивалентное линейное сопротивление.

При работе на электроискровую нагрузку параметры разрядной цепи подбираются таким образом, чтобы был реализован колебательный разряд накопительного конденсатора [1,3,4,7–10]. Это дает возможность формировать в нагрузке искроразрядные импульсы длительностью 20-80 мкс и реализовывать высокие частоты разрядных циклов, а также производительность ЭИУ. Но электрическое сопротивление такой нагрузки к концу разрядного импульса может скачкообразно увеличиться случайным образом в несколько раз, что вызывает возникновение длительного аperiodического разряда конденсатора на нагрузку. Длительность импульсных токов в нагрузке может возрасти в 20 и более раз, что является недопустимым. Для устранения таких режимов в ЭИУ параллельно нагрузке обычно подключают шунтирующий резистор, в котором потери электроэнергии составляют более 50 %. Но и при этом длительность разрядных импульсов в нагрузке уменьшается всего в 2–6 раз.

Отметим, что скачкообразное увеличение сопротивления нагрузки в ходе разряда конденсатора вызывает новый переходный процесс при ненулевых начальных условиях как по напряжению на конденсаторе, так и по току через разрядную индуктивность. В результате анализа такого двухстадийного переходного процесса были получены выражения для напряжения на конденсаторе и тока в разрядной цепи при указанных ненулевых начальных условиях для всех возможных режимов разряда конденсатора [3,5]:

– аperiodического разряда ($Q_1 < 0,5$)

$$u_c = \frac{e^{-R_p t / 2L_1}}{2Ca} \left[e^{at} \left(U_0 C \left(a + \frac{R_p}{2L_1} \right) - I_0 \right) + e^{-at} \left(U_0 C \left(a - \frac{R_p}{2L_1} \right) + I_0 \right) \right]; \quad (8)$$

$$i_1 = \frac{e^{-R_p t / 2L_1}}{2a} \left[e^{at} \left(\frac{U_0}{L_1} + \left(\frac{R_p}{2L_1} - a \right) I_0 \right) + e^{-at} \left(-\frac{U_0}{L_1} + \left(a + \frac{R_p}{2L_1} \right) I_0 \right) \right], \quad (9)$$

где $a = \sqrt{R_p^2 / 4L_1^2 - (L_1 C)^{-1}}$;

— критического (предельного) апериодического разряда ($Q_1 = 0,5$)

$$u_c = e^{-\frac{R_p t}{2L_1}} \left(U_0 - t \left(\frac{I_0}{C} - \frac{U_0 R_p}{2L_1} \right) \right), \quad i_1 = -C e^{-\frac{R_p t}{2L_1}} \left(-\frac{U_0 R_p}{2L_1} - \left(\frac{I_0}{C} - \frac{U_0 R_p}{2L_1} \right) \left(1 - \frac{R_p t}{2L_1} \right) \right) \quad (10,11)$$

— колебательного разряда ($Q_1 > 0,5$)

$$u_c = e^{-R_p t / 2L_1} \left[\frac{1}{b} \left(\frac{U_0 R_p}{2L_1} - \frac{I_0}{C} \right) \sin bt + U_0 \cos bt \right], \quad i_1 = e^{-R_p t / 2L_1} \left[\frac{1}{b} \left(\frac{U_0}{L_1} - \frac{I_0 R_p}{2L_1} \right) \sin bt + I_0 \cos bt \right] \quad (12,13)$$

где $b = \sqrt{(L_1 C)^{-1} - R_p^2 / 4L_1^2}$, $R_p = R_n + R_l$, а Q_1 — добротность разрядной цепи.

Был проведен анализ увеличения длительности переходных процессов в разрядной цепи конденсатора при скачкообразном увеличении сопротивления нагрузки в 5, 10, 20 раз в момент времени, близкий к окончанию импульсного тока в нагрузке при колебательных разрядах. Анализ показал, что скачкообразное увеличение сопротивления нагрузки при разрядном токе, равном по величине 85% своего амплитудного значения, приводит к значительному удлинению процесса разряда конденсатора. Так, увеличение $R_{н0}$ в 5 раз увеличило длительность $\tau_{рИ}$ в 7 раз. При увеличении $R_{н0}$ в 10 и 20 раз длительность $\tau_{рИ}$ увеличилась соответственно в 13 и 23 раза.

Энергетические процессы при регулировании длительности разрядных токов. С энергетической точки зрения оптимальным является критический разряд конденсатора, когда вся его энергия рассеивается в цепи нагрузки. Однако для реализации многократных зарядно-разрядных циклов такие режимы непригодны из-за неоправданно больших длительностей переходных процессов.

Для разработки эффективного метода уменьшения длительности разрядных импульсов проведены исследования энергетических параметров в цепи разряда конденсатора ($C-VT_1-R_n-R_l-L_1-C$, рис. 1) на электроискровую нагрузку и проанализировано соотношение энергии, рассеянной в нагрузке, и энергии, оставшейся в реактивных элементах цепи к рассматриваемому моменту времени [3] (табл.2).

Таблица 2

		t , мкс	60	70	80	90	100
$Q_1 = 0,3$ $\tau_{рИ} = 522$ мкс	$W_n^*(t)$		76,5	82,6	87,1	90,4	92,6
	$W_c^*(t)$		23,5	17,4	12,9	9,6	7,1
	$W_L^*(t)$ $W_c^*(t)$	2,3 21,1	1,7 15,7	1,3 11,6	0,96 8,6	0,71 6,4	
$Q_1 = 0,5$ $\tau_{рИ} = 252$ мкс	$W_n^*(t)$		90,2	94,8	97,3	98,6	99,3
	$W_c^*(t)$		9,8	5,2	2,7	1,4	0,007
	$W_L^*(t)$ $W_c^*(t)$	3,4 6,4	1,9 3,3	1 1,7	0,006 0,008	0,003 0,004	
$Q_1 = 0,7$ $\tau_{рИ} = 100$ мкс	$W_n^*(t)$		95	98,4	99,5	99,8	99,8
	$W_c^*(t)$		5	1,6	0,5	0,18	0,16
	$W_L^*(t)$ $W_c^*(t)$	1 4	0,1 1,5	0,2 0,3	0,12 0,06	0 0,16	
$Q_1 = 1$ $\tau_{рИ} = 81$ мкс	$W_n^*(t)$		94,7	97	97,3	97,3	97,3
	$W_c^*(t)$		5,3	3	2,7	2,7	2,7
	$W_L^*(t)$ $W_c^*(t)$	4,9 0,4	1 2	0,007 2,693	0 2,7	0 2,7	
$Q_1 = 1,5$ $\tau_{рИ} = 75$ мкс	$W_n^*(t)$		87,5	89,1	89,1	89,1	89,1
	$W_c^*(t)$		12,5	10,9	10,9	10,9	10,9
	$W_L^*(t)$ $W_c^*(t)$	6,2 6,3	0,5 10,4	0 10,9	0 10,9	0 10,9	

В табл. 2 приведены результаты анализа изменения во времени энергии $W_n^*(t)$, переданной в нагрузку, а также энергии $W_k^*(t)$, оставшейся в реактивных элементах контура, и ее составляющих $W_C^*(t)$ и $W_L^*(t)$ - энергий, оставшихся соответственно в конденсаторе и катушке индуктивности, при разных добротностях разрядного контура Q_1 . Все энергии даны в относительных единицах, они приведены к величине W_{C0} - энергии, накопленной в конденсаторе при нулевом начальном напряжении.

Анализ данных табл. 2, показал, что при еще довольно больших токах в контуре (от 40 до 60% от амплитудного значения) большая часть (от 77 до 95%) энергии конденсатора уже рассеялась в разрядной цепи. При этом время, за которое энергия рассеялась в нагрузку, для апериодических режимов разряда конденсатора во много раз меньше длительности этого разрядного процесса (до 9 раз), поэтому разряд через нагрузку можно прерывать.

Такое прерывание осуществлялось включением в определенный момент времени дополнительного тиристора, шунтирующего нагрузку, и определены условия по выбору этого момента [3,5].

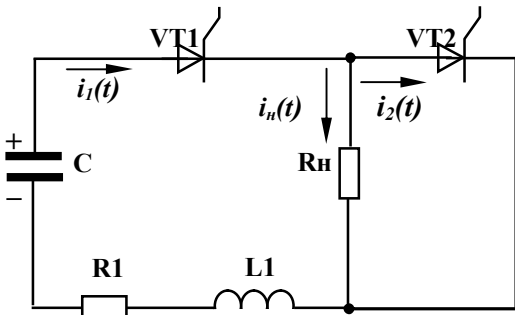


Рис. 4

сопротивление нагрузки R_n ; начальная добротность разрядного контура $Q_1 = 0,3$ б) тока $i_2(t)$, проходящего через тиристорный коммутатор VT_2 после его включения в момент $t_1 = 60$ мкс; $Q_1 = 30$ в) тока в цепи $i_1(t)$ с учетом обоих переходных процессов: включения VT_1 и включения VT_2 (t_2 - время закрытия тиристора VT_2); начальная добротность $Q_1 = 0,3$, а после включения тиристора $VT_2 - Q_1 = 30$.

Анализ показал, что включение в момент времени t_1 шунтирующего тиристора VT_2 уменьшает длительность разряда конденсатора в 2 - 4 раза и строго фиксирует время протекания импульса тока через нагрузку. Потери энергии при этом увеличиваются на 5 - 23%, что является вполне приемлемым по сравнению с получаемым преимуществом - возможностью повышения частоты разрядных циклов.

Проводилось также численное моделирование, выполненное в пакете MATLAB/ SIMULINK. Нелинейное сопротивление электроискровой нагрузки при этом моделировалось функцией, отражающей U-образный характер его изменения $R_n(i) = (R_0 - R_{\min})e^{-i/I_R} + R_{\min}$, где R_0 и R_{\min} - соответственно начальное и минимальное значение R_n , а I_R - величина тока, при которой R_n уменьшается в $e = 2,71$ раз [5].

Проводились также экспериментальные исследования разряда конденсатора на электроискровую нагрузку, представляющую собой слой алюминиевых гранул между электродами, погруженными в воду. Анализ показал достаточно точное совпадение полученных зависимостей тока в разрядной цепи и напряжения на конденсаторе при аналитическом расчете переходных процессов разряда конденсатора на электроискровую нагрузку при шун-

На рис. 4 показана разрядная цепь накопительного конденсатора, в которой в определенный момент $t_1 = (2 \div 3) \cdot t'$ (где t' - время нарастания тока до амплитудного значения) подключается шунтирующий тиристор VT_2 .

На рис.5 показаны результаты исследования переходных процессов в этой цепи: а) тока $i_n(t)$, проходящего через

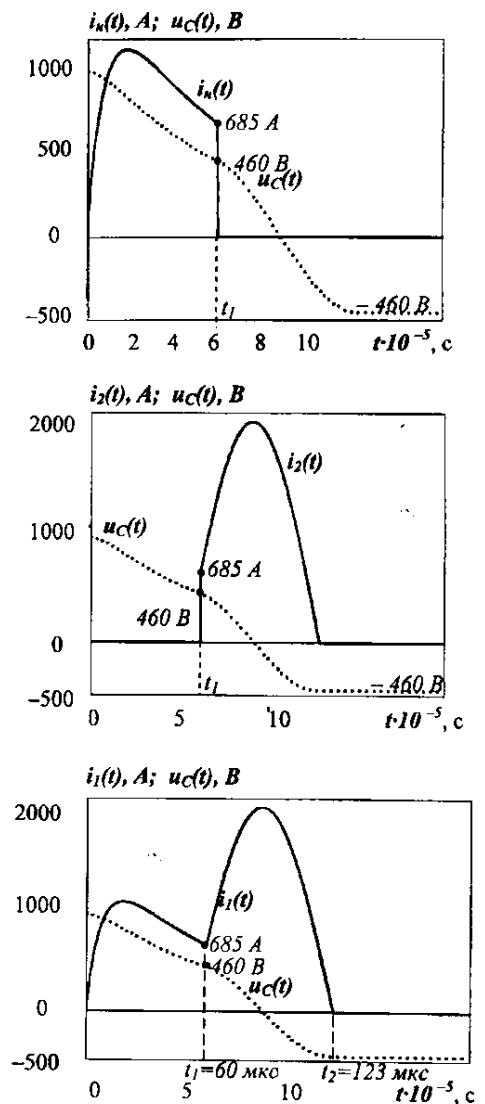


Рис. 5, а, б, в

тировании ее тиристором VT_2 в определенный момент времени с соответствующими зависимостями, полученными при моделировании и снятыми в ходе эксперимента (ошибка составляла 0,5 – 5 %).

Выводы. 1. Для повышения энергетических характеристик зарядно-разрядных цепей конденсатора в электроимпульсных установках при заряде конденсатора от формирователя постоянного напряжения и последующем его разряде на электроискровую нагрузку, электрическое сопротивление которой может скачкообразно увеличиться в несколько раз, целесообразным является использование изменяемых условий заряда и разряда конденсатора.

2. Установленные закономерности изменения КПД и дозы энергии в элементах зарядного контура конденсатора при изменении начальных условий переходного процесса позволяют осуществить выбор интервала изменения начальных напряжений на конденсаторе с целью повышения КПД апериодического процесса заряда на 20–30 %, а напряжения колебательного заряда – в 1,6 раза.

3. Временной интервал, за который в электроискровой нагрузке поглощается 90% энергии накопительного конденсатора, почти в 9 раз меньше, чем длительность апериодического разряда конденсатора. Включение по истечении указанного времени тиристора, шунтирующего нагрузку, позволяет в 2–4 раза уменьшать длительность апериодических разрядов и жестко регулировать время протекания импульсного тока через нагрузку. Это дает возможность увеличить частоту зарядно-разрядных циклов конденсатора и исключить аварийные режимы установки, возникающие при больших длительностях импульсных токов в нагрузке.

4. Изменение момента включения тиристора, шунтирующего электроискровую нагрузку, может быть положено в основу метода энергоэффективного регулирования длительности импульсных токов в нагрузке независимо от стохастического изменения ее сопротивления.

1. Асанов У.А., Цой А.Д., Щерба А.А., Казекин В.И. Электроэрозионная технология химических соединений и порошков металлов. – Фрунзе: Илим, 1990. – 255с.

2. Зевеке Г.В., Ионкин П.А., Нетушил А.В., Страхов С.В. Основы теории цепей – М.: Энергия, 1975. – 752 с.

3. Супруновская Н.И. Переходные процессы при разряде конденсатора на электроискровую нагрузку и ограничении длительности протекающих в ней импульсных токов // Техн. електродинаміка. – 2008. – № 5. – С. 20–26.

4. Супруновская Н.И. Энергетические характеристики при изменении начальных условий колебательного заряда конденсатора от источника постоянного напряжения // Техн. електродинаміка. – 2008. – № 4. – С. 27–33.

5. Супруновская Н.И., Шевченко Н.И., Подольцев А.Д. Моделирование и анализ импульсных процессов в электроискровой нагрузке и разрядном контуре конденсатора // Техн. електродинаміка Тем. вип. "Силовая електроніка та енергоефективність". – 2008. – Ч.3. – С. 109–114.

6. *Тиристоры*: Справочник / О.П. Григорьев, В.Я. Замятин, Б.В. Кондратьев, С.Л. Пожидаев. – М.: Радио и связь, 1990. – 272 с.

7. Шидловский А.К., Щерба А.А., Муратов В.А. Формирование выходных характеристик преобразователя с учетом свойств объемной электроэрозионной нагрузки // Техн. електродинаміка. – 1988. – №1. – С. 28–34.

8. Щерба А.А., Супруновская Н.И. Повышение энергетических характеристик при апериодической зарядке конденсатора от источника постоянного напряжения за счет изменения начальных напряжений на конденсаторе // Праці Ін-ту електродинаміки НАН України. – 2008. – Вип.19. – С. 113–119.

9. Щерба А.А. Принципы построения и стабилизации параметров полупроводниковых электроимпульсных систем электроискрового диспергирования слоя токопроводящих материалов // Стабилизация параметров электрической энергии. – Киев: ИЭД АН Украины, 1991. – С.12–30.

10. Щерба А.А. Тиристорные системы электропитания технологических установок с параметрической стабилизацией выходных характеристик // Преобразование и стабилизация параметров электрической энергии. – Киев: ИЭД НАНУ, 1996. – С.18–27.

Надійшла 10.11.09

В.М.Михальський, канд.техн.наук, **В.М.Соболев**, канд.техн.наук, **В.В.Чопик**, **І.А.Шаповал**, канд.техн.наук (Ін-т електродинаміки НАН України, Київ)

КЕРУВАННЯ АВТОНОМНИМИ ІНВЕРТОРАМИ НАПРУГИ ІЗ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯМ МАКСИМАЛЬНОГО КОЕФІЦІЄНТА МОДУЛЯЦІЇ ПРИ НЕСПОТВОРЮЮЧОМУ ФОРМУВАННІ ВИХІДНОЇ НАПРУГИ ЗАСОБАМИ МОДИФІКОВАНОЇ ШІМ

Розглянуто вибір стаціонарних станів ключів автономного інвертора напруги для здійснення ШІМ, порядок їх чергування та визначення відносних тривалостей застосування на циклі модуляції для забезпечення неспотворюючого формування вихідної напруги з максимальним коефіцієнтом використання напруги живлення.

Рассмотрен выбор стационарных состояний ключей автономного инвертора напряжения для осуществления ШИМ, порядок их чередования и определение относительных длительностей применения на цикле модуляции для обеспечения неискажающего формирования выходного напряжения с максимальным коэффициентом использования напряжения питания.

Вступ. Проблеми формування високоякісної вихідної напруги автономних інверторів напруги (АІН) інтенсивно вивчаються спеціалістами у всьому світі, починаючи з другої половини 50-х років минулого століття. Найпоширенішим методом керування АІН є широтно-імпульсна модуляція (ШІМ). Вивченню ШІМ в АІН присвячено багато досліджень, проведених за останні десятиріччя [1–11]. Основні проблеми ШІМ полягають у раціональному виборі стаціонарних станів ключів АІН для використання на періоді (циклі) модуляції, визначенні порядку їх чергування та відносних тривалостей їхнього застосування. Від цього вибору залежить не тільки можливість забезпечення максимального теоретично можливого коефіцієнта модуляції (коефіцієнта використання напруги вхідного джерела живлення АІН), але і якість формованої вихідної напруги.

Метою статті є визначення та порівняння методів імплементації складових нульової послідовності в модуляційні функції керування ключами АІН для забезпечення неспотворюючого формування вихідної напруги при максимальному коефіцієнті модуляції.

Розглянемо процеси формування вихідної напруги в трьохфазних інверторах напруги з ШІМ. Для того, щоб підкреслити ідентичність фізичних процесів при використанні скалярних та векторних підходів неспотворюючого формування вихідної напруги АІН, на першому етапі будуть визначені і описані всі методи забезпечення максимально можливого коефіцієнта передачі напруги з виведенням відповідних рівнянь та співвідношень з використанням виключно скалярних підходів. Перехід до концепції просторового вектора та отримання за допомогою цієї концепції аналогічних інструментів і методів для формування вихідної напруги в максимально можливому діапазоні без спотворень годографа, описаного кінцем просторового вектора цієї напруги, буде здійснено на наступному етапі досліджень, після чого буде показана тотожність скалярного і векторного формувань вихідної напруги АІН при використанні широтно-імпульсної модуляції.

На рис. 1 показано максимально спрощену схему АІН. На схемі джерело живлення умовно розбивається на дві рівні частини, кожна з яких – $U_{dc}/2$. Така розбивка допомагає в аналізі процесів ШІМ при застосуванні підходів і методів, що дозволяють підвищити коефіцієнт передачі, тобто коефіцієнт використання вхідної напруги U_{dc} для отримання теоретичного максимуму неспотвореної вихідної напруги інвертора [5–8]. Умовний

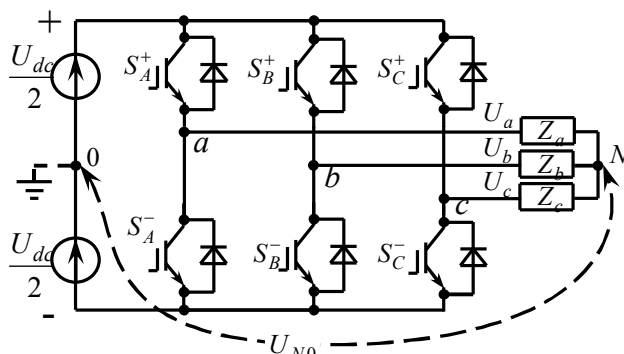


Рис. 1

потенціал точки "0" (рис. 1) ділить різницю потенціалів між позитивною та негативною шинами ланки постійного струму інвертора на дві рівні частини.

© Михальський В.М., Соболев В.М., Чопик В.В., Шаповал І.А., 2010

Інвертор складається з шести повністю керованих двоквADRантних ключів $S_A^+, S_B^+, S_C^+, S_A^-, S_B^-, S_C^-$. Кожен з ключів складається з повністю керованого елемента (транзистора, тиристора, що закривається примусово по управляючому електроду тощо) та зворотного діода, що відкривається і закривається пасивно. Навантаження АІН зображено у вигляді трьох опорів Z_a, Z_b, Z_c , з'єднаних в зірку для зручності розгляду процесів формування вихідних напруг і струмів. Середня точка навантажувальної зірки N має зважений потенціал, який не є фіксованим і залежить від комбінацій увімкнених і розімкнених ключів $S_A^+ \div S_C^-$. Навантаження Z_a, Z_b, Z_c приймаємо однаковими (симетричними) і лінійними, адже вихідна напруга U_{aN}, U_{bN}, U_{cN} формується співвідношеннями опорів навантаження, і найменша несиметрія або нелінійність однозначно вплине на процес формування вихідної напруги.

Розглянемо стаціонарні стани ключів АІН, в яких неможливі аварійні ситуації (наприклад, струми короткого замикання між позитивною та негативною шинами інвертора). Коректні (дозволені) стаціонарні стани ключів передбачають, що в кожній із стійок (поєдновано з'єднані ключі $S_A^+, S_A^-; S_B^+, S_B^-; S_C^+, S_C^-$) один з ключів перебуває у увімкненому стані, а другий – у розімкненому. До дозволених станів можуть належати і такі, в яких обидва ключі розімкнені, а струм навантаження протікає через зворотні діоди, але при розгляді проблем ШІМ ці стани не розглядаються, бо вони є додатковими і дійсними тільки на час перехідного процесу перемикання ключів.

Основних коректних станів ключів АІН є вісім: два нульових (пасивних) – S_0 (000), коли увімкнено ключі S_A^-, S_B^-, S_C^- і всі фази навантаження під'єднано до негативної шини джерела постійного струму $-U_{dc}$, та S_7 (111), в якому увімкнено ключі S_A^+, S_B^+, S_C^+ , а всі фази навантаження під'єднано до позитивної шини джерела постійного струму $+U_{dc}$, і шість ненульових (активних) станів S_1 (100), S_2 (110), S_3 (010), S_4 (011), S_5 (001), S_6 (101).

Використовуючи дані таблиці, можна визначити всі співвідношення між вихідними напругами АІН для кожного зі стаціонарних станів.

	U_{a0}	U_{b0}	U_{c0}	U_{ab}	U_{bc}	U_{ca}	U_{aN}	U_{bN}	U_{cN}	U_{N0}
S_0	$-U_{dc}/2$	$-U_{dc}/2$	$-U_{dc}/2$	0	0	0	0	0	0	$-U_{dc}/2$
S_1	$U_{dc}/2$	$-U_{dc}/2$	$-U_{dc}/2$	U_{dc}	0	$-U_{dc}$	$2U_{dc}/3$	$-U_{dc}/3$	$-U_{dc}/3$	$-U_{dc}/6$
S_2	$U_{dc}/2$	$U_{dc}/2$	$-U_{dc}/2$	0	U_{dc}	$-U_{dc}$	$U_{dc}/3$	$U_{dc}/3$	$-2U_{dc}/3$	$U_{dc}/6$
S_3	$-U_{dc}/2$	$U_{dc}/2$	$-U_{dc}/2$	$-U_{dc}$	U_{dc}	0	$-U_{dc}/3$	$2U_{dc}/3$	$-U_{dc}/3$	$-U_{dc}/6$
S_4	$-U_{dc}/2$	$U_{dc}/2$	$U_{dc}/2$	$-U_{dc}$	0	U_{dc}	$-2U_{dc}/3$	$U_{dc}/3$	$U_{dc}/3$	$U_{dc}/6$
S_5	$-U_{dc}/2$	$-U_{dc}/2$	$U_{dc}/2$	0	$-U_{dc}$	U_{dc}	$-U_{dc}/3$	$-U_{dc}/3$	$2U_{dc}/3$	$-U_{dc}/6$
S_6	$U_{dc}/2$	$-U_{dc}/2$	$U_{dc}/2$	U_{dc}	$-U_{dc}$	0	$U_{dc}/3$	$-2U_{dc}/3$	$U_{dc}/3$	$U_{dc}/6$
S_7	$U_{dc}/2$	$U_{dc}/2$	$U_{dc}/2$	0	0	0	0	0	0	$U_{dc}/2$

З можливих варіантів широтно-імпульсної модуляції зупинимось на розгляді найрозповсюдженішого та найпростішого в реалізації – варіанта двосторонньої (симетричної) модуляції.

Опорний сигнал у цьому випадку має рівносторонню трикутну форму, за якої при зміні сигналу завдання обидва фронти вихідних імпульсів $S_A \div S_C$ змінюють своє розташування на півперіодах ШІМ на відміну від односторонньої модуляції, в процесі якої зміна значення сигналів завдання призводить до зміни розташування тільки одного з цих фронтів.

На рис. 2 показано часові діаграми сигналів, пояснюючих функціонування системи керування АІН. Синусоїдальні сигнали заданих вихідних напруг u_{a0}, u_{b0}, u_{c0} порівнюються з опорним сигналом u_{on} , в результаті чого формуються сигнали керування ключами $S_A \div S_C$. На збільшеному фрагменті діаграми S_A, S_B, S_C сірим фоном позначено інтервали часу, протягом яких увімкнено ключі S_A^+, S_B^+, S_C^+ , під'єднані до позитивної шини $+U_{dc}$.

Трифазна система заданих вихідних напруг запишеться таким чином:

$$u_{a0} = u_m \cos \theta; \quad u_{b0} = u_m \cos(\theta - 2\pi/3); \quad u_{c0} = u_m \cos(\theta - 4\pi/3), \quad (1)$$

де u_m – відповідне амплітудне значення синусоїд заданих вихідних напруг; θ – поточний кут на періоді вихідної напруги. У масштабі сигналів завдання прийемо умовно $u_{dc}/2$ як еквівалент $U_{dc}/2$ на рис. 1 та в таблиці. Відношення $u_m/(u_{dc}/2)$ будемо називати коефіцієнтом модуляції m .

Перепишемо (1) у такому вигляді:

$$\begin{aligned} u_{a0} &= (u_{dc}/2)m \cos \theta; \\ u_{b0} &= (u_{dc}/2)m \cos(\theta - 2\pi/3); \\ u_{c0} &= (u_{dc}/2)m \cos(\theta - 4\pi/3). \end{aligned} \quad (2)$$

На рис. 2 амплітуда опорного сигналу $(-1 \div +1)$ відповідає значенню $u_{dc}/2$ $(+1 \div +u_{dc}/2; -1 \div -u_{dc}/2)$. Кожний з часових інтервалів $T_S/2$ відповідає половині періоду опорного сигналу і, відповідно, половині періоду ШІМ, адже в зв'язку з тим, що ШІМ двостороння, опорний сигнал двічі за період порівнюється з сигналом кожної із заданих вихідних напруг. Іншими словами, коефіцієнт модуляції є відношенням амплітуди сигналу завдання вихідної напруги до амплітуди опорного сигналу. Зауважимо, що в більшості сучасних реалізацій опорний сигнал та сигнали завдання не існують фізично, це величини, які задаються математично.

Частота ШІМ визначається так: $f_{ШІМ} = 1/T_S$. ШІМ (рис. 2) можна визначити як модуляцію за синусоїдальним законом, позначимо її як СИНШІМ. Максимальне значення вихідної напруги буде отримано, коли амплітуди сигналів u_{a0}, u_{b0}, u_{c0} досягнуть амплітуди опорного сигналу ± 1 , тобто при $m=1$.

З використанням гармонічного аналізу Фур'є визначено, що амплітуда першої гармонічної АІН при роботі в режимі шестикутника дорівнює $U_{1mгекс} = 2U_{dc}/\pi$.

Відношення амплітуди першої гармоніки вихідної напруги до амплітуди $U_{1mгекс}$ називається нормованим індексом:

$$\begin{aligned} M &= U_{1m} / U_{1mгекс} = U_{a0} / U_{1mгекс} = \\ &= (U_{dc}/2) / (2U_{dc}/\pi) = \pi/4 \approx 0,785. \end{aligned}$$

Таким чином, при використанні СИНШІМ максимально досяжним значенням M при несповторюючому формуванні вихідної напруги є 0,785.

Виходячи з рівняння (2), запишемо вирази для лінійних вихідних напруг АІН:

$$U_{ab} = \sqrt{3}(U_{dc}/2)m \cos(\theta + \pi/6); \quad U_{bc} = \sqrt{3}(U_{dc}/2)m \cos(\theta - \pi/2); \quad U_{ca} = \sqrt{3}(U_{dc}/2)m \cos(\theta + 5\pi/6). \quad (3)$$

Амплітудні значення лінійних напруг при $m=1$ дорівнюють $(\sqrt{3}/2)U_{dc}$. Для порівняння можна нагадати, що в однофазному мостовому інверторі $U_{вих.л} = U_{dc}m \cos \theta$, з чого робимо висновок, що з (2) та (3) маємо недовикористання вхідної напруги U_{dc} при формуванні вихідних напруг на коефіцієнт $U_{dc}/(U_{dc}\sqrt{3}/2) = 2/\sqrt{3} \approx 1,1547$. Повний період вихідної напруги АІН при несповторюючому формуванні її із застосуванням СИНШІМ для максимально можливого значення $m=1$ показано на рис. 3, а, де часові діаграми заданих вихідних напруг відповідають часовим діаграмам на рис. 2. Якщо умовно розбити період вихідної частоти на шість інтервалів тривалістю $\pi/3$, то виявляється, що період ШІМ (опорного сигналу), показаний на рис. 2 у збільшеному масштабі, розташовується на інтервалі І (рис. 3, а). Складається цей період з двох півперіодів, кожен з яких можна визначити так: $T_S/2 = T_0/2 + T_1/2 + T_2/2 + T_7/2$.

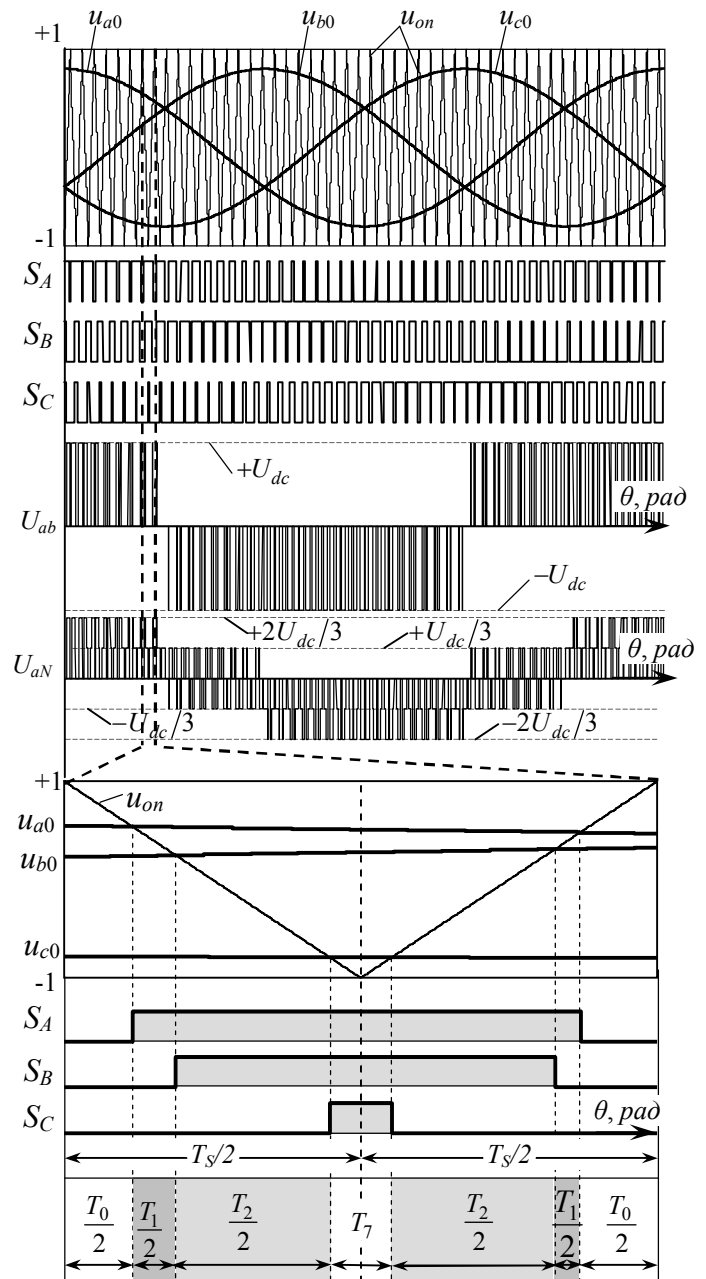


Рис. 2

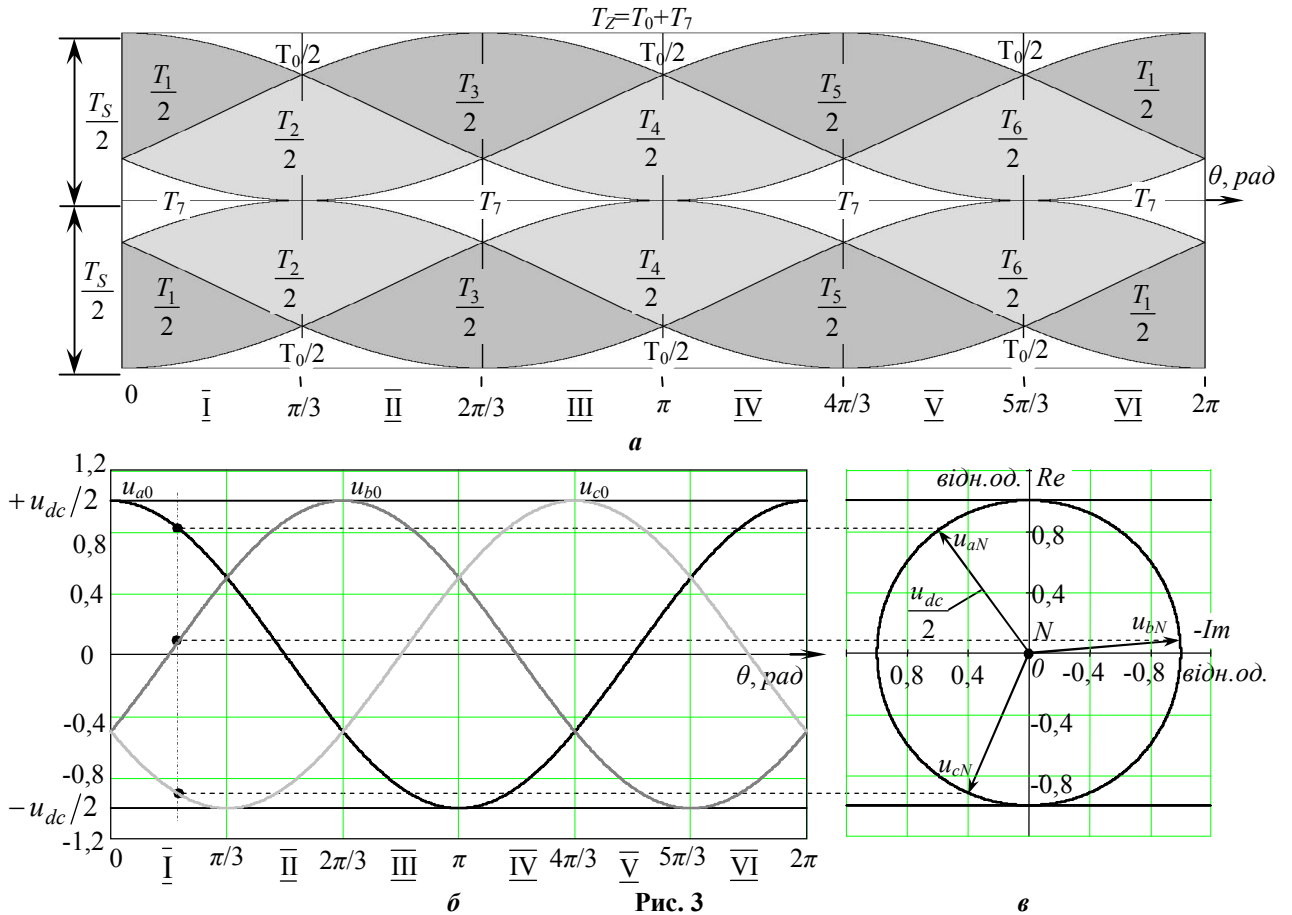


Рис. 3

Для повного періоду сектори:

$$\begin{aligned}
 \text{I} - T_S &= T_0 + T_1 + T_2 + T_7; & \text{II} - T_S &= T_0 + T_2 + T_3 + T_7; & \text{III} - T_S &= T_0 + T_3 + T_4 + T_7; \\
 \text{IV} - T_S &= T_0 + T_4 + T_5 + T_7; & \text{V} - T_S &= T_0 + T_5 + T_6 + T_7; & \text{VI} - T_S &= T_0 + T_6 + T_1 + T_7.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Таким чином, $T_S, T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T_6, T_0, T_7$ – це абсолютні тривалості стаціонарних станів АІН.

Використовуючи рис. 2 та рис. 3, а, запишемо вирази для абсолютних тривалостей стаціонарних станів АІН при застосуванні СИНШІМ:

$$T_0 = \frac{T_S}{2} \left\{ \begin{aligned} &1 - m \cos \theta, & \theta \in [0 \div \pi/3] \cup [5\pi/3 \div 2\pi] \\ &1 + m \cos(\theta + \pi/3), & \theta \in [\pi/3 \div \pi] \\ &1 + m \cos(\theta - \pi/3), & \theta \in [\pi \div 5\pi/3] \end{aligned} \right\}, T_7 = \frac{T_S}{2} \left\{ \begin{aligned} &1 - m \cos(\theta - \pi/3), & \theta \in [0 \div 2\pi/3] \\ &1 + m \cos \theta, & \theta \in [2\pi/3 \div 4\pi/3] \\ &1 - m \cos(\theta + \pi/3), & \theta \in [4\pi/3 \div 2\pi] \end{aligned} \right\} \tag{5,6}$$

$$T_1 = \frac{T_S}{2} \left\{ \begin{aligned} &u_{a0} - u_{b0}, & \theta \in [0 \div \pi/3] \\ &u_{a0} - u_{c0}, & \theta \in [5\pi/3 \div 2\pi] \end{aligned} \right\} = \frac{\sqrt{3}}{2} m T_S \left\{ \begin{aligned} &\cos(\pi/6 + \theta), & \theta \in [0 \div \pi/3] \\ &\cos(11\pi/6 + \theta), & \theta \in [5\pi/3 \div 2\pi] \end{aligned} \right\}, \tag{7}$$

$$T_2 = \frac{T_S}{2} \left\{ \begin{aligned} &u_{b0} - u_{c0}, & \theta \in [0 \div \pi/3] \\ &u_{a0} - u_{c0}, & \theta \in [\pi/3 \div 2\pi/3] \end{aligned} \right\} = \frac{\sqrt{3}}{2} m T_S \left\{ \begin{aligned} &\cos(3\pi/2 + \theta), & \theta \in [0 \div \pi/3] \\ &\cos(11\pi/6 + \theta), & \theta \in [\pi/3 \div 2\pi/3] \end{aligned} \right\}, \tag{8}$$

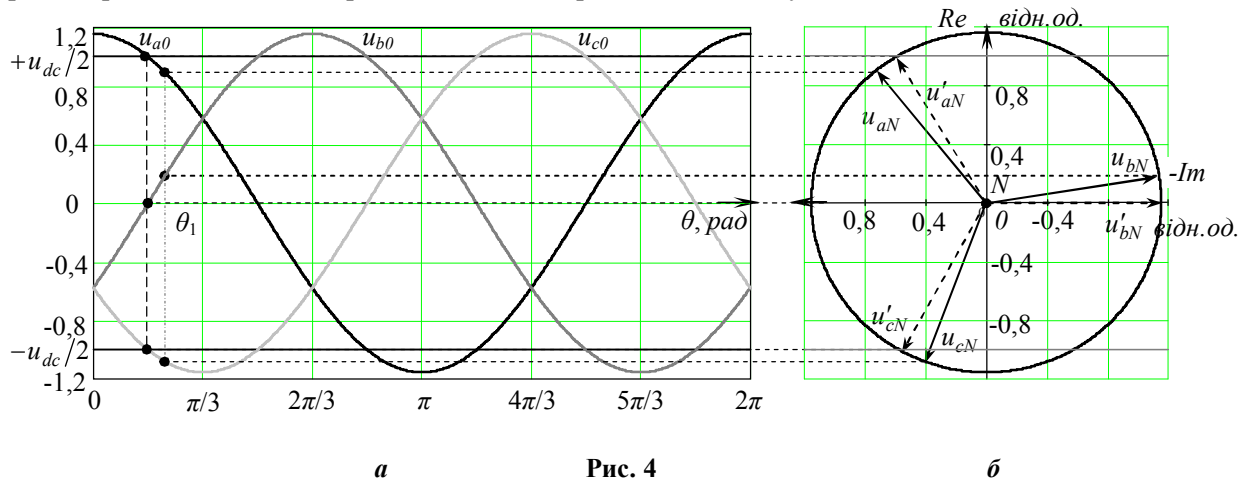
$$T_3 = \frac{T_S}{2} \left\{ \begin{aligned} &u_{b0} - u_{a0}, & \theta \in [\pi/3 \div 2\pi/3] \\ &u_{b0} - u_{c0}, & \theta \in [2\pi/3 \div \pi] \end{aligned} \right\} = \frac{\sqrt{3}}{2} m T_S \left\{ \begin{aligned} &\cos(7\pi/6 + \theta), & \theta \in [\pi/3 \div 2\pi/3] \\ &\cos(3\pi/2 + \theta), & \theta \in [2\pi/3 \div \pi] \end{aligned} \right\}, \tag{9}$$

$$T_4 = \frac{T_S}{2} \left\{ \begin{aligned} &u_{c0} - u_{a0}, & \theta \in [2\pi/3 \div \pi] \\ &u_{b0} - u_{a0}, & \theta \in [\pi \div 4\pi/3] \end{aligned} \right\} = \frac{\sqrt{3}}{2} m T_S \left\{ \begin{aligned} &\cos(5\pi/6 + \theta), & \theta \in [2\pi/3 \div \pi] \\ &\cos(7\pi/6 + \theta), & \theta \in [\pi \div 4\pi/3] \end{aligned} \right\}, \tag{10}$$

$$T_5 = \frac{T_S}{2} \begin{cases} u_{c0} - u_{b0}, & \theta \in [\pi \div 4\pi/3] \\ u_{c0} - u_{a0}, & \theta \in [4\pi/3 \div 5\pi/3] \end{cases} = \frac{\sqrt{3}}{2} m T_S \begin{cases} \cos(\pi/2 + \theta), & \theta \in [\pi \div 4\pi/3] \\ \cos(5\pi/6 + \theta), & \theta \in [4\pi/3 \div 5\pi/3] \end{cases}, \quad (11)$$

$$T_6 = \frac{T_S}{2} \begin{cases} u_{a0} - u_{b0}, & \theta \in [4\pi/3 \div 5\pi/3] \\ u_{c0} - u_{b0}, & \theta \in [5\pi/3 \div 2\pi] \end{cases} = \frac{\sqrt{3}}{2} m T_S \begin{cases} \cos(\pi/6 + \theta), & \theta \in [4\pi/3 \div 5\pi/3] \\ \cos(\pi/2 + \theta), & \theta \in [5\pi/3 \div 2\pi] \end{cases}. \quad (12)$$

Розглянемо процес формування вихідних напруг АІН u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} при застосуванні СИНШІМ (рис. 3, б, в). Часові діаграми u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} на рис. 3, б показують криві миттєвих значень заданих вихідних напруг у масштабі $u_{dc}/2 \div -u_{dc}/2$ (маються на увазі перші гармоніки цих напруг без урахування високочастотних складових з частотою ШІМ та похідних частот від неї). При досягненні модуляційним індексом значення $m=1$ амплітуди кривих u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} досягають значення $u_{dc}/2$. На рис. 3, в показано діаграму векторів миттєвих значень заданих напруг на навантаженні u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} (положення векторів на рисунку відповідає значенню кута θ у секторі $0 \div \pi/3$). Обертаючися з вихідною частотою АІН проти годинникової стрілки навколо точки "N", вектори u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} своїми проекціями на вісь ординат (в нашому випадку вісь Re комплексної площини) формують криві миттєвих значень вихідних напруг (рис. 3, б, в). Якщо підвищити коефіцієнт модуляції $m > 1$, наприклад, до значення $m = 2/\sqrt{3}$, на яке (з наших попередніх міркувань) недовикористовується при СИНШІМ напруга живлення інвертора, то починається спотворення кривих миттєвих значень перших гармонічних напруг u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} , адже перевищення ними рівнів $+u_{dc}/2$, $-u_{dc}/2$ фізично неможливо (таблиця.). З діаграм на рис. 4 видно, що, якщо приблизно посередині першого інтервалу $0 \div \pi/3$ система трифазних напруг на навантаженні u'_{aN} , u'_{bN} , u'_{cN} "вписується" в потенціальний коридор, заданий джерелом живлення, то вже система u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} виходить за рамки цього коридору, бо миттєве значення фази u_{cN} для збереження кривої його першої гармонічної неспотвореною повинно перевищити за модулем значення $-u_{dc}/2$, що неможливо.



Неважно помітити, що існує можливість розташування трифазної системи векторів u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} в межах потенціального коридору між $+u_{dc}/2$ і $-u_{dc}/2$ без зменшення їх модулів та фазового кута $2\pi/3$ між ними. Для кута θ_1 (рис. 4, а), що відповідає векторам u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} на рис. 4, б, необхідно перемістити нуль трифазної векторної системи вгору по осі Re , не змінюючи взаємного розташування векторів. Зміщуючи на інтервалі $\pi/6 < \theta < \pi/2$ векторну систему вгору по осі Re , "втягуємо" криву u_{c0} (рис. 5, а) в границі потенціального коридору $-u_{dc}/2 \div +u_{dc}/2$, як і кінець вектора u_{cN} на рис. 5, б.

Виходячи з цієї ж логіки, на інтервалі $\pi/2 < \theta < 5\pi/6$ необхідно за залежністю, близькою до синусоїдальної, зміщувати нульову точку N вниз по осі Re , "втягуючи" в потенціальний коридор криву u_{b0} та кінець вектора u_{bN} . На інтервалі $5\pi/6 < \theta < 7\pi/6$ точка N зміщується вгору, нормалізуючи криву u_{a0} та кінець вектора u_{aN} . Таким чином, можна визначити нижню амплітудну границю області існування деяких функцій, які, будучи доданими до заданих модуляційних функцій u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} , "втягнуть" ці функції в межі потенціального коридору $-u_{dc}/2 \div +u_{dc}/2$, що забезпечить неспотворююче формування вихідних напруг на фазах навантаження u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} .

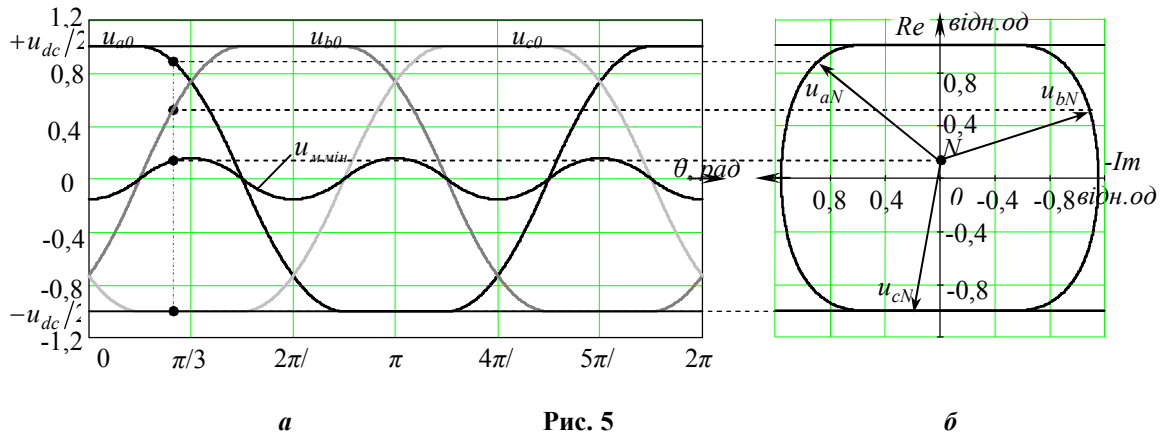


Рис. 5

Для того, щоб зафіксувати амплітуди модифікованих модуляційних функцій u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} на границях потенціального коридору $-u_{dc}/2 \div +u_{dc}/2$, мінімальні значення підмодулюючої функції повинно дорівнювати:

$$u_{\text{мін}} = \left. \begin{cases} 1 - m \cos \theta, & \theta \in [0 \div \pi/6], [11\pi/6 \div 2\pi] \\ -1 - m \cos(\theta - 4\pi/3), & \theta \in [\pi/6 \div \pi/2] \\ 1 - m \cos(\theta - 2\pi/3), & \theta \in [\pi/2 \div 5\pi/6] \\ -1 - m \cos \theta, & \theta \in [5\pi/6 \div 7\pi/6] \\ 1 - m \cos(\theta - 4\pi/3), & \theta \in [7\pi/6 \div 3\pi/2] \\ -1 - m \cos(\theta - 2\pi/3), & \theta \in [3\pi/2 \div 11\pi/6] \end{cases} \right\}. \quad (13)$$

Тоді: $u_{a0} = m \cos \theta + u_{\text{мін}}$; $u_{b0} = m \cos(\theta - 2\pi/3) + u_{\text{мін}}$; $u_{c0} = m \cos(\theta - 4\pi/3) + u_{\text{мін}}$. (14)

Визначимо, до якої межі допустимо збільшувати амплітуду підмодулюючої функції для того, щоб реалізувати максимальний коефіцієнт модуляції $m = 2/\sqrt{3}$, забезпечуючи режим неспотворюючого формування вихідної напруги. Порівнюючи часові діаграми напруг u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} на рис. 5, а та рис. 6, а, можна визначити, що якщо на рис. 5, а підмодулююча функція $u_{\text{мін}}$ забезпечує розташування кожної з кривих u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} на границях зони формування ($-u_{dc}/2$ та $+u_{dc}/2$) з формуванням плоских вершин функцій, то на рис. 6, а функція $u_{\text{макс}}$ за рахунок більшої амплітуди "втягує" вершини функцій значно ближче до середини потенціального коридору, аж поки точки перетину двох сусідніх функцій u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} (так звані точки "природної комутації") не змістяться на лінії $+u_{dc}/2$ та $-u_{dc}/2$.

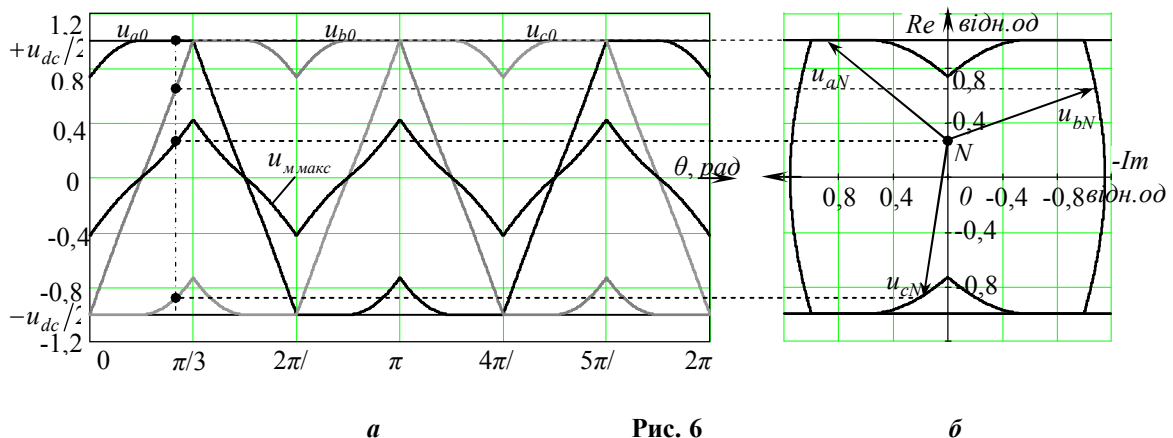


Рис. 6

Нульова точка трифазної системи напруг на навантаженні N зміщується по осі Re діаграми на рис. 6, б за законом, заданим підмодулюючою функцією $u_{\text{макс}}$, траєкторія переміщення кінців векторів миттєвих напруг u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} набуває складної форми, яка дозволяє зберігатися в неспотвореному вигляді системі фазних напруг на навантаженні в будь-який момент часу (для всіх кутів θ на періоді вихідної напруги 2π). Вираз для максимальної за амплітудою підмодулюючої функції запишеться так:

$$u_{m, \max} = \left. \begin{cases} -1 - m \cos(\theta - 4\pi/3), & \theta \in [0 \div \pi/6], [\pi/2 \div 3\pi/2] \\ 1 - m \cos \theta, & \theta \in [\pi/6 \div \pi/3], [5\pi/3 \div 11\pi/6] \\ 1 - m \cos(\theta - 2\pi/3), & \theta \in [\pi/3 \div \pi/2], [5\pi/6 \div \pi] \\ -1 - m \cos \theta, & \theta \in [2\pi/3 \div 5\pi/6], [7\pi/6 \div 4\pi/3] \\ 1 - m \cos(\theta - 4\pi/3), & \theta \in [\pi \div 7\pi/6], [3\pi/2 \div 5\pi/3] \\ -1 - m \cos(\theta - 2\pi/3), & \theta \in [4\pi/3 \div 3\pi/2], [11\pi/6 \div 2\pi] \end{cases} \right\}, \quad (15)$$

а модуляційні функції u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} для цієї модуляції

$$u_{a0} = m \cos \theta + u_{m, \max}; \quad u_{b0} = m \cos(\theta - 2\pi/3) + u_{m, \max}; \quad u_{c0} = m \cos(\theta - 4\pi/3) + u_{m, \max}. \quad (16)$$

Таким чином, визначено верхню та нижню амплітудні границі (13), (15) області існування підмодулюючих функцій, які забезпечують максимальний теоретично можливий коефіцієнт модуляції при формуванні неспотвореної системи вихідних напруг АІН. Всі складові цих функцій є складовими нульової послідовності по відношенню до вихідної частоти, адже частоти цих складових кратні трьом.

Розглянемо закони формування підмодулюючих функцій, виходячи з таблиці та схеми на рис. 1. Якщо ототожнити задані напруги зі сформованими, то можна зробити висновок, що підмодулюючі функції (14), (16), на величину яких, власне, відрізняються між собою u_{a0} і u_{aN} , u_{b0} і u_{bN} , u_{c0} і u_{cN} , то-тожні напругам U_{N0} , що складають різницю між сформованими вхідними напругами АІН U_{a0} і U_{aN} , U_{b0} і U_{bN} , U_{c0} і U_{cN} . У масштабі сигналів завдання приймемо умовно u_{N0} як еквівалент U_{N0} .

Виходячи з (4), (5) та використовуючи таблицю, запишемо вирази для шести секторів періоду вихідної напруги (рис. 3):

$$\begin{aligned} \text{I} - u_{N0} &= \frac{1}{T_S} \left(-\frac{u_{dc}}{2} T_0 - \frac{u_{dc}}{6} T_1 + \frac{u_{dc}}{6} T_2 + \frac{u_{dc}}{2} T_7 \right) = \frac{u_{dc}}{2T_S} \left(-T_0 - \frac{T_1}{3} + \frac{T_2}{3} + T_7 \right); \\ \text{II} - u_{N0} &= u_{dc}/2T_S (-T_0 + T_2/3 - T_3/3 + T_7); \quad \text{III} - u_{N0} = u_{dc}/2T_S (-T_0 - T_3/3 + T_4/3 + T_7); \\ \text{IV} - u_{N0} &= u_{dc}/2T_S (-T_0 + T_4/3 - T_5/3 + T_7); \quad \text{V} - u_{N0} = u_{dc}/2T_S (-T_0 - T_5/3 + T_6/3 + T_7); \\ \text{VI} - u_{N0} &= u_{dc}/2T_S (-T_0 + T_6/3 - T_1/3 + T_7). \end{aligned} \quad (17)$$

Звернімо увагу, що кожна підмодулююча функція формується зі складових, залежних від тривалостей активних стаціонарних станів $T_1 \div T_6$, та таких, що залежать від тривалостей нульових стаціонарних станів T_0 та T_7 , причому "внесок" від $T_1 \div T_6$ незмінний для всіх алгоритмів модуляції, а "внесок" від T_0 , T_7 змінюється від алгоритму до алгоритму, тобто співвідношення T_0 і T_7 на циклі ШІМ та в секторах вихідної напруги АІН і задає, власне, стратегію модуляції, яка, в свою чергу, визначає як забезпечення максимального "неспотворюючого" коефіцієнта модуляції, так і якість вихідної напруги.

Задані лінійні напруги на виході АІН та значення відносних тривалостей застосування активних стаціонарних станів пов'язані такими залежностями:

$$u_{ab} = u_{dc} T_1 / T_S; \quad u_{bc} = u_{dc} T_2 / T_S; \quad u_{ca} = u_{dc} (T_1 + T_2) / T_S. \quad (18)$$

Повертаючись до формування підмодулюючих функцій, визначимося з можливими типами (стратегіями) підмодуляції. Як було показано, при застосуванні модуляції СИНШІМ (рис. 3) підмодулююча функція дорівнює нулю, напруги u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} не деформуються примусово для того, щоб у діапазоні регулювання коефіцієнта модуляції $1 \leq m \leq 2/\sqrt{3}$ не виходити за межі потенціального коридору $-u_{dc}/2 \div +u_{dc}/2$, що і обумовлює обмеження діапазону неспотворюючого формування для цієї модуляції значенням $m=1$.

Очевидно, що максимальний теоретично можливий $m=2/\sqrt{3}$ зможуть забезпечити всі підмодулюючі функції, графіки яких будуть знаходитися між кривими $u_{m, \min}$ (13) та $u_{m, \max}$ (15), включаючи самі ці криві. Покажемо формування підмодулюючої функції з почерговим використанням функцій $u_{m, \min}$ та $u_{m, \max}$. На рис. 7 показано чергування стаціонарних станів ключів, часові діаграми напруг u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} , u_{aN} , функції u_{N00} та векторні діаграми миттєвих значень сигналів завдання напруг на фазах навантаження u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} . Функція u_{N00} і є результатом почергового використання функцій $u_{m, \min}$ та $u_{m, \max}$.

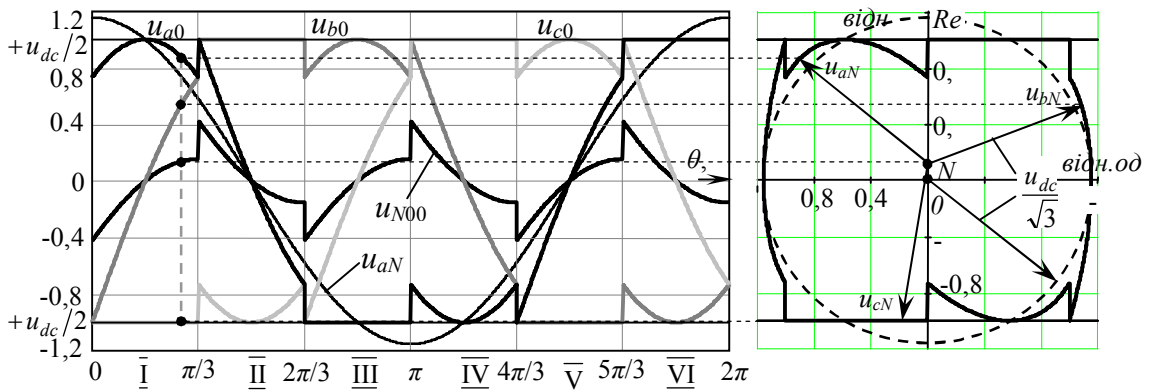
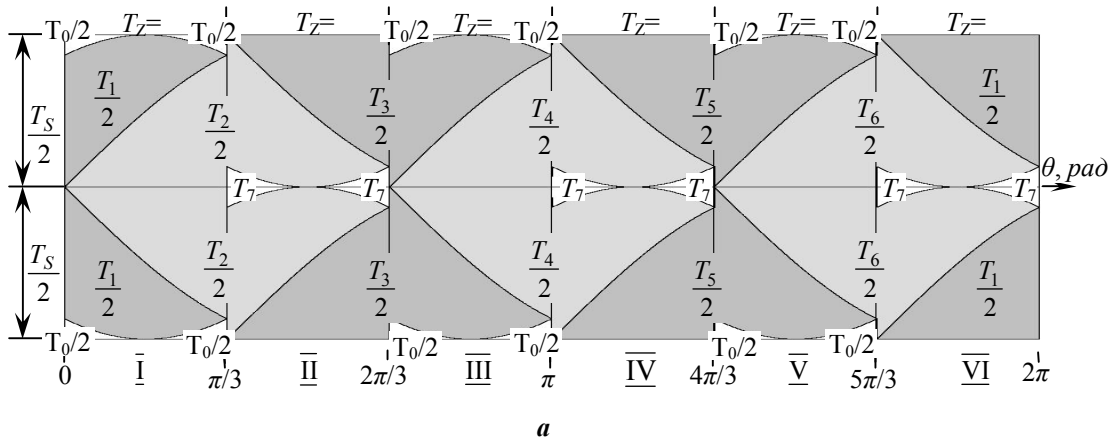


Рис. 7

Визначимо таку перервну ШІМ як ПШІМ0 [7,10]. Відмінною рисою її є виключне використання нульової складової T_0 на інтервалах $0 < \theta < \pi/3$, $2\pi/3 < \theta < \pi$, $4\pi/3 < \theta < 5\pi/3$ та складової T_7 на інтервалах $\pi/3 < \theta < 2\pi/3$, $\pi < \theta < 4\pi/3$, $5\pi/3 < \theta < 2\pi$ (рис. 7, а). Для визначення складових $T_1 \div T_6$ використовуються рівняння (7) – (12), що є універсальними для всіх методів підмодуляції, а для обчислення складових T_0, T_7 використано такі співвідношення:

$$T_0 = T_S \begin{cases} 1 + \frac{\sqrt{3}}{2} m \cos\left(\theta + \frac{5\pi}{6}\right), \theta \in \left[0 \div \frac{\pi}{3}\right], \\ 1 + \frac{\sqrt{3}}{2} m \cos\left(\theta + \frac{\pi}{6}\right), \theta \in \left[\frac{2\pi}{3} \div \pi\right], \\ 1 + \frac{\sqrt{3}}{2} m \cos\left(\theta + \frac{3\pi}{2}\right), \theta \in \left[\frac{4\pi}{3} \div \frac{5\pi}{3}\right], \\ 0, \theta \in \left[\frac{\pi}{3} \div \frac{2\pi}{3}\right] \cup \\ \cup \left[\pi \div \frac{4\pi}{3}\right] \cup \left[\frac{5\pi}{3} \div 2\pi\right], \end{cases} \quad T_7 = T_S \begin{cases} 1 + \frac{\sqrt{3}}{2} m \cos\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right), \theta \in \left[\frac{\pi}{3} \div \frac{2\pi}{3}\right], \\ 1 + \frac{\sqrt{3}}{2} m \cos\left(\theta + \frac{11\pi}{6}\right), \theta \in \left[\pi \div \frac{4\pi}{3}\right], \\ 1 + \frac{\sqrt{3}}{2} m \cos\left(\theta + \frac{7\pi}{6}\right), \theta \in \left[\frac{5\pi}{3} \div 2\pi\right], \\ 0, \theta \in \left[0 \div \frac{\pi}{3}\right] \cup \\ \cup \left[\frac{2\pi}{3} \div \pi\right] \cup \left[\frac{4\pi}{3} \div \frac{5\pi}{3}\right]. \end{cases} \quad (19,20)$$

При реалізації на інтервалах $-\pi/6 < \theta < \pi/6$, $\pi/2 < \theta < 5\pi/6$, $7\pi/6 < \theta < 3\pi/2$ тільки нульової складової T_7 , а на інтервалах $\pi/6 < \theta < \pi/2$, $5\pi/6 < \theta < 7\pi/6$, $3\pi/2 < \theta < -\pi/6$ – тільки складової T_0 підмодулююча функція буде відповідати модуляції з використанням u_{\min} (рис. 5). Таку перервну модуляційну функцію позначимо як ПШІМ1 [7].

Перервна модуляційна функція, при реалізації якої на інтервалах $\pi/3 < \theta < 2\pi/3$, $\pi < \theta < 4\pi/3$, $5\pi/3 < \theta < 2\pi$ нульова складова реалізується виключно за рахунок T_0 , а на інтервалах $0 < \theta < \pi/3$, $2\pi/3 < \theta < \pi$, $4\pi/3 < \theta < 5\pi/3$ – за рахунок T_7 , визначається як ПШІМ2.

У випадку використання на інтервалах $-\pi/6 < \theta < \pi/6$, $\pi/2 < \theta < 5\pi/6$, $7\pi/6 < \theta < 3\pi/2$ тільки

складової T_0 , а на інтервалах $\pi/6 < \theta < \pi/2$, $5\pi/6 < \theta < 7\pi/6$, $3\pi/2 < \theta < -\pi/6$ – тільки складової T_7 , модуляція здійснюватиметься з додаванням до модуляційної функції $u_{\text{макс}}$ (рис. 6). Така модуляція визначається як ПШМЗ.

Перервна модуляційна функція, при реалізації якої протягом всього періоду вихідної напруги як нульова використовується виключно складова T_7 , визначається як ПШММАКС [7], а функцію, при реалізації якої використовується тільки складова T_0 , визначаємо як ПШММІН.

Тривалості $T_1 \div T_6$ активних складових при реалізації всіх ПШМ-функцій визначаються за спільними рівняннями (7) – (12), а складові T_0 , T_7 обраховані для кожного методу підмодуляції індивідуально і не наводяться тут тільки за браком журнальної площі.

Для того, щоб виділити і підкреслити спільні правила у формуванні всіх розглянутих перервних підмодулюючих функцій, на рис. 8 показано часові діаграми одного періоду цих функцій при максимальному коефіцієнті модуляції $2/\sqrt{3}$. На рисунку пунктирним лініям відповідає нижня границя області існування множини підмодулюючих функцій для неспотворюючого формування вихідної напруги АІН, тонкими суцільними лініями позначено верхню границю вказаної області, а потовщеними суцільними лініями – діаграми відповідних перервних підмодулюючих функцій при $m=2/\sqrt{3}$: рис. 8, а – ПШМ0, б – ПШМ1, в – ПШМ2, г – ПШМ3, д – ПШММАКС, е – ПШММІН.

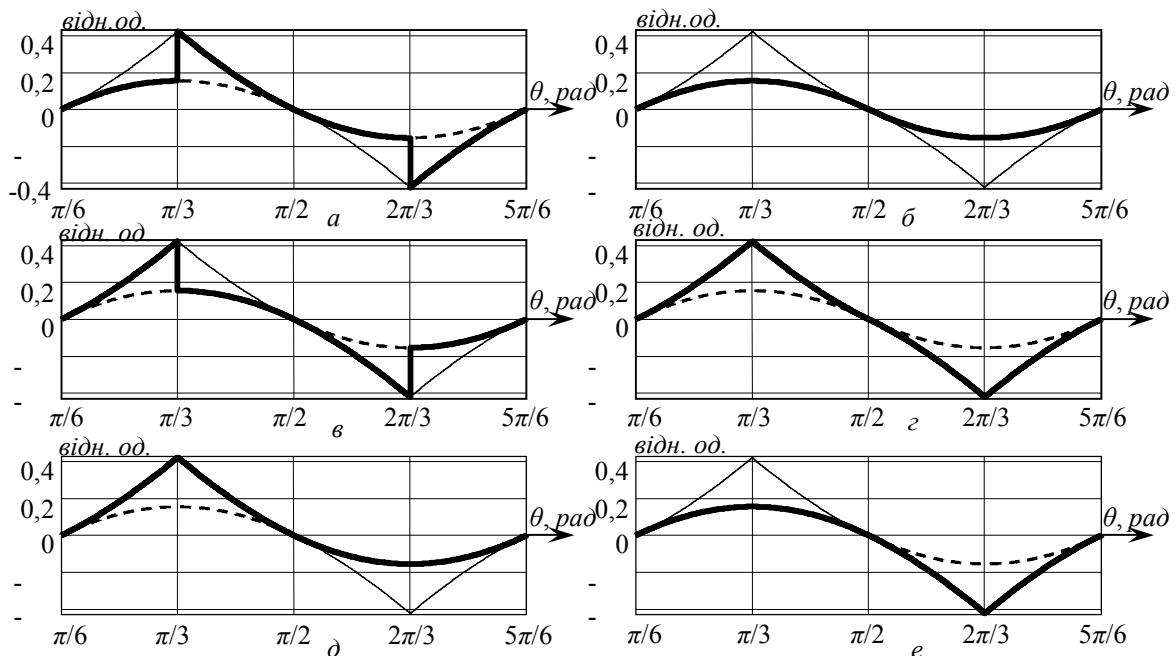


Рис. 8

Діаграми функцій ПШМ1 та ПШМ3, з розгляду яких почато це дослідження, повністю співпадають із згаданими нижньою та верхньою границями відповідно. Всі інші ПШМ-функції є комбінаціями почергового використання цих граничних функцій на періоді вихідної напруги АІН.

Існує можливість формування симетричної підмодулюючої функції шляхом ділення на дві рівні частини тривалості T_7 (ПШММАКС) чи тривалості T_0 (ПШММІН) для кожного циклу модуляції. Визначатиметься ця функція виключно складовими $T_1 \div T_6$, так як $T_0=T_7$ і вони взаємокомпенсуються. Визначимо цю симетричну перервну функцію як ВШМ. На рис. 9 показано чергування стаціонарних станів, часові діаграми напруг u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} , u_{aN} , підмодулюючої функції $u_{\text{НОВШМ}}$ та векторні діаграми сигналів завдання напруг на навантаженні. Крива $u_{\text{НОВШМ}}$ ділить область існування підмодулюючих функцій, придатних для неспотворюючого формування вихідної напруги, на дві рівні частини (рис. 8). Ця обставина наділяє ВШМ деякими особливими властивостями, адже розташування в геометричній середині згаданої області дозволяє "захистити" цю функцію від випадкового (вимушеного чи невимушеного) виходу за границі цієї області, що призводило б до спотворень формованої вихідної напруги АІН. Прикладами такого виходу за границі можуть бути пульсації напруги живлення, неточність в завданні коефіцієнта модуляції тощо.

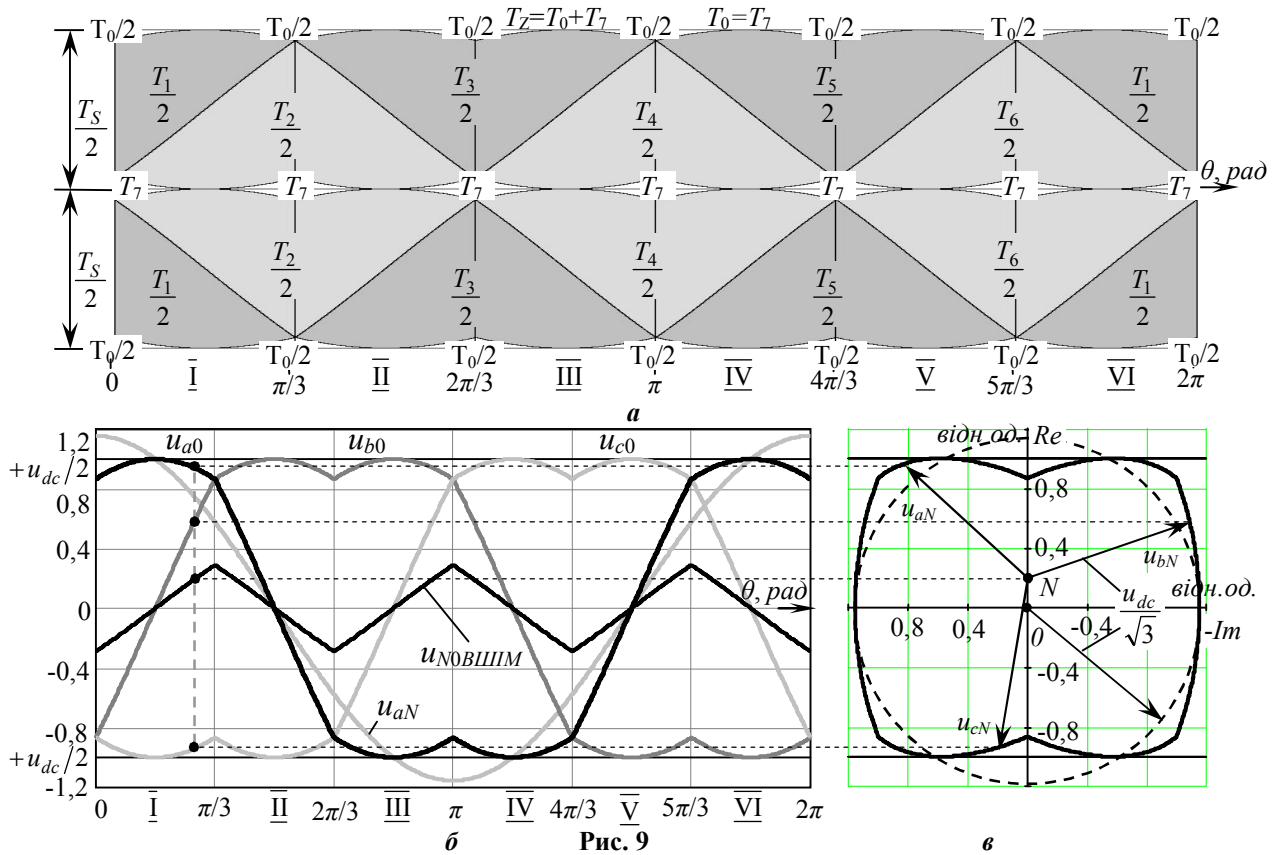


Рис. 9

Покажемо, що існує можливість використовувати синусоїдальну гармонічну функцію потрійної частоти (по відношенню до u_{a0} , u_{b0} , u_{c0}) як підмодулюючу функцію, графік якої розташовується в межах області існування функцій для неспотворюючого формування вихідної напруги АІН. На рис.10 показано чергування стаціонарних станів в періоді вихідної напруги, часові діаграми заданих вихід-

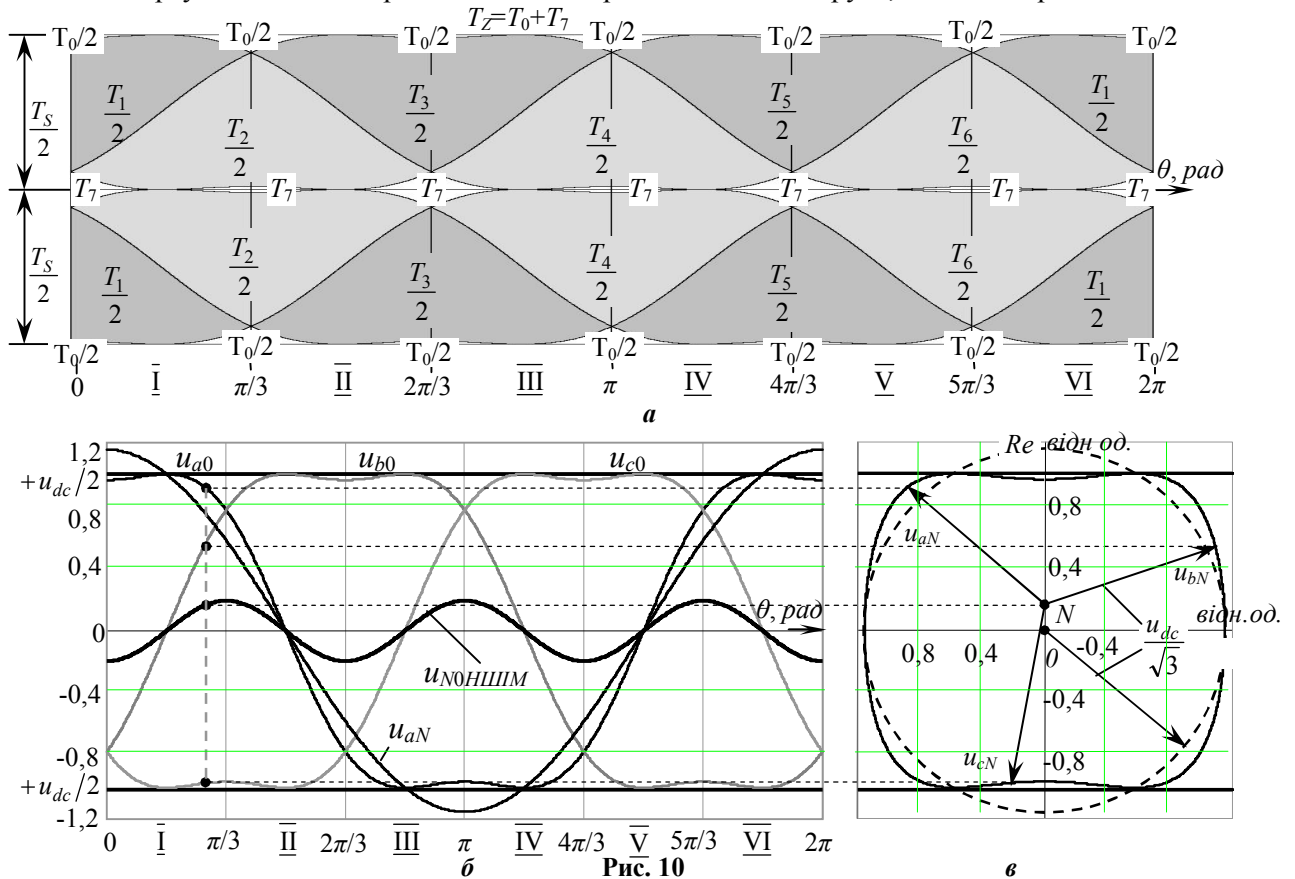


Рис. 10

них напруг u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} , u_{aN} і неперервної підмодулюючої функції НШМ та векторні діаграми миттєвих значень заданих напруг на фазах навантаження при $m=2/\sqrt{3}$. Симетрична підмодуляція забезпечує деформацію кривих u_{a0} , u_{b0} , u_{c0} та траєкторії кінців векторів фазних напруг u_{aN} , u_{bN} , u_{cN} з метою "втягування" їх в межі потенціального коридору $-u_{dc}/2 \div +u_{dc}/2$ за рахунок пульсації середньої точки навантаження N по дійсній осі комплексної площини $\pm Re$ з частотою 3θ .

Діаграми на рис. 10 побудовані у відповідності до таких залежностей:

$$u_{a0} = m(\cos\theta - k \cos 3\theta), \quad u_{b0} = m(\cos(\theta - 2\pi/3) - k \cos 3\theta), \quad u_{c0} = m(\cos(\theta - 4\pi/3) - k \cos 3\theta), \quad (21)$$

де k – відношення амплітуди імплементованої в модуляційну функцію третьої гармонічної до амплітуди першої гармоніки сигналу завдання вихідної напруги. Зупинимо вибір на $k = 1/6$ в зв'язку з тим, що тільки це значення забезпечує максимальний коефіцієнт модуляції при неспотворюючому формуванні вихідної напруги АІН. Використання будь-якого іншого значення k призводить, як показують розрахунки, до виходу графіка підмодулюючої функції за межі області, визначеної графіками функцій ПШМ1 та ПШМ3. Неперервні підмодулюючі функції можуть мати перевагу при деяких реалізаціях, де застосування перервних функцій ускладнене.

Висновки. Графіки всіх перервних підмодулюючих функцій, які забезпечують неспотворююче формування вихідної напруги АІН при максимальному коефіцієнті модуляції $2/\sqrt{3}$, знаходяться на границях області, обмеженої графіками функцій ПШМ1 (знизу) та ПШМ3 (зверху). Графіки всіх інших ПШМ-функцій є комбінаціями з відрізків графіків цих двох функцій.

Крива підмодулюючої функції ВШМ ділить вказану область на дві рівні частини, що дозволяє легко синтезувати цю функцію шляхом ділення складових T_0 , T_7 будь-якої з ПШМ-функцій, а також здійснювати зворотній синтез будь-якої з ПШМ-функцій, використовуючи розрахункові дані для складових функцій ВШМ. Останній висновок є дуже важливим, бо ВШМ-функція є основою векторної широтно-імпульсної модуляції – найуживанішого останнім часом метода керування АІН.

Всі функції, графіки яких належать вказаній області існування, є складовими нульової послідовності по відношенню до першої гармонічної сигналу завдання вихідної напруги, і можуть застосовуватись як підмодулюючі функції, що забезпечують максимально можливий коефіцієнт модуляції при неспотворюючому формуванні вихідної напруги АІН.

Аналіз векторної широтно-імпульсної модуляції та обґрунтування повної тотожності механізмів скалярної та векторної ШМ буде представлено в наступних публікаціях.

1. *Виноградов А.Б., Изосимов Д.Б.* Анализ энергетических показателей и методика выбора оптимальных алгоритмов широтно-импульсной модуляции для управления трехфазным инвертором напряжения // *Электричество*. – 2009. – №5. – С. 37–41.
2. *Михальський В.М., Соболев В.М., Чехет Е.М., Шановал І.А., Чотик В.В.* Реалізація алгоритму керування матричним перетворювачем за допомогою DSP-мікроконтролера // *Міжвідомчий наук.-техн. зб. "Електромашинобудування і електрообладнання"*. Тем. випуск. «Проблеми автоматизованого електропривода. Теорія і практика» – 2006. – С. 289–290.
3. *Обухов С.Г., Чаплыгин Е.Е., Кондратьев Д.Е.* Широтно-импульсная модуляция в трехфазных инверторах напряжения // *Электричество*. – 2008. – №7. – С. 23–31.
4. *Сенько В.И., Сенько Е.В.* Применение алгоритмов ШИМ в трехфазных инверторах с нейтральной точкой // *Электротехника*. – 1999. – №5. – С. 71–75.
5. *Шрейнер Р.Т.* Математическое моделирование электроприводов переменного тока с полупроводниковыми преобразователями частоты. – Екатеринбург: УрО РАН, 2000. – 654 с.
6. *Bowes S.R., Yen-Shin Lai* The relationship between space-vector modulation and regular-sampled PWM // *IEEE Trans. on Industrial Electronics*. – Oct 1997. – Vol.44. – No.5. – P. 670–679.
7. *Hava A.M., Kerkman R.J., Lipo T.A.* Carrier Based PWM-VSI Overmodulation Strategies: Analysis, Comparison, and Design // *IEEE Trans. on Power Electronics*. – July 1998. – Vol.13. – P. 674–689.
8. *Holmes D.G.* The general relationship between regular-sampled pulse-width-modulation and space vector modulation for hard switched converters // *Proc of the Conf. IEEE-IAS Annual Meeting*. – 1992. – P. 1002–1009.
9. *Holtz J.* Pulsewidth modulation for electronic power conversion // *Proc. of IEEE*. – Aug 1994. – Vol. 82. – P. 1194–1214.
10. *Żelechowski M.* Space Vector Modulated – Direct Torque Controlled (DTC – SVM) Inverter – Fed Induction Motor Drive: Ph.D. thesis. – Warsaw University of Technology (Poland), 2005. – 175 p.
11. *Zhou K., Wang D.* Relationship between space-vector modulation and three-phase carrier-based PWM: a comprehensive analysis // *IEEE Trans. on Industrial Electronics*. – 2002. – Vol. 49. – No.1. – P. 186–196.

Надійшла 24.11.09

УДК 681.511.4

С.М.Пересада, докт.техн.наук, С.Н.Ковбаса, канд.техн.наук, В.С.Бовкунович (Национальный техн. ун-т Украины “КПИ”, Киев)

ГРУБОЕ ВЕКТОРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ МОМЕНТОМ И ПОТОКОМ АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

Предложено общетеоретическое решение проблемы векторного управления моментом и модулем вектора потокосцепления ротора асинхронного двигателя при косвенной ориентации по вектору потокосцепления ротора. Разработан метод синтеза алгоритма косвенного векторного управления, который обеспечивает асимптотическую отработку заданных траекторий момента-потокосцепления, асимптотическую развязку процессов регулирования выходных координат, а также свойства грубости к вариациям активного сопротивления ротора.

Запропоновано загальнотеоретичне рішення проблеми векторного керування моментом та модулем вектора потокосцеплення ротора асинхронного двигуна при непрякій орієнтації за вектором потокосцеплення ротора. Розроблено метод синтезу алгоритма непрямого векторного керування, який забезпечує асимптотичне відпрацювання заданих траєкторій моменту-потокосцеплення, асимптотичну розв'язку процесів регулювання вихідних координат, а також властивості грубості до варіацій активного опору роторного кола.

Введение. Современные электроприводы с векторно-управляемыми асинхронными короткозамкнутыми двигателями (АД) являются одними из наиболее распространенных электромеханических систем. АД представляет собой многомерный нелинейный объект управления с частично измеряемым вектором состояния, который подвержен действию неизмеряемых координатных и параметрических возмущений [1]. Многочисленные исследования, выполненные за последние два десятилетия, свидетельствуют о том, что основным параметрическим возмущением в рассматриваемых системах является изменение активного сопротивления ротора из-за нагрева ([5,6,11], а также список литературы в них). Вариации активного сопротивления ротора АД вызывают снижение показателей качества управления координатами и энергетической эффективности процесса электромеханического преобразования энергии. Адаптивная компенсация влияния вариаций активного сопротивления ротора АД приводит к достаточно сложным решениям [7]. Альтернативным подходом является использование теории грубых (робастных) систем, которые обеспечивают более простые решения при частичной компенсации ограниченных вариаций изменяющихся параметров [2–4,10].

Целью настоящего исследования является распространение общетеоретического результата [2–4,10] на более общий случай, когда рассматриваются задачи не только грубого управления механическими координатами (угловой скоростью и положением), но и моментом АД при отсутствии коррекции его заданного значения регуляторами внешних контуров управления.

Статья организована следующим образом. В разделе 1 дана математическая модель АД и формализована задача синтеза. Метод синтеза обобщенного алгоритма отработки момента–потока представлен в разделе 2. В разделе 3 дана конструктивная процедура робастификации алгоритма управления и проведен анализ его свойств.

1. Математическая модель и цели векторного управления АД.

Эквивалентная двухфазная модель симметричного АД при условии линейных магнитных цепей и симметричного питания, представленная в системе координат (d - q), вращающейся с произвольной угловой скоростью ω_0 , имеет вид [7]

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, \omega_0) + \mathbf{B}\mathbf{u} + \mathbf{d}M_c, \quad \mathbf{y} = \mathbf{C}\mathbf{x}, \quad \dot{\varepsilon}_0 = \omega_0, \varepsilon_0(0) = 0, \quad (1,2)$$

где $\mathbf{x} = (\omega, \boldsymbol{\Psi}^T, \mathbf{i}^T)^T$ – вектор состояния; $\boldsymbol{\Psi} = (\psi_{2d}, \psi_{2q})^T$, $\mathbf{i} = (i_{1d}, i_{1q})^T$ – векторы потокосцепления ротора и тока статора; ω – угловая скорость ротора; $\mathbf{u} = (u_{1d}, u_{1q})^T$ – вектор напряжений статора; $\mathbf{y} = (\omega, i_{1d}, i_{1q})^T$ – вектор измеряемых переменных. Индексы d и q определяют компоненты векторов в системе координат $(d-q)$, M_C – момент нагрузки, ε_0 – угловое положение системы координат $(d-q)$ относительно системы координат статора $(a-b)$, в которой определены физические переменные.

Преобразованные переменные в (1) заданы соотношениями

$$\begin{aligned} \mathbf{x}^{(d-q)} &= \mathbf{e}^{-\mathbf{J}\varepsilon_0} \mathbf{x}^{(a-b)} \\ \mathbf{x}^{(a-b)} &= \mathbf{e}^{\mathbf{J}\varepsilon_0} \mathbf{x}^{(d-q)} \end{aligned} \quad \mathbf{e}^{-\mathbf{J}\varepsilon_0} = \begin{bmatrix} \cos \varepsilon_0 & \sin \varepsilon_0 \\ -\sin \varepsilon_0 & \cos \varepsilon_0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $\mathbf{x}^{(y-z)}$ – определяет двумерные векторы напряжений, токов и потокосцеплений. Вектор-функция $\mathbf{f}(\mathbf{x}, \omega_0)$ и постоянные матрицы \mathbf{B} , \mathbf{d} и \mathbf{C} равны

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, \omega_0) = \begin{bmatrix} \frac{1}{J} \left(\frac{3 L_m}{2 L_2} (\psi_{2d} i_{1q} - \psi_{2q} i_{1d}) \right) \\ -\alpha \psi_{2d} + (\omega_0 - \omega) \psi_{2q} + \alpha L_m i_{1d} \\ -(\omega_0 - \omega) \psi_{2d} - \alpha \psi_{2q} + \alpha L_m i_{1q} \\ \alpha \beta \psi_{2d} + \beta \omega \psi_{2q} - \gamma i_{1d} + \omega_0 i_{1q} \\ -\beta \omega \psi_{2d} + \alpha \beta \psi_{2q} - \gamma i_{1q} - \omega_0 i_{1d} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ \sigma^{-1} & 0 \\ 0 & \sigma^{-1} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{d} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{J} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\mathbf{C} = \text{diag}(1, 0, 0, 1, 1).$$

Постоянные константы модели (1), связанные с электрическими и механическими параметрами АД, определены следующим образом:

$$\alpha = \frac{R_2}{L_2}, \quad \gamma = \frac{R_1}{\sigma} + \alpha L_m \beta, \quad \sigma = L_1 \left(1 - \frac{L_m^2}{L_1 L_2} \right), \quad \beta = \frac{L_m}{L_2 \sigma},$$

где: R_1 , R_2 , L_1 , L_2 – активные сопротивления и индуктивности статора и ротора, L_m – индуктивность намагничивающего контура, J – полный момент инерции, одна пара полюсов принята без потери общности.

Рассматриваемая задача векторного управления АД состоит в регулировании момента и модуля вектора потокосцепления ротора

$$\mathbf{y}_1 = \mathbf{h}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} (\psi_{2d}^2 + \psi_{2q}^2)^{\frac{1}{2}} \\ \frac{3 L_m}{2 L_2} (\psi_{2d} i_{1q} - \psi_{2q} i_{1d}) \end{pmatrix} \square \begin{pmatrix} |\boldsymbol{\Psi}| \\ M \end{pmatrix} \quad (5)$$

с помощью двумерного вектора напряжений статора \mathbf{u} на основании информации о векторе измеряемых переменных \mathbf{y} .

Пусть $\mathbf{y}_1^* = (\psi^*, M^*)^T$ – вектор заданных траекторий изменения модуля вектора потокосцепления ротора и момента, тогда вектор ошибок обработки будет $\tilde{\mathbf{y}}_1 = \mathbf{y}_1 - \mathbf{y}_1^* \square (\tilde{\boldsymbol{\Psi}}, \tilde{M})^T$.

Задача обработки момента–потока формулируется следующим образом. Рассмотрим динамическую модель АД (1)–(4) при следующих допущениях: а1) параметры АД известны и постоянны; а2) угловая скорость ω ограничена; а3) заданные траектории потока и момента $\psi^* > 0$ и M^* ограничены и имеют ограниченные производные $\dot{\psi}^*$, $\ddot{\psi}^*$, \dot{M}^* .

При выполнении этих допущений необходимо синтезировать нелинейный динамический регулятор, гарантирующий достижение следующих целей управления:

о1) глобальную обработку момента–потока, т.е.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \tilde{M} = 0, \lim_{t \rightarrow \infty} \tilde{\psi} = 0; \quad (6)$$

о2) асимптотическую развязку процессов управления выходными координатами; о3) асимптотическую линеаризацию подсистемы управления моментом; о4) грубость в отношении вариации параметров роторной цепи.

Предложение 1. При выполнении допущений а1) – а3) существует нелинейный динамический регулятор по измеряемому выходу в форме

$$\dot{\varepsilon}_0 = \omega_0 = \omega + \alpha L_m \frac{i_{1q}}{\psi^*} + \frac{\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*, \mathbf{z})}{\psi^*}, \quad \mathbf{u} = \varphi_2(\mathbf{y}, \omega_0, \mathbf{z}, \mathbf{y}_1^*, \dot{\mathbf{y}}_1^*, \ddot{\mathbf{y}}_1^*) \\ \dot{\mathbf{z}} = \varphi_3(\mathbf{y}, \omega_0, \mathbf{y}_1^*, \dot{\mathbf{y}}_1^*, \ddot{\mathbf{y}}_1^*), \quad (7,8)$$

который преобразует исходную модель АД (1) в нелинейную систему, состоящую из двух связанных подсистем в виде

$$\dot{\tilde{\mathbf{x}}}_1 = \mathbf{A}_1 \tilde{\mathbf{x}}_1 + \mathbf{B}_1(t) \tilde{\mathbf{x}}_2, \quad \dot{\tilde{\mathbf{x}}}_2 = \mathbf{A}_2(t, \tilde{\mathbf{x}}_1) \tilde{\mathbf{x}}_2, \quad (9,10)$$

с функцией выхода

$$\tilde{\mathbf{y}}_1 = \mathbf{h}_1(t, \tilde{\mathbf{x}}_1, \tilde{\mathbf{x}}_2), \quad (11)$$

где $\tilde{\mathbf{x}}_1 \in R^{n1}$, $\tilde{\mathbf{x}}_2 \in R^{n2}$ – расширенные векторы ошибок обработки координат подсистем момента и потока; $\mathbf{A}_1, \mathbf{B}_1(t), \mathbf{A}_2(t, \tilde{\mathbf{x}}_1)$ – матрицы соответствующих размерностей, непрерывные по t и $\tilde{\mathbf{x}}_1$.

Предложение 2. В силу действия нелинейного контроллера (7), (8) обобщенная структура двух взаимосвязанных подсистем (9)–(11) имеет следующие свойства: 1) постоянная матрица \mathbf{A}_1 является матрицей Гурвица; 2) положение равновесия $\tilde{\mathbf{x}}_2 = 0$ является глобально экспоненциально устойчивым $\forall \tilde{\mathbf{x}}_1 \in R^{n1}, \forall t \geq 0$; 3) $\|\mathbf{B}_1(t)\| \leq b_1 < \infty$; 4) нелинейная функция $\mathbf{h}_1(t, \tilde{\mathbf{x}})$ такова, что

$$\lim_{\tilde{\mathbf{x}} \rightarrow 0} \mathbf{h}_1(t, \tilde{\mathbf{x}}) = 0, \forall t \geq 0, \tilde{\mathbf{x}} = (\tilde{\mathbf{x}}_1^T, \tilde{\mathbf{x}}_2^T)^T.$$

Если условия 1) – 4) *Предложения 2* выполняются, то положение равновесия $\tilde{\mathbf{x}} = 0$ является глобально экспоненциально устойчивым, что следует из структуры композитной системы (9), (10), представляющей последовательное соединение двух экспоненциально устойчивых подсистем посредством ограниченной матрицы $\mathbf{B}_1(t)$ [8]. Доказательство *Предложений 1 и 2* конструктивно дано синтезом алгоритма управления. Если условия *Предложений 1 и 2* выполняются, тогда цели управления о1) – о4) также достигаются. Асимптотическая обработка момента и потокосцепления о1) непосредственно следует из свойства 4) *Предложения 2*, достижение целей о2)–о4) показано при анализе полученного решения задачи управления.

2. Синтез алгоритма управления. Следуя концепции косвенного полеориентирования [2–4,7], определим заданный вектор $\mathbf{x}_e^* = (\psi^*, 0, i_{1d}^*, i_{1q}^*)^T$ для вектора электрических переменных $\mathbf{x}_e = (\psi_{2d}, \psi_{2q}, i_{1d}, i_{1q})^T$ модели АД (1). Вектор ошибок обработки при этом будет

$$\tilde{\mathbf{x}}_e = \mathbf{x}_e - \mathbf{x}_e^* = (\tilde{\psi}_d, \tilde{\psi}_q, \tilde{i}_{1d}, \tilde{i}_{1q})^T. \quad (12)$$

Отметим, что выполнение условия $\lim_{t \rightarrow \infty} (\tilde{\psi}_d, \tilde{\psi}_q) = 0$ гарантирует асимптотическое полеориентирование, из которого следует достижение второго условия в (6).

Уравнения динамики ошибок обработки для объекта (1)–(4), используя определение (12), запишутся в форме

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\psi}}_d &= -\alpha \tilde{\psi}_d + (\omega_0 - \omega) \tilde{\psi}_q + \alpha L_m \tilde{i}_{1d} - \alpha \psi^* + \alpha L_m i_{1d}^* - \dot{\psi}^* \\ \dot{\tilde{\psi}}_q &= -\alpha \tilde{\psi}_q - (\omega_0 - \omega) \tilde{\psi}_d + \alpha L_m \tilde{i}_{1q} - (\omega_0 - \omega) \psi^* + \alpha L_m i_{1q}^* \\ \dot{\tilde{i}}_{1d} &= \alpha \beta \tilde{\psi}_d + \beta \omega \tilde{\psi}_q - \gamma \tilde{i}_{1d} + \omega_0 \tilde{i}_{1q} + \alpha \beta \psi^* - \gamma i_{1d}^* + \omega_0 i_{1q}^* + \frac{1}{\sigma} u_{1d} - \dot{i}_{1d}^* \\ \dot{\tilde{i}}_{1q} &= -\beta \omega \tilde{\psi}_d + \alpha \beta \tilde{\psi}_q - \gamma \tilde{i}_{1q} - \omega_0 \tilde{i}_{1d} - \beta \omega \psi^* - \gamma i_{1q}^* - \omega_0 i_{1d}^* + \frac{1}{\sigma} u_{1q} - \dot{i}_{1q}^* \end{aligned} \quad (13)$$

$$\square \mathbf{A}_e(t)\tilde{\mathbf{x}}_e + \mathbf{A}_1(\omega, \omega_0, \mathbf{x}_e^*) + \mathbf{B}\mathbf{u} - \dot{\mathbf{x}}_e^*.$$

Предположим, что система уравнений

$$\dot{\mathbf{x}}_e^* = \mathbf{A}_1(\omega, \omega_0, \mathbf{x}_e^*) + \mathbf{B}\mathbf{u} - \mathbf{G}(t)\mathbf{C}_1\tilde{\mathbf{x}}_e, \quad (14)$$

где $\mathbf{C}_1 = \text{diag}(0, 0, 1, 1)$, имеет решение относительно вектора управляющих воздействий \mathbf{u} с матрицей корректирующих обратных связей $\mathbf{G}(t)$ такой, что результирующая замкнутая система (13) в силу решений (14) описывается уравнением

$$\dot{\tilde{\mathbf{x}}}_e = (\mathbf{A}_e(t) + \mathbf{G}(t)\mathbf{C}_1)\tilde{\mathbf{x}}_e \square \mathbf{A}(t)\tilde{\mathbf{x}}_e, \quad (15)$$

и является асимптотически устойчивой.

Синтез управления $\mathbf{u} \in R^m, m = 2$ для нелинейной системы (13) с вектором состояния $\tilde{\mathbf{x}}_e \in R^n, n = 4$ определяется спецификой управления по измеряемому выходу $\mathbf{y} \in R^r, r < n$ в условиях, когда полный вектор регулируемых переменных $\mathbf{y}_1 \in R^q, q = m < n$ является неизмеряемым. Общих методов решения задач нелинейного управления такими объектами не существует, поэтому нами предложено использовать фундаментальное свойство пассивности электрических подсистем электромеханических преобразователей, состоящее в том, что собственное движение номинальной динамики $\dot{\tilde{\mathbf{x}}}_e = \mathbf{A}_e(t)\tilde{\mathbf{x}}_e$ в (13) имеет глобально экспоненциально устойчивое положение равновесия $\tilde{\mathbf{x}}_e = 0$.

Сущность предложенного метода синтеза состоит в следующем. При частичной измеряемости вектора состояния $n > m$, для нахождения решений (14) необходимо задать $(n - m)$ соотношений, которые устанавливают взаимосвязь между промежуточными координатами, а также, при необходимости, формируют уравнения нулевой динамики.

Процедуру синтеза алгоритма векторного управления АД, состоящую в нахождении решений (14) с целью получения формы (15), удобно представить в виде следующей последовательности шагов.

1. *Асимптотическая отработка модуля вектора потокосцепления ротора с одновременным асимптотическим полеориентированием.* В [3, 10] доказано, что эти цели управления достигаются за счет конструирования следующего регулятора потока:

$$\dot{i}_{1d}^* = \frac{1}{\alpha L_m}(\alpha \psi^* + \dot{\psi}^*), \quad \dot{\varepsilon}_0 = \omega_0 = \omega + \alpha L_m \frac{i_{1q}^*}{\psi^*} + \frac{\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*, \mathbf{z})}{\psi^*}, \quad (16)$$

где $\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*, \mathbf{z})$ – функция, обеспечивающая глобальную стабилизацию подсистемы потока.

Отметим, что второе уравнение в (16) формирует нулевую динамику для системы (13).

2. *Отработка момента* гарантируется при формировании заданных траекторий моментной компоненты вектора тока статора в виде [3]

$$\dot{i}_{1q}^* = M^* / \mu_1 \psi^*, \quad \mu_1 = 3L_m / 2L_2. \quad (17)$$

3. *Отработка статорных токов* обеспечивается двумерным регулятором статорных токов, общая форма которого задается выражениями

$$\begin{pmatrix} u_{1d} \\ u_{1q} \end{pmatrix} = \sigma \begin{pmatrix} \gamma \dot{i}_{1d}^* - \omega_0 i_{1q}^* - \alpha \beta \psi^* + \dot{i}_{1d}^* - k_{id1} \tilde{i}_{1d} - v_d \\ \gamma \dot{i}_{1q}^* + \omega_0 i_{1d}^* + \beta \omega^* \psi^* + \dot{i}_{1q}^* - k_{iq1} \tilde{i}_{1q} - v_q \end{pmatrix}, \quad (18)$$

где $(k_{id1}, k_{iq1}) > 0$ – коэффициенты пропорциональных составляющих регуляторов тока.

Уравнения динамики ошибок отработки (13) и уравнение выхода (11) при использовании алгоритма (16)–(18) приобретают вид

$$\dot{\tilde{\psi}}_d = -\alpha \tilde{\psi}_d + (\omega_0 - \omega) \tilde{\psi}_q + \alpha L_m \tilde{i}_{1d}, \quad \dot{\tilde{\psi}}_q = -\alpha \tilde{\psi}_q - (\omega_0 - \omega) \tilde{\psi}_d - \varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*), \quad (19)$$

$$\dot{\tilde{i}}_{1d} = -k_{id} \tilde{i}_{1d} + \alpha \beta \tilde{\psi}_d + \beta \omega \tilde{\psi}_q - v_d, \quad \dot{\tilde{i}}_{1q} = -k_{iq} \tilde{i}_{1q} + \alpha \beta \tilde{\psi}_q - \beta \omega \tilde{\psi}_d - v_q,$$

$$\tilde{\mathbf{y}}_1 = (\tilde{\psi}, \tilde{M})^T = \mathbf{h}_1(t, \tilde{\mathbf{x}}) = \begin{pmatrix} \left[(\psi^* + \tilde{\psi}_d)^2 + \tilde{\psi}_q^2 \right]^{1/2} - \psi^* \\ \frac{3}{2} \frac{L_m}{L_2} \left[\tilde{\psi}_d (i_{1q}^* + \tilde{i}_{1q}) + \psi^* \tilde{i}_{1q} - \tilde{\psi}_q (i_{1d}^* + \tilde{i}_{1d}) \right] \end{pmatrix}, \quad (20)$$

где $k_{id} = \gamma + k_{id1}, k_{iq} = \gamma + k_{iq1}$,

Положение равновесия $\tilde{\mathbf{x}}_e = 0$ системы (19) является глобально экспоненциально устойчивым при $\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*, \mathbf{z}) = 0, v_d = v_q = 0$, а также $(k_{id1}, k_{iq1}) \geq 0$ (см. аналогичную структуру в [9]). Отметим, что при $k_{id1} = k_{iq1} = 0$ алгоритм управления не требует использования информации о токах статора.

При выполнении допущения а3) сигналы i_{1q}^*, i_{1d}^* будут ограниченными, а, следовательно, из условия $\lim_{t \rightarrow \infty} \tilde{\mathbf{x}}_e = 0$ в (20) получаем, что $\lim_{t \rightarrow \infty} \tilde{\mathbf{y}}_1 = 0$, то есть асимптотическая отработка момента и потока (цель о1) достигаются глобально.

3. Робастификация алгоритма управления. При действии параметрических возмущений, основным из которых является изменение активного сопротивления роторной цепи АД из-за нагрева, асимптотичность отработки в системе (19), (20) нарушается, однако при этом гарантируется определенный уровень робастности в отношении ограниченных вариаций возмущающего параметра $\alpha = R_2/L_2$ (величина, обратная постоянной времени роторной цепи) в силу общего свойства грубости экспоненциально устойчивых нелинейных систем.

Концептуальная линия повышения робастности непосредственно следует из формы уравнений выхода (20) и состоит в минимизации нормы $\|\tilde{\mathbf{x}}_e\|$ при отклонении реального параметра α от его номинального значения α_N , которое используется в алгоритме управления (16)–(18).

Один из путей уменьшения ошибок отработки потока $(\tilde{\psi}_d, \tilde{\psi}_q)$ дан в [3,10] и состоит в формировании корректирующей обратной связи $\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*, \mathbf{z})$ как функции ошибки отработки тока \tilde{i}_{1d} , которая сама входит в билинейную функцию выхода (20).

В данном исследовании предлагается достичь эффекта повышения грубости путем формирования корректирующей функции $\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*, \mathbf{z})$ не на основании ошибки регулирования полевой компоненты вектора тока статора i_{1d} , а в функции ошибки ее оценивания при нулевых ошибках регулирования статорных токов $\tilde{i}_{1d}, \tilde{i}_{1q}$ в установившихся режимах, что способствует уменьшению $\|\tilde{\mathbf{x}}_e\|$.

Поскольку подсистема регулирования токов статора описывается линейными дифференциальными уравнениями первого порядка (последние два в (19)), которые имеют относительный порядок, равный единице, то минимизация ошибок регулирования токов $(\tilde{i}_{1d}, \tilde{i}_{1q})$, обусловленных возмущениями правой части этих уравнений, достигается за счет увеличения коэффициентов обратных связей по току (k_{id}, k_{iq}) и введения в алгоритм регулирования токов (18) интегральных компонент в виде

$$v_d = z_d, \quad \dot{z}_d = k_{iid} \tilde{i}_{1d}, \quad v_q = z_q, \quad \dot{z}_q = k_{iiq} \tilde{i}_{1q}, \quad (21)$$

где k_{iid}, k_{iiq} – коэффициенты интегральных компонент регуляторов тока.

При таком формировании корректирующих обратных связей каждый из контуров регулирования токов представляет собой линейную систему второго порядка, типовая настройка которой предполагает выполнение соотношения пропорциональной k_p и интегральной k_i составляющих регуляторов тока $k_i = k_p^2/2$ для коэффициента демпфирования $\xi = \sqrt{2}/2$ и $k_i = k_p^2/4$ для $\xi = 1$. Из теории систем с “большим” усилением известно, что в рассматриваемой структуре контуров регулирования тока (19), (21) выполняется условие $\lim_{k_i \rightarrow \infty} (\tilde{i}_{1d}, \tilde{i}_{1q}) = 0$, обеспечивающее достижение так называемого токового управления АД. При такой настройке регуляторов тока сигнал \tilde{i}_{1d} не может быть эффективно использован для формирования корректирующей обратной связи $\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*, \mathbf{z})$, поэтому предложено ввести в рассмотрение наблюдатель полевой компоненты тока статора i_{1d} в виде

$$\dot{\hat{\epsilon}}_{1d} = -\gamma \hat{\epsilon}_{1d} + \omega_0 i_{1q} + \alpha \beta \psi^* + \frac{1}{\sigma} u_{1d} + k_1 \tilde{i}_{1d}, \quad (22)$$

где $\hat{\mathbf{e}}_{1d}$ – оценка тока i_{1d} , $\tilde{i}_{1d} = i_{1d} - \hat{\mathbf{e}}_{1d}$ – ошибка оценивания, $k_1 > 0$ – коэффициент наблюдателя.

С учетом (21), (22), (19) полные уравнения динамики ошибок регулирования и оценивания могут быть представлены в виде декомпозиции двух подсистем, рассмотренной в *Предложении 1*, и включающей подсистему момента

$$\begin{pmatrix} \dot{z}_q \\ \dot{\tilde{i}}_{1q} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & k_{iiq} \\ -1 & -k_{iq} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} z_q \\ \tilde{i}_{1q} \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\beta\omega & \alpha\beta & 0 \end{bmatrix} \tilde{\mathbf{x}}_2 \square \mathbf{A}_1 \tilde{\mathbf{x}}_1 + \mathbf{B}_1(t) \tilde{\mathbf{x}}_2 \quad (23)$$

и подсистему потока

$$\begin{pmatrix} \dot{z}_d \\ \dot{\tilde{i}}_{1d} \\ \dot{\tilde{\psi}}_d \\ \dot{\tilde{\psi}}_q \\ \dot{\tilde{i}}_d \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & k_{iid} & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -k_{id} & \alpha\beta & \beta\omega & 0 \\ 0 & \alpha L_m & -\alpha & \omega_2 & 0 \\ 0 & -\gamma_1 \beta \omega & -\omega_2 & -\alpha & -\gamma_2 \beta \omega \\ 0 & 0 & \alpha\beta & \beta\omega & -k_0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} z_d \\ \tilde{i}_{1d} \\ \tilde{\psi}_d \\ \tilde{\psi}_q \\ \tilde{i}_d \end{pmatrix} \square \mathbf{A}_2(t, \tilde{\mathbf{x}}_1) \tilde{\mathbf{x}}_2, \quad (24)$$

где $\omega_2 = \omega_0 - \omega$ – частота скольжения, $k_0 = \gamma + k_1$, $\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1, \mathbf{z}) = \gamma_1 \beta \omega \tilde{i}_{1d} + \gamma_2 \beta \omega \tilde{i}_d$.

Для подсистем (23), (24) выполнение свойств 1) и 3) *Предложения 2* непосредственно следует из структуры (23), свойство 4) было доказано ранее. Экспоненциальная устойчивость положения равновесия $\tilde{\mathbf{x}}_2 = 0$ следует из рассмотрения функции Ляпунова для системы (24) пониженного порядка (при $z_d = 0$). Рассмотрим положительно определенную функцию

$$V = \frac{1}{2} (\tilde{\psi}_d^2 + \tilde{\psi}_q^2 + \gamma_1 \tilde{i}_{1d}^2 + \gamma_2 \tilde{i}_d^2), \quad (25)$$

производная которой в силу решений (24) при $z_d = 0$ имеет вид

$$\dot{V} = -\alpha (\tilde{\psi}_d^2 + \tilde{\psi}_q^2) + \alpha (L_m + \gamma_1 \beta) \tilde{\psi}_d \tilde{i}_{1d} + \gamma_2 \alpha \beta \tilde{\psi}_d \tilde{i}_d - \gamma_1 k_{id} \tilde{i}_{1d}^2 - \gamma_2 k_0 \tilde{i}_d^2. \quad (26)$$

Производная $\dot{V} < 0$, если выполняются следующие условия

$$k_{id} > \alpha (L_m + \gamma_1 \beta)^2 / 8\gamma_1, \quad k_0 > \alpha \gamma_2 \beta^2 / 8. \quad (27)$$

Прямое использование теоремы Ляпунова об устойчивости устанавливает экспоненциальную устойчивость положения равновесия $(\tilde{i}_{1d}, \tilde{\psi}_d, \tilde{\psi}_q, \tilde{i}_d) = 0$, а, следовательно, исходя из структурных свойств (24) и положения равновесия, $\tilde{\mathbf{x}}_2 = (z_d, \tilde{i}_{1d}, \tilde{\psi}_d, \tilde{\psi}_q, \tilde{i}_d)^T = 0$.

Таким образом, все условия *Предложения 2*, выполняются, поэтому положение равновесия $\tilde{\mathbf{x}} = (\tilde{\mathbf{x}}_1^T, \tilde{\mathbf{x}}_2^T)^T = 0$ композитной системы (23), (24) является глобально экспоненциально устойчивым, что гарантирует достижение асимптотической обработки момента и потока, а также асимптотическую развязку этих процессов (цели управления о1) и о2)).

Номинальная динамика контура регулирования моментного тока $\dot{\tilde{\mathbf{x}}}_1 = \mathbf{A}_1 \tilde{\mathbf{x}}_1$ является линейной (цель управления о3)). Из четвертого уравнения в (24) видно, что подсистема потока имеет две отрицательные обратные связи с коэффициентами γ_1 и γ_2 , которые формируются заданием функции $\varphi_1(\mathbf{y}, \mathbf{y}_1^*, \mathbf{z}) = \gamma_1 \beta \omega \tilde{i}_{1d} + \gamma_2 \beta \omega \tilde{i}_d$. При действии параметрических возмущений роторной цепи компонента \tilde{i}_{1d} стремится к нулю в установившемся режиме, в то время как корректирующий сигнал

$\gamma_2 \beta \omega \tilde{i}_d$ обеспечивает подсистеме потока замкнутость отрицательной обратной связью, а, следовательно, и грубость в отношении вариаций параметров роторной цепи.

Выводы. Разработан метод синтеза алгоритма косвенного векторного управления АД, обеспечивающего глобальную асимптотическую обработку заданных траекторий момента-потокосцепления, асимптотическую развязку процессов управления выходными координатами, асимптотическую линеаризацию подсистемы управления моментом, а также грубость к вариациям параметров роторной цепи. Дана конструктивная процедура синтеза алгоритма управления моментом-модулем потокосцепления, а также корректирующих обратных связей наблюдателя тока статора.

Разработанный алгоритм векторного управления может быть использован при разработке новых электромеханических систем, в которых предъявляются высокие требования к показателям качества регулирования момента и энергетической эффективности процесса электромеханического преобразования энергии.

1. *Пересада С.М.* Векторное управление в асинхронном электроприводе: аналитический обзор // Вестник ДГТУ. – 1999. – С. 1–23.
2. *Пересада С.М.* Обобщенная теория косвенного векторного управления асинхронным двигателем. Часть I. Проблема векторного управления в асинхронном электроприводе: краткий обзор и формулировка проблемы. // Техн. електродинаміка. – 1999. – №2. – С. 27–32.
3. *Пересада С.М.* Обобщенная теория косвенного векторного управления асинхронным двигателем. Часть II. Синтез алгоритма обработки модуля потока и угловой скорости. // Техн. електродинаміка. – 1999. – №4. – С. 26–31.
4. *Пересада С.М.* Теоретические и практические аспекты использования обобщенного алгоритма косвенного векторного управления. // Техн. електродинаміка. – 1999. – №6. – С. 27–31.
5. *Atkinson D.J., Acarnley P.P. and Finch J.W.* Observers for induction motor state and parameter estimation // IEEE Trans. on Industrial Applications. – Nov/Dec. 1991. – Vol. 27. – № 6. – Pp. 1119–1127.
6. *Krishnan R. and Doran F.C.* Study of parameter sensitivity in high performance inverter-fed induction motor drive systems // IEEE Trans. on Industrial Applications. – 1987. – Vol. 23. – Pp. 623–635.
7. *Marino R., Peresada S., Tomei P.* Global adaptive output feedback control of induction motors with uncertain rotor resistance // IEEE Trans. on Automatic Control. – May, 1999. – Vol. 44. – №6. – Pp. 967–983.
8. *Marino R. and Tomei P.* Nonlinear Control Design: Geometric, Adaptive and Robust. – Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1995.
9. *Montanari M., Peresada S., Rossi C., Tilli A.* Current sensorless position-flux tracking controller for induction motor drives // Mechatronics. – 2007. – Vol.17. – Pp. 15–30.
10. *Peresada S., Tonielli A.* High performance robust speed-flux tracking controller for induction motor // International Journal of Adaptive Control and Signal Processing. – 2000. – Vol.14. – № 2–3. – Pp. 177–200.
11. *Roboam X., Andrieux C., de Fornel B. and Hapiot J.* Rotor flux observation and control in squirrel-cage induction motor: reliability with respect to parameters variations // IEE Proc. D. – 1992. – Vol.139. – Pp. 363–370.

Надійшла 29.09.2009

УДК 621.311.246.8

П.О.Черненко, канд.техн.наук., О.В.Мартинюк (Інститут електродинаміки НАН України, Київ)

УТОЧНЕННЯ ПРОГНОЗУ МІСЯЧНОГО ЕЛЕКТРОСПОЖИВАННЯ ЕНЕРГООБ'ЄДНАННЯ

Наведено метод уточнення прогнозу місячного електроспоживання енергооб'єднання. Уточнення прогнозу проводиться із врахуванням календаря місяця, фактичного електроспоживання, середньобагаторічного внутрішньомісячного тренду температури та короткострокових прогнозів: температури і добового електроспоживання енергоємними підприємствами.

Представлен метод уточнення прогноза місячного електропотребления энергообъединения. Уточнение прогноза проводится с учетом календаря месяца, фактического электропотребления, среднесезонного внутримесячного тренда температуры и краткосрочных прогнозов температуры и суточного электропотребления энергоёмкими предприятиями.

Прогнозування споживання електроенергії на різні часові інтервали є важливою частиною комплексу задач планування режимів роботи енергосистем і оперативного диспетчерського управління ними. Точність прогнозів електроспоживання (ЕС) значною мірою визначає якість та ефективність вирішення цих задач.

Для вирішення задач планування виробництва електроенергії, забезпечення електростанцій паливно-енергетичними ресурсами, створення графіків ремонту їх основного обладнання необхідна інформація про місячне споживання електроенергії на горизонт упередження до одного року, тобто, середньостроковий прогноз ЕС. У зв'язку із світовою фінансовою кризою та зниженням попиту на металургійну та хімічну продукцію різко зменшилося електроспоживання та підвищилася нестабільність роботи енергоємних підприємств. Тому виникає необхідність у частішому коригуванні попередньо спрогнозованого місячного ЕС ОЕС. У даній роботі наведено алгоритм уточнення прогнозу місячного електроспоживання енергосистеми поточного місяця, попередньо виконаного на основі методу прогнозування, описаного в [1].

Математична модель електроспоживання передбачає адитивний розклад ЕС на компоненти

$$\bar{W}_i = W_i^B + W_i^{Tp} + W_i^C + W_i^M + W_i^3, \quad (1)$$

де \bar{W}_i – електроспоживання, розраховане для середньомісячного робочого, суботнього та недільного днів i -го місяця передісторії із урахуванням різких змін у роботі енергоємних підприємств; W_i^B – базова компонента електроспоживання, що визначає середньобагаторічне ЕС на інтервалі передісторії; W_i^{Tp} – складова помісячного росту/спаду електроспоживання, що розраховується на даних передісторії за допомогою МНК; W_i^C – сезонна компонента електроспоживання, що характеризує річні циклічні коливання і описується моделлю авторегресії та ковзного середнього сезонного типу; W_i^M – метеорологічно чутлива компонента електроспоживання, що характеризує вплив метеорологічних чинників (температури та хмарності) і описується за допомогою регресійних моделей; W_i^3 – залишкова компонента електроспоживання, що визначає похибку обраної моделі розкладу.

Даний підхід передбачає створення окремих моделей, що описують динаміку виділених складових математичної моделі електроспоживання на інтервалі передісторії та забезпечують виконання прогнозів на необхідний інтервал упередження.

Для розрахунку прогнозу місячного електроспоживання енергосистеми попередньо виконується прогнозування електроспоживання окремо середньомісячного робочого, суботнього та недільного днів на основі моделі (1). Використовуючи календар місяця, на який здійснюється прогноз, значення сумарного місячного електроспоживання розраховуються відповідно до формули: $W^N = a_N W_N^{роб} + b_N W_N^{суб} + c_N W_N^{нед}$, де a_N, b_N, c_N – кількість робочих, суботніх і недільних днів у N -му прогнозованому місяці.

Інформація про погодинне електричне навантаження, добове електроспоживання та середньодобову температуру регіональних та об'єднаної енергосистем України надходить в оперативно-інформаційний комплекс ОЕС у режимі реального часу. Щодобово із Держенергонагляду надходить інформація про добове електроспоживання та електричне навантаження в екстремальних точках добового графіку ОЕС по 50-ти потужних енергоємних підприємствах. Також щодобово в базу даних із Гідрометеоцентру та Держенергонагляду додатково поступає інформація щодо прогнозу середньодобової температури на найближчі три дні. Таким чином, інформаційно забезпечено можливість виконувати уточнення прогнозного місячного споживання електроенергії поточного місяця із урахуванням нових фактичних даних.

Уточнення прогнозного місячного електроспоживання виконується у наступній послідовності.

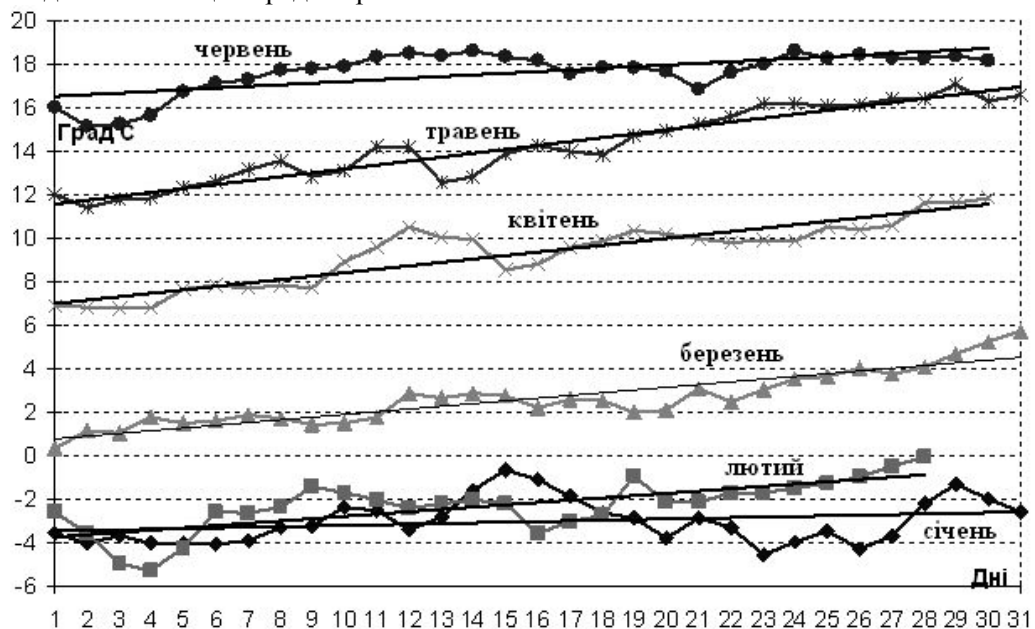
1. За даними про середньодобову температуру, усереднену на інтервалі передісторії (за 5–7 років), на основі однофакторної лінійної регресійної моделі розраховується середньобагаторічний внутрішньомісячний лінійний тренд температури (рис. 1) для кожного місяця року:

$$T = a * j + b, \quad (2)$$

де
$$a = \frac{n \sum_{j=1}^n (T_i^j * j) - \sum_{j=1}^{j=n} (j) * \sum_{j=1}^{j=n} (T_i^j)}{n \sum_{j=1}^{j=n} (j^2) - \left(\sum_{j=1}^{j=n} (j) \right)^2} = \frac{n * \sum_{j=1}^n (T_i^j * j) - \frac{(1+n)n}{2} * \sum_{j=1}^{j=n} (T_i^j)}{n \sum_{j=1}^{j=n} (j^2) - \left(\frac{(1+n)*n}{2} \right)^2}, \quad (3)$$

$$b = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{j=n} T_i^j - \frac{a}{n} \sum_{j=1}^{j=n} j = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{j=n} T_i^j - \frac{a(1+n)}{2}, \quad (4)$$

i – номер місяця в році; j – номер доби в місяці; n – кількість днів в місяці i ; T_i^j – середньодобова температура j -го дня i -го місяця передісторії.



2. Прогнозування місячного електроспоживання i -го місяця за розробленим методом здійснюється на основі заданої середньомісячної (або середньобагаторічної) температури $T_i^{Прогн}$. Викорис-

товуючи коефіцієнти внутрішньомісячного лінійного тренду i -го місяця, зазначена середньомісячна температура наступним чином розподіляється по n днях i -го місяця:

– коригується значення константи b лінійної залежності (2) заміщенням у формулі (4) $\frac{1}{n} \sum_{j=1}^{i=n} T_i^j$ на $T_i^{\text{Прогн}}$, тобто $b' = T_i^{\text{Прогн}} - \frac{a(1+n)}{2}$;

– значення середньодобової температури $T_i^{j'}$ розраховується за формулою $T_i^{j'} = a * j + b'$ для кожного j -го ($j=1..n$, $n=28-31$) дня поточного i -го місяця.

Коригування константи необхідне для забезпечення можливості задавання прогнозів середньомісячної температури, що відмінна від розрахованих середньобагаторічних значень.

3. Відповідно до викладеного вище методу, прогнозування місячного електроспоживання розраховується за допомогою прогнозу електроспоживання середньомісячного робочого, суботнього, недільного днів та календаря i -го місяця. Таким чином, використовуючи відомий календар i -го місяця, прогнозне місячне електроспоживання розкладається по всіх його n днях: $W_{i,j}^{\text{роб}}$, $W_{i,j}^{\text{суб}}$, $W_{i,j}^{\text{нед}}$. Використовуючи модель метеорологічної компоненти ЕС, що описує вплив температури на електричне споживання середньомісячного дня кожного типу та попередньо розраховані значення температур $T_i^{j'}$, розподілених по днях i -го місяця, розкладене добове електроспоживання $W_{i,j}^{\text{роб}}$, $W_{i,j}^{\text{суб}}$, $W_{i,j}^{\text{нед}}$ уточнюються на метеорологічну компоненту W_i^M .

4. Використовуючи доступну на момент уточнення інформацію, розраховані на перші k днів прогнозні значення добового електроспоживання поточного місяця заміщуються наявними фактичними. Виконується перерахунок середньобагаторічної температури даного місяця шляхом циклічного заміщення значень вибірки новими даними та їх наступного усереднення. Таким чином, перераховуються і коефіцієнти лінійної залежності відповідно до п.1–2. Також, за наявності прогнозів середньодобової температури на глибину L та, використовуючи регресійні залежності впливу температури [2] для відповідного типу дня, уточнюється метеорологічна складова W_i^M електроспоживання зазначених L днів.

5. Уточнене значення сумарного місячного електроспоживання ОЕС розраховується підсумовуванням фактичних та решти прогнозних, скоригованих відповідно до п.4, значень добового ЕС поточного місяця.

Також прогноз місячного електроспоживання ОЕС уточнюється за рахунок аналізу та прогнозування добового електроспоживання енергоємними підприємствами.

Виявлено, що для електроспоживання промисловістю України характерні неочікувані коливання сумарної потужності [3]. Цей факт обумовлений наявністю в структурі промисловості України 50 великих енергоємних підприємств, що знаходяться на добовому контролі в Держенергонагляді, сумарною потужністю близько 25% загальної потужності ОЕС України.

Аналіз передісторії виявив, що різкі відхилення добового електроспоживання енергоємними підприємствами мають вигляд трикутного (рис. 2), або трапецієподібного (рис. 3) викидів. Такі відхилення спричинені впливом технологічних або економічних факторів (ремонт чи аварійним відключенням потужних енергоємних агрегатів, або кон'юнктурою попиту на продукцію підприємства). Дія зазначених факторів триває від одного дня до кількох місяців.

Для усунення впливу цих відхилень на математичні моделі (1) виділених компонент електроспоживання ОЕС проводиться їхня ідентифікація на основі перевірки екстремальних значень різничевого ряду першого порядку на відповідність критерію Чебишева [4] та заміщення даних відхилень екстрапольованими су-



Рис. 2

сідніми значеннями добового електроспоживання відповідного енергоємного підприємства. Таким чином, коригуються архіви електроспоживання середньомісячного робочого, суботнього та недільного днів (\bar{W}_i) відповідної енергосистеми, до якої належать зазначені енергоємні підприємства.

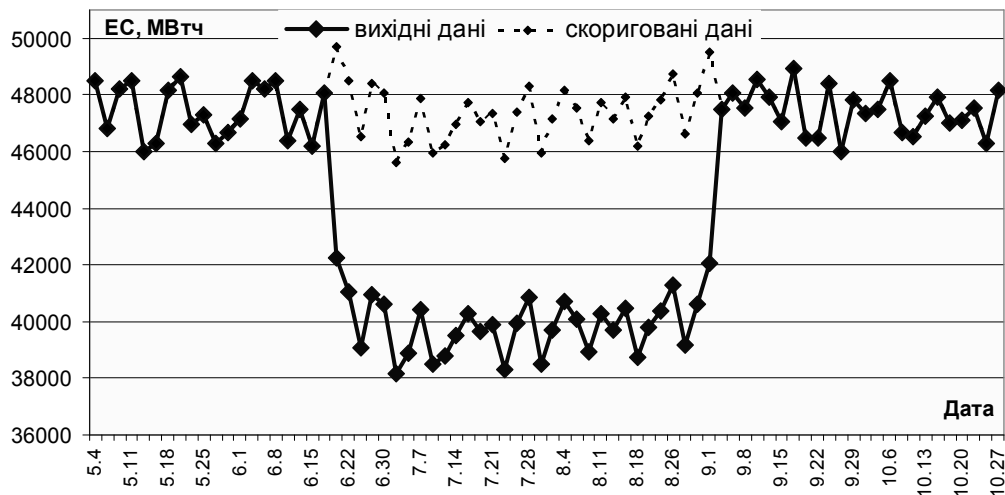


Рис. 3

Однак, в сучасних умовах світової економічної кризи спостерігається тривалий і суттєвий спад електроспоживання по цілому ряду промислових підприємств, особливо гірничо-металургійного комплексу. Графіки добового електроспоживання Нікопольським заводом феросплавів та Інгuleцьким гірничозбагачувальним комбінатом за 2008–2009 роки показано на рис. 4. Динаміка електроспоживання даними підприємствами типова і для решти підприємств галузі.

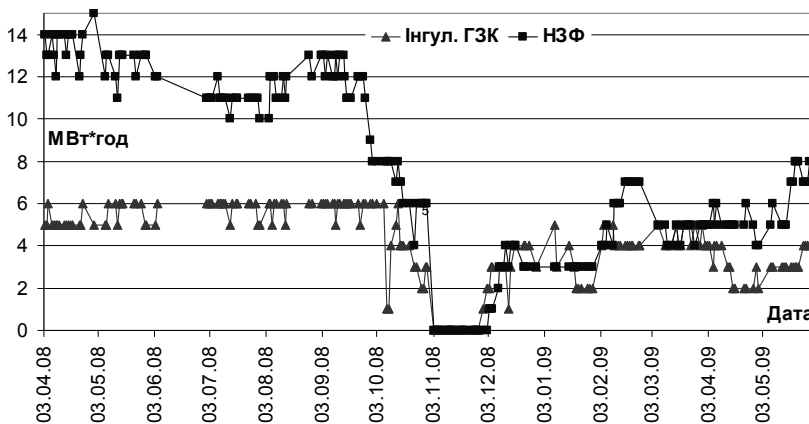


Рис. 4

Отже, в сучасних умовах виконувати заміщення нетипових значень добового споживання електроенергії підприємствами за згаданим алгоритмом не ефективно, оскільки дані відхилення довготривалі та не мають вигляду різких викидів. Тому запропоновано інший підхід щодо використання інформації про добове електроспоживання енергоємними підприємствами для уточнення прогнозу місячного ЕС енергооб'єднання.

В запропонованій моделі (1) місячного ЕС ОЕС електроспоживання енергоємними підприємствами закладено в базовій W_i^B та сезонній W_i^C компонентах.

Базова компонента W^B середньомісячного дня кожного типу розраховується за допомогою формули (5) і представляє собою усереднене значення електроспоживання із вилученим трендом, незмінне на заданому інтервалі передісторії.

$$W^B = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{W}_i - W_i^{Tp}). \quad (5)$$

Сезонна компонента ЕС розраховується на даних передісторії вилученням із сумарного електроспоживання базової, трендової та метеорологічної компонент і представляє собою приведений до стаціонарного часовий ряд із незмінними, з ймовірністю $P=0,95$, значеннями математичного очікування та кореляційної функції.

Дослідження показали, що сезонні компоненти електроспоживання середньомісячних робочого/суботнього та недільного днів задовільно описуються сезонною моделлю авторегресії й ковзного середнього (АРКС з періодом 12) виду (1.0.0)(2.0.0).

$$\hat{W}_i^C = p_1 W_{i-1}^C + P_1 W_{i-12}^C + P_2 W_{i-24}^C - p P_1 W_{i-13}^C - p P_2 W_{i-25}^C + \Theta, \quad (6)$$

де \hat{W}_i^C – прогнозне значення сезонної компоненти електроспоживання i -го місяця; p_1, P_1, P_2, Θ – параметри моделі АРКС.

Таким чином, при суттєвих змінах електроспоживання енергоємними підприємствами запропоновано коригувати розподілене по n днях прогнозне значення місячного електроспоживання ОЕС поточного місяця на величину:

$$\Delta = [(W_i^{EP} - W_{i-12}^{EP}) - p_1 (W_{i-1}^{EP} - W_{i-13}^{EP})] / n,$$

де Δ – величина, на яку уточнюється добове електроспоживання ($W'_{i,j} = W_{i,j} - \Delta$) ОЕС у поточному i -му місяці, $W_{i-1}^{EP}, W_{i-12}^{EP}, W_{i-13}^{EP}$ – сумарне електроспоживання енергоємними підприємствами у відповідному місяці, W_i^{EP} – сумарне значення електроспоживання енергоємними підприємствами поточного i -го місяця, розраховане за формулою $W_i^{EP} = n * \sum_{j=1}^k W_{i,j}^{EP} / k$, де k – кількість днів i -го місяця перед проведенням уточнення, за які доступна фактична інформація про добове електроспоживання енергоємними підприємствами, $W_{i,j}^{EP}$ – сумарне добове електроспоживання енергоємними підприємствами j -го дня.

Таким чином, припускається, що ЕС енергоємними підприємствами за решту днів поточного місяця буде наближено до ЕС за перші k днів.

Практичне застосування описаного методу дозволяє суттєво уточнити прогноз сумарного електроспоживання поточного місяця. Розглянемо ефективність методу на прикладі уточнення сумарного електроспоживання ОЕС України за березень 2008 року.

На рис. 5 показано результати середньострокового прогнозування місячного електроспоживання ОЕС України, виконаного 1 березня 2008 року на період 5 місяців. Глибина використаної передісторії – 5 років.

Прогнозне (1) та фактичне (2) значення місячного електроспоживання ОЕС України за березень 2008 року за даним розрахунком становить відповідно 16661 ГВт*год і 17005 ГВт*год. Зниження на 2,06 % фактичного електроспоживання в порівнянні з прогнозним спричинено аномально теплим березнем 2008 року. Середньомісячна температура повітря становила у цьому місяці $+5.4^{\circ}\text{C}$ у порівнянні із $+2.8^{\circ}\text{C}$ – середньобагаторічною температурою березня (за 5 років), що була використана при розрахунку прогнозу ЕС. Проведемо уточнення прогнозу березневого електроспоживання ОЕС після 1-ї декади місяця.

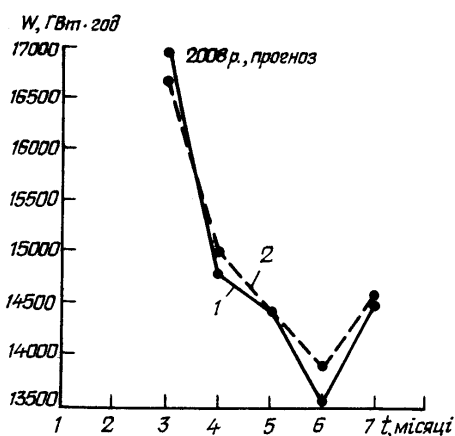


Рис. 5

Розраховані згідно з п.1 вищевказаного алгоритму коефіцієнти лінійної регресії середньобагаторічної внутрішньомісячної температури березня становлять $a = 0.124$, $b = 0.64$. Оскільки як прогнозна температура на березень використовувалась $T_i^{\text{Прогн}} = 2.8^{\circ}\text{C}$, то скоригований відповідно до формули п.2 вільний член регресійної залежності b становить: $b' = T_i^{\text{Прогн}} - a(1+n)/2 = 2.8 - 0.124(31-1)/2 = 0.92$. Прогнозні значення електроспоживання середньоберезневого робочого, суботнього та недільного днів, за допомогою яких розраховувався прогноз сумарного місячного електроспоживання, становлять: $W_{\text{роб}} = 555.8$, $W_{\text{суб}} = 5415.7$, $W_{\text{нед}} = 5251.7$ ГВт*год. Коефіцієнти впливу температури на електроспоживання середньомісячного робочого, суботнього та недільного днів становлять відповідно -4.8 , -4.1 , -5.8 ГВт*год/ $^{\circ}\text{C}$.

№ дня	ЕС1, ГВт*год	T, °С	ЕС2, ГВт*год	ЕС3, ГВт*год	T _ф , °С
1	542	1,0	549	533	5
2	525	1,2	535	518	6
3	556	1,3	564	556	4
4	556	1,4	563	559	4
5	556	1,5	562	562	2
6	556	1,7	562	563	2
7	556	1,8	561	551	3
8	542	1,9	546	510	5
9	525	2,0	530	504	6
10	556	2,2	559	525	6
11	556	2,3	559 546	551	5
12	556	2,4	558 531	537	8
13	556	2,5	558 536	542	7
14	556	2,7	557	548	6
15	542	2,8	542	525	5
16	525	2,9	525	507	5
17	556	3,0	555	548	7
18	556	3,1	555	543	7
19	556	3,3	554	553	4
20	556	3,4	553	554	3
21	556	3,5	553	561	2
22	542	3,6	539	533	4
23	525	3,8	520	510	8
24	556	3,9	551	538	9
25	556	4,0	550	542	9
26	556	4,1	550	548	3
27	556	4,3	549	548	3
28	556	4,4	549	536	6
29	542	4,5	535	512	8
30	525	4,6	515	490	8
31	556	4,8	547	535	6

Розкладемо сумарне березневе електроспоживання по днях березня, використовуючи календар місяця, скоригований внутрішньомісячний тренд температур та прогнозні значення електроспоживання трьох типів днів – 4-й стовпчик таблиці (у таблиці: ЕС1 – ЕС без врахування внутрішньомісячної температури; ЕС2 – ЕС із врахуванням внутрішньомісячної температури; ЕС3 – фактичне ЕС; T – внутрішньомісячна температура; T_ф – фактична температура).

Як зазначалося вище, із Гідрометеоцентру України в базу даних енергооб'єднання надходить інформація про прогноз середньодобової температури на найближчі три дні. Використовуючи коефіцієнт впливу температури та дані Гідрометеоцентру, проводиться перерахунок прогнозу добового електроспоживання з 11.03 по 13.03. Уточнені значення електроспоживання представлено в таблиці курсивом. Таким чином, заміщуючи прогнозні значення електроспоживання першої декади березня фактичними і підсумовуючи отримане, розраховуємо уточнене значення місячного електроспоживання за березень 2008 року. В результаті отримаємо 16792 ГВт*год, при цьому відхилення від фактичного електроспоживання становить лише 0.8 % !

Висновки. У зв'язку із зниженням електроспоживання та підвищенням нестабільності в роботі енергоємних підприємств виникає необхідність частішого коригування попередньо виконаних прогнозів електроспоживання енергооб'єднання на найближчий місяць. Запропонований алгоритм уточнення місячного електроспоживання енергооб'єднання дозволяє суттєво знизити похибку прогнозу місячного ЕС та підвищити надійність загального методу середньострокового прогнозування.

1. Черненко П.О., Мартинюк О. В. Середньострокове дворівневе прогнозування електричного споживання енергооб'єднання // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2008. – № 6. – С. 77–81.
2. Черненко П.А., Мартинюк А.В., Заславский А.И. Среднесрочное иерархическое прогнозирование электропотребления энергообъединения // Техн. электродинамика. Тем. вип. «Проблеми сучасної електротехніки». – 2008. – Ч.4. – С. 25–30.
3. Черненко П.О., Мартинюк О.В. Прогнозування добового графіка сумарного електричного навантаження електроенергетичної системи // Праці ІЕД НАН України. – 2007. – Вип. 18. – С. 57–65.
4. Черненко П.А., Заславский А.И. Методы повышения достоверности телеизмеряемых параметров режима электроэнергетических систем // Праці ІЕД НАН України. Електротехніка. – 2001. – С. 109–114.

Надійшла 22.07.2009

УДК 621.314

Н.А.Шидловская, член-корр. НАН Украины, **В.В.Мартынов**, канд.техн.наук (Институт электродинамики НАН Украины, Киев)

СОГЛАСОВАНИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ С ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ УСТАНОВКОЙ

Рассматриваются переходные процессы, возникающие в выходных цепях высоковольтного источника питания, подключенного отрезком линии к электронно-лучевой пушке. Показано, что параметры выходных цепей источника питания, линии соединения и длительности пробоев существенно влияют на характер переходных процессов. Предложены меры по защите выпрямительных диодов и улучшению характера переходных процессов в цепи питания электронно-лучевой пушки.

Розглядаються перехідні процеси, що виникають у вихідних ланцюгах високовольтного джерела живлення, підключеного відрізком лінії до електронно-променевої гармати. Показано, що параметри вихідних ланцюгів джерела живлення, лінії з'єднання і тривалості пробоев істотно впливають на характер перехідних процесів. Запропоновано заходи по захисту випрямних діодів і поліпшенню характеру перехідних процесів в ланцюзі живлення електронно-променевої гармати.

В настоящее время получило развитие направление по созданию источников питания для электротехнологических установок, которые можно объединить общностью характера нагрузок, к числу которых относятся различные виды газового разряда. Последние характеризуются как нелинейные нагрузки с малыми или даже отрицательными внутренними сопротивлениями, значения которых зависят от ряда факторов и могут существенно отличаться в статическом и динамическом режимах.

К этим источникам электропитания, кроме обычных требований по регулированию и стабилизации выходного напряжения или тока, предъявляются специфические требования, отражающие свойства электротехнологических установок. Это, например, обеспечение работоспособности источников питания электронно-лучевых установок при переходе тлеющего разряда в дуговой.

В электротехнологических электронно-лучевых установках используются пушки (ЭЛП) и источники питания с единичной мощностью 0,3–0,6 МВт и более [5,9]. В подобных установках, нашли применение высоковольтные источники питания с динамическим ограничением тока при коротком замыкании (КЗ) [4–6]. В этих источниках в цепь постоянного тока по низковольтной или высоковольтной стороне, которая участвует в передаче энергии в нагрузку, включается индуктивность. При нормальной работе источника, без пробоев (КЗ), дроссель (индуктивность) не оказывает влияния на режим работы пушек, источник имеет жесткую выходную характеристику. При пробое в пушке индуктивность препятствует росту тока и формированию условий для перехода тлеющего разряда в дуговую стадию [4,6].

Традиционно, или скажем так, вынужденно из-за габаритов, источники питания подобного оборудования располагаются на некотором удалении, обычно 20–50 метров, иногда и более. При ускоряющем напряжении 20–50 кВ энергия, запасенная в линии связи источника питания с ЭЛП, может составлять от единиц до нескольких десятков Дж [8]. При пробое, резком изменении импеданса нагрузки в системе «источник питания – линия связи, находящаяся под напряжением, – нагрузка» возникает переходной процесс, который может при определенных условиях привести к отказу источника питания.

На рис. 1 показана эквивалентная схема цепей питания электротехнологической установки для исследования переходных режимов при пробоях в ЭЛП. Высоковольтный источник питания с динамическим ограничением тока представлен источником тока, высоковольтный выпрямитель учтен диодом $VD1$, а конденсатор $C1$ учитывает все емкости, приведенные к выходным клеммам источника

питания. Считаем, что параметры линии связи равномерно распределены вдоль длины, поэтому, разбив условно всю линию связи на элементарные единичные участки, получим, что элементарный участок dx однородной линии имеет индуктивность $L_0 dx$, емкость $C_0 dx$, активное сопротивление $R_0 dx$ и активную проводимость $g_0 dx$. Эмиссионные возможности ЭЛП с холодным катодом на основе экспериментальных вольтамперных характеристик аппроксимируются выражением [9]

$$I = 8,6 \cdot 10^{-7} \cdot p^2 \cdot U^{2,5}, \quad (1)$$

где I – ток луча (А); p – давление рабочего газа в разрядном промежутке пушки (мТорр); U – напряжение (В).

Как видно из (1), ток луча зависит от рабочего давления и напряжения на электродах ЭЛП. Разделив обе части (1) на U , найдем характер изменения нелинейного сопротивления R_n для эквивалентной схемы рис. 1

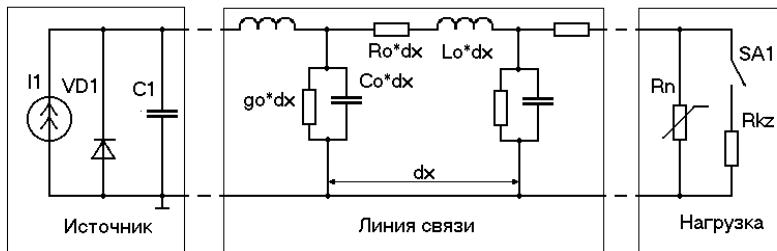


Рис. 1

эквивалентной схемы рис. 1

$$R_n = 3,6771 \cdot 10^{13} \cdot U^{-\frac{3}{2}} \cdot p^{-2}. \quad (2)$$

Пробой в нагрузке R_n учитывается отображенным на эквивалентной схеме последовательным соединением ключа SA1 и резистора R_{kz} .

Целью настоящей работы является исследование переходных процессов в линии, соединяющей высоковольтный источник питания с электронно-лучевой пушкой, и их

влияние на выходные цепи источника питания.

Рассмотрим переходной процесс только в момент КЗ в нагрузке, приняв ряд допущений. Считаем, что при КЗ ЭЛП зашунтирована весьма малым резистором и ее нелинейные характеристики не оказывают заметного влияния на происходящие процессы. Считаем, что до пробоя ЭЛП находилась в стационарном состоянии и ее можно заменить постоянным резистором, величина которого обеспечивает номинальную нагрузку для источника питания. Линию связи представим только одним звеном с параметрами $L_0 \cdot l$, $C_0 \cdot l$, $R_0 \cdot l$, что даст некоторую погрешность, которая в основном скажется только на высокочастотные составляющие переходного процесса.

К моменту возникновения КЗ начальные условия в цепи ненулевые, линия заряжена и протекает ток нагрузки. Как известно [1], расчет переходных процессов в цепях с распределенными параметрами можно свести к расчету цепи с сосредоточенными параметрами при нулевых начальных условиях, суть которого заключается в следующем. Если между какими-нибудь двумя точками линии, в общем случае заряженной, подключается двухполюсник, то для нахождения возникающего переходного процесса необходимо определить напряжение между этими точками линии до подключения двухполюсника, после чего рассчитать токи и напряжения в схеме с сосредоточенными параметрами, которая включается на это напряжение при нулевых начальных условиях. Полученные напряжения и токи накладываются на соответствующие величины предыдущего режима. Для этого (на основе принципа наложения) эквивалентную схему, показанную на рис. 1, представим в виде рис. 2.

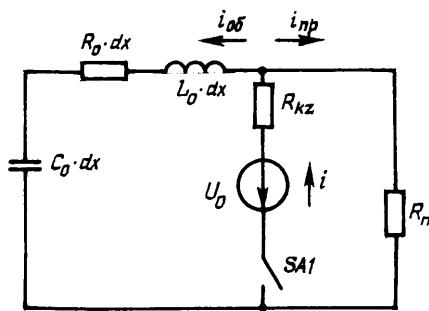


Рис. 2

Из эквивалентной схемы следует, при условии $R_{kz} = 0$ прямая волна тока равна току нагрузки, а обратная волна тока, в принципе, определяется параметрами линии. Из схемы, показанной на рис. 2, для единичной длины линии найдем

$$i_{o6} = - \frac{U_0}{L_0 \cdot C_0 \cdot p^2 + C_0 \cdot R_0 \cdot p + 1} C_0. \quad (3)$$

Переходя в (3) во временную плоскость, получим

$$i_{o6}(t) = - \frac{2U_0}{\sqrt{4 \cdot Z_0^2 - R_0^2}} \cdot e^{-\frac{R_0}{2 \cdot L_0} t} \cdot \sin \left(\frac{\sqrt{4 \cdot Z_0^2 - R_0^2}}{2 \cdot L_0} t \right), \quad (4)$$

где $Z_0 = \sqrt{L_0/C_0}$ – волновое сопротивление линии.

Если предположить, что линия без потерь, то выражение (4) приобретет вид

$$i_{обн}(t) = \frac{U_0}{Z_с} \sin \frac{1}{\sqrt{L_0 \cdot C_0}} t. \quad (5)$$

Обратная волна тока [1] движется от места возникновения КЗ, т.е. ЭЛП, к источнику питания, увеличивая ток в выходных цепях источника питания и линии соединения. Поэтому ток, на который должен быть рассчитан выпрямитель источника питания, может быть определен из выражения

$$i(t) = i_{np}(t) - i_{обн}(t) = \frac{U_0}{R_n} + \frac{2U_0}{\sqrt{4 \cdot Z_с^2 - R_0^2}} \cdot e^{-\frac{R_0}{2 \cdot L_0} t} \cdot \sin \left(\frac{\sqrt{4 \cdot Z_с^2 - R_0^2}}{2L_0} t \right). \quad (6)$$

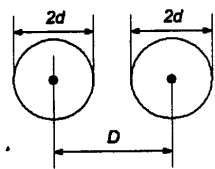
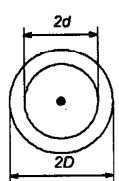
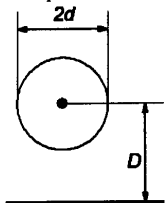
Из выражений (4) и (5) следует, что амплитуда тока обратной волны достигает максимума в линиях без потерь и равна напряжению в точке возникновения КЗ на линии, деленному на волновое сопротивление линии

$$i_{об\max} = U_0 / Z_с. \quad (7)$$

Гармоническая составляющая возникающих колебаний (4,5) при принятых допущениях определяется параметрами линии, наложенными на экспоненциальную составляющую затухания вызванного переходного процесса при условии, что линия имеет потери. Чем выше потери и меньше погонная индуктивность, тем быстрее затухают колебания.

Соединение источника электропитания с электронно-лучевой установкой обычно осуществляется одним из трех вариантов: коаксиальным кабелем; двухпроводной линией (как воздушной, так и помещенной в металлический короб, присоединенный к нулевому потенциалу) или отдельным проводом в высоковольтной изоляции, расположенным на некоторой высоте над проводящей металлической конструкцией, потенциал которой равен потенциалу земли.

Для нахождения амплитуды обратной волны, как следует из (7), необходимо знать напряжение на линии и ее волновое сопротивление. Для нахождения волнового сопротивления, которое в основном зависит от поперечных размеров линии и вида применяемого диэлектрика между проводниками линии, определим погонные емкости и индуктивности для указанных выше подключений. Для простоты считаем, что все эти линии помещены в вакуум. Запишем приближенные значения погонных емкостей и индуктивностей для этих соединений, воспользовавшись справочной литературой [1–3,7]. В случае двухпроводной линии влиянием земли можно пренебречь, если высота подвеса над землей значительно больше расстояния между проводниками (таблица).

Схема линии соединения	Условия	C_0	L_0	$Z_с$
<p>1 Двухпроводная линия</p> 	$D \gg d$	$\frac{\pi \cdot \epsilon_0}{\ln \frac{D}{d}}$	$\frac{\mu_0}{\pi} \ln \frac{D}{d}$	$z_1 = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{D}{d} \approx 120 \left(\ln \frac{D}{d} \right). \quad (8)$
<p>2 Коаксиальная линия</p> 		$\frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}{\ln \frac{D}{d}}$	$\frac{\mu_0}{2 \cdot \pi} \ln \frac{D}{d}$	$z_2 = \frac{1}{2 \cdot \pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{D}{d} \approx 60 \cdot \ln \frac{D}{d}. \quad (9)$
<p>3 Однопроводная линия</p> 	$\frac{2 \cdot D}{d} \gg 3$	$\frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}{\ln \frac{2 \cdot D}{d}}$	$\frac{\mu_0}{2 \cdot \pi} \ln \frac{2 \cdot D}{d}$	$z_3 = \frac{1}{2 \cdot \pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \frac{2 \cdot D}{d} \approx 60 \cdot \ln \frac{2 \cdot D}{d}. \quad (10)$

Здесь $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{М}}$, $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma\text{Н}}{\text{М}}$ – электрическая и магнитная постоянные, соответственно.

Рассмотрение однопроводной линии сводится к рассмотрению двухпроводной линии с расстоянием между проводами равным $2D$. Емкость между проводом и землей однопроводной линии равна двойной емкости между проводом и его зеркальным отображением. Согласно [7], индуктивность однопроводной линии, обратным проводом которой служит земля, вдвое меньше индуктивности соответствующей двухпроводной линии, обратный провод которой находится от прямого на расстоянии $2D$.

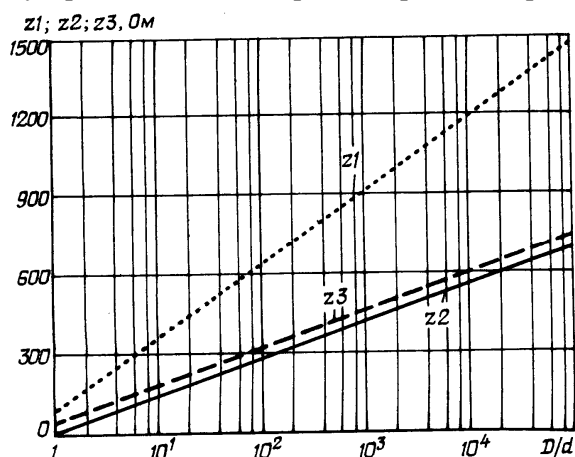


Рис. 3

Ом. В тоже время, при соединении двухпроводной линией с радиусом провода в 3 мм и расстоянием между проводами в 24 см волновое сопротивление может достигать 600 Ом. Следовательно, достоинством воздушных линий является возможность изменять в широком диапазоне величину волнового сопротивления. Здесь мы не рассматриваем радиочастотные кабели типа РС со спиральными проводниками.

Сравним переходные процессы при соединении источника с ЭЛП кабелем типа ЗКВЭЛ-60 с распределенными параметрами $R_{0к} = 0.015 \frac{\text{Ом}}{\text{М}}$, $L_{0к} = 0.42 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma}{\text{М}}$, $C_{0к} = 150 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{М}}$ и с помощью двухпроводной линии, подвешенной на тарельчатых изоляторах, с распределенными параметрами $R_{0л} = 0.015 \frac{\text{Ом}}{\text{М}}$, $L_{0л} = 1.2 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma}{\text{М}}$, $C_{0л} = 14 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{М}}$. Для определенности считаем, что линия соединения источника питания с ЭЛП имеет длину 10 м, напряжение на линии $U=30$ кВ. Используем выражение (4), пренебрегая гармонической составляющей.

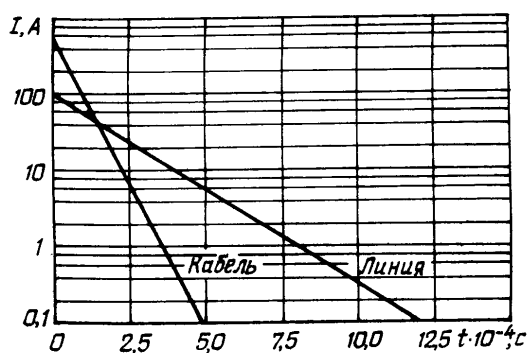


Рис. 4

Из анализа кривых рис. 4 следует, что при использовании кабеля, амплитуда обратной волны тока максимальна при минимальной длительности переходного процесса. Рассмотрим пример. Пусть источник высокого напряжения состоит из высокочастотного инвертора, повышающего трансформатора и высоковольтного выпрямителя. Выпрямитель выполнен по мостовой схеме без использования фильтрующих емкостей и содержит в каждом плече по 45 диодов с обратным напряжением в 1 кВ и прямым падением 1,5 В. При глухом коротком замыкании в нагрузке вся энергия, запасенная в линии соединения, выделится на выпрямительных диодах. Для соединения, выполненного кабелем, это составит около 20 кВт за 0,5 мсек, а для двухпроводной линии – чуть более 8 кВт за 1,2 мсек. Мгновенная мощность, рассеиваемая каждым диодом, составит при соединении кабелем 900 Вт, при соединении двухпроводной линией – 150 Вт. Следовательно, при соединении кабелем с параметрами, указанными выше, нельзя обеспечить безаварийную работу выпрямителя без принятия дополнительных мер. При подключении источника к нагрузке с помощью двухпроводной линии возможна безаварийная работа выпрямителя, если использовать большее расстояние между

Зная погонные индуктивности и емкости для рассматриваемых видов подключения, определим волновые сопротивления. Полученные значения Z_0 с учетом принятых допущений сведем в таблицу.

Сравним волновые сопротивления для разных вариантов соединения. На рис. 3 по выражениям (8)–(10) построены зависимости волнового сопротивления от отношения D/d , где d – радиус провода или внутренней жилы кабеля, а D – наружный радиус кабеля, или расстояние между проводами, или высота подвеса провода.

Как видно, кабельное соединение, с отношением $D/d=10-20$, может иметь волновое сопротивление до 100–150 Ом. Однопроводная линия с радиусом провода 1,5–3 мм и высотой подвеса 3 м, может иметь волновое сопротивление до 400–500

Из анализа кривых рис. 4 следует, что при использовании кабеля, амплитуда обратной волны тока максимальна при минимальной длительности переходного процесса. Рассмотрим пример. Пусть источник высокого напряжения состоит из высокочастотного инвертора, повышающего трансформатора и высоковольтного выпрямителя. Выпрямитель выполнен по мостовой схеме без использования фильтрующих емкостей и содержит в каждом плече по 45 диодов с обратным напряжением в 1 кВ и прямым падением 1,5 В. При глухом коротком замыкании в нагрузке вся энергия, запасенная в линии соединения, выделится на выпрямительных диодах. Для соединения, выполненного кабелем, это составит около 20 кВт за 0,5 мсек, а для двухпроводной линии – чуть более 8 кВт за 1,2 мсек. Мгновенная мощность, рассеиваемая каждым диодом, составит при соединении кабелем 900 Вт, при соединении двухпроводной линией – 150 Вт. Следовательно, при соединении кабелем с параметрами, указанными выше, нельзя обеспечить безаварийную работу выпрямителя без принятия дополнительных мер. При подключении источника к нагрузке с помощью двухпроводной линии возможна безаварийная работа выпрямителя, если использовать большее расстояние между

проводами для увеличения волнового сопротивления и выбирать диоды, которые способны пропустить обратную волну тока.

Моделирование переходных процессов в электрической схеме, показанной на рис. 1, проводилось с помощью программы PSpice, входящей в пакет OrCAD. Линия, соединяющая источник питания с ЭЛП, была представлена в виде схемы замещения, состоящей из нескольких Г-образных звеньев. Необходимое для получения достоверных результатов при моделировании количество звеньев N определим из полосы пропускания схемы замещения. Запишем, пренебрегая проводимостью, напряжение на выходе одного из звеньев схемы замещения

$$U_2 = U_1 \frac{1}{p \cdot C_0 \cdot l} \left(p \cdot L_0 \cdot l + R_0 \cdot l + \frac{1}{p \cdot C_0 \cdot l} \right)^{-1}. \quad (11)$$

Тогда передаточную функцию звена можно представить в виде

$$W_1(p) = \frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{p^2 \cdot L_0 \cdot C_0 \cdot l^2 + p \cdot R_0 \cdot C_0 \cdot l^2 + 1} = \frac{1}{p^2 \cdot T^2 + 2 \cdot k \cdot T + 1}, \quad (12)$$

где $T = l \cdot \sqrt{L_0 \cdot C_0}$, $k = \frac{R_0 \cdot l}{2 \cdot Z_0}$.

Так как схема замещения представлена последовательным соединением N однотипных Г-образных звеньев, то общая передаточная функция схемы замещения будет иметь вид

$$W(p) = W_1(p) \cdot W_2(p) \cdot \dots \cdot W_N(p) = \left(\frac{1}{p^2 \cdot T(N)^2 + 2 \cdot k(N) \cdot T(N) + 1} \right)^N, \quad (13)$$

где постоянная времени звена $T(N) = \frac{l}{N} \cdot \sqrt{L_0 \cdot C_0}$, (14)

а коэффициент затухания звена $k(N) = \frac{R_0 \cdot l}{2 \cdot N \cdot Z_0}$.

Определим необходимое количество звеньев, которое нужно учесть в эквивалентной схеме замещения линии для того, чтобы исследовать процессы в линии соединения в полосе частот f . Из (14)

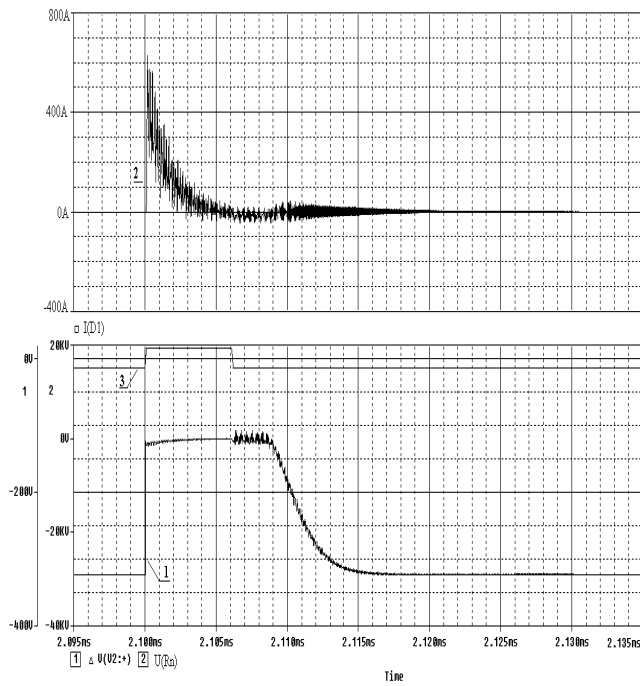
получаем $2 \cdot \pi \cdot f = \frac{1}{T(N)}$, откуда $N = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot l \cdot \sqrt{L_0 \cdot C_0}$. (15)

Из (15) следует, для того, чтобы исследовать переходной процесс в рассматриваемых примерах, в полосе частот втрое превышающей частоту собственных колебаний линий соединения, достаточно учитывать в схеме замещения (рис. 1) четыре звена.

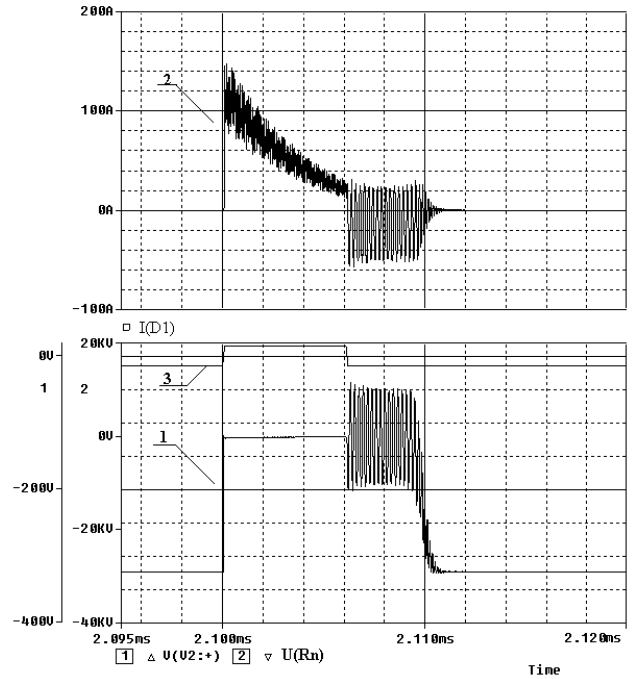
Результаты моделирования переходных процессов при коротком замыкании в нагрузке показаны на рис. 5, где: кривая 1 – напряжение на выходе линии соединения, т.е. напряжение на нагрузке; 2 – ток через диод, т.е. обратная волна тока через выпрямительные диоды источника питания; 3 – время, в течение которого ключ SA1 замкнут (рис. 1). На рис. 5, а – результаты моделирования при соединении источника с нагрузкой с помощью кабеля, причем нагрузка соответствует вольт-амперной характеристике ЭЛП (2); на рис. 5, б – при соединении источника с нагрузкой двухпроводной линией с нагрузкой вида (2); на рис. 5, в – при соединении источника с нагрузкой двухпроводной линией, причем нагрузка представлена постоянным резистором, величина которого соответствует току в номинальном режиме; на рис. 5, г – результаты моделирования, аналогичные представленным на рис. 5, б, но с дополнительной индуктивностью (100 мкГн), включенной последовательно с источником высокого напряжения.

Из анализа кривых рис. 5 следует, что

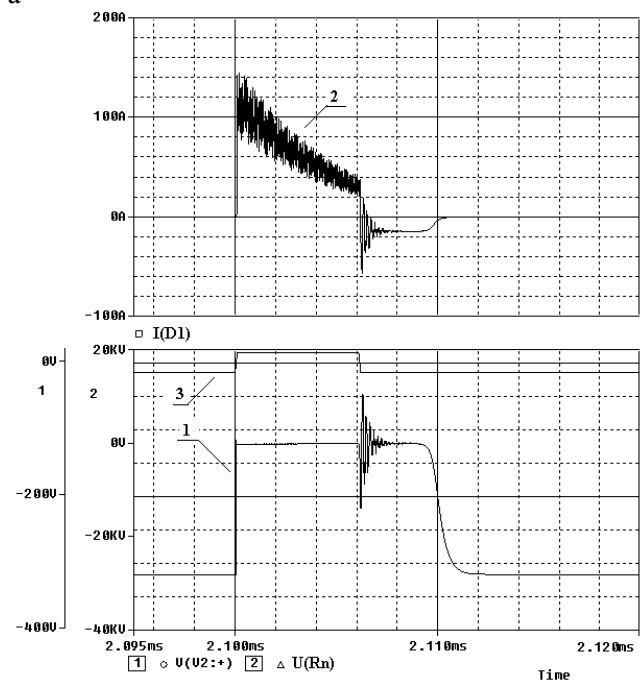
– во время пробоя, скачкообразно снижается напряжение на нагрузке и в линии с потерями, соединяющей источник питания с нагрузкой, возникает затухающий переходной процесс, амплитуда и частота которого определяются выражением (4).



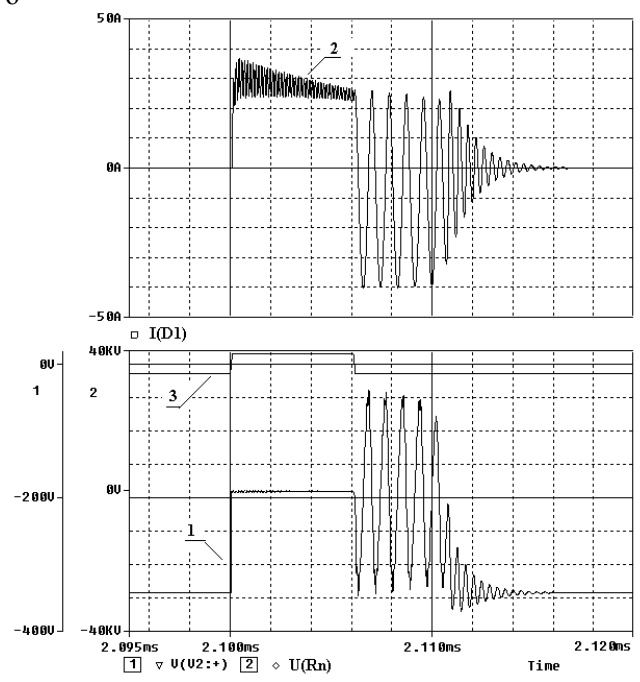
а



б



в



г

Рис. 5

– Во время пробоя, амплитуда тока через выпрямительные диоды, увеличивается на величину, равную амплитуде обратной волны тока линии. Амплитуда тока максимальна при соединении кабелем (рис. 5, а).

– Самое быстрое затухание переходного процесса наблюдается при соединении кабелем, так как L_0 кабельной линии меньше, чем при других соединениях.

– Если за время пробоя вся энергия линии соединения рассеялась, то восстановление высокого напряжения на нагрузке происходит без существенного колебательного процесса (рис. 5, а).

– Если нагрузка представлена в виде постоянного резистора и за время пробоя вся энергия линии соединения полностью не рассеялась, восстановление высокого напряжения происходит без существенного колебательного процесса (рис. 5, в).

– При учете ВАХ нагрузки вида (2), если энергия, запасенная в линии за время пробоя, полностью не рассеялась, то во время восстановления диодов возникают существенные колебания, причем амплитуда колебаний напряжения может достигать нескольких десятков кВ.

– Если энергия в линии полностью не рассеялась за время пробоя, то подъем выходного напряжения после окончания пробоя происходит существенно быстрее.

Наиболее простым средством ограничения обратной волны тока при пробоях является введение высоковольтного дросселя (защунтированного обратным диодом или просто резистором) между выходом высоковольтного выпрямителя и ЭЛП. Это средство защиты может быть эффективно и при кратковременных самовосстанавливающихся пробоях, когда электрический разряд неустойчив и время его деионизации не превышает нескольких микросекунд. При этом в зависимости от величины индуктивности дросселя могут возникнуть проблемы с поиском эффективной конструкции самого дросселя, так как при пробое к нему прикладывается все напряжение источника питания. Величина индуктивности высоковольтного дросселя напрямую зависит от емкости, приведенной к выходным клеммам источника питания, и допустимой величины обратной волны тока, которую могут пропустить выпрямительные диоды источника питания. Высоковольтный дроссель и емкость, приведенную к выходным клеммам источника, можно рассматривать как некий отрезок линии, к которому применимы полученные ранее выражения (4,5,7).

Исходя из необходимого уровня ограничения обратной волны тока через выпрямительные диоды, выбираем величину волнового сопротивления, которую необходимо реализовать, используя высоковольтный дроссель и емкость, приведенную к выходным клеммам источника.

На рис. 6 показаны расчетные значения индуктивности высоковольтного дросселя в зависимости от емкости, приведенной к выходным клеммам источника питания, и волнового сопротивления.

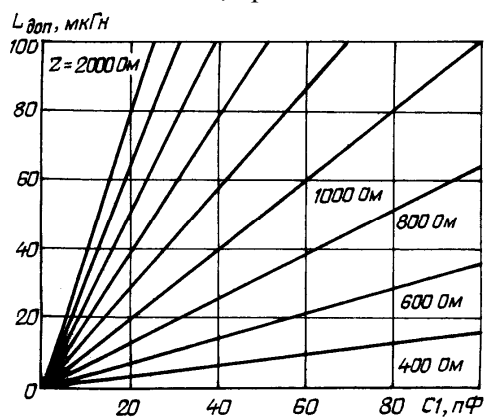


Рис. 6

Из проведенного анализа можно сделать следующие выводы. Наихудший случай для источника питания возникает при искрении и пробоях, при которых запасенная энергия в линии полностью не рассеивается за время существования пробоя. При анализе переходных процессов в системе источник питания–линия соединения–нагрузка необходимо учитывать ВАХ нагрузки и реальные параметры диодов. Введение индуктивности последовательно с выходом высоковольтного источника питания существенно ограничивает амплитуду обратной волны тока и может служить инструментом защиты высоковольтного источника питания от пробоев при минимизации емкости, приведенной к выходным клеммам источника питания.

1. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники: Электрические цепи. Учеб. для студентов электротехнических, энергетических и приборостроительных специальностей вузов. – 7-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1978. – 528 с.
2. Иосель Ю.Я. и др. Расчет электрической емкости.-2-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоиздат. Ленингр. Отд-ние, 1981. – 288 с.
3. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 488 с.
4. Мартынов В.В. Источники электропитания для электронно-лучевого и плазменного технологического оборудования // Пр. Ин-ту электродинамики НАН України. – 2004. – №3(9). – С. 43–49.
5. Матвеев Н.В. Высоковольтные системы электропитания для микроволновых и электронно-лучевых технологических установок // IX Симпозиум "Электротехника 2030", доклад 07.07. 2007.
6. Спивак В.М. и др. Системы управления лучевых технологических установок. – К.:Техника, 1988. – 272 с.
7. Теоретические основы электротехники, ч.3. / Под ред. Поливанова К.М. – М.: Энергия, 1969. – 352 с.
8. Ткачев Л.Г., Батов Н.Г. и др. Волновые процессы в технологических установках с электронно-лучевым нагревом // Электротехника. – 1995. – №9. – С. 39–41.
9. Чернов В.А. Мощные электронные пушки высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) и оборудование на их основе // IX Симпозиум "Электротехника 2030", доклад 07.10. 2007.

Надійшла 07.07.2009